

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky  
a komunikačních technologií

DIZERTAČNÍ PRÁCE

Brno, 2023

Ing. František Urban



# VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

## FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

## ÚSTAV TELEKOMUNIKACÍ

DEPARTMENT OF TELECOMMUNICATIONS

## PRVKY S PODÉLNÝMI FOTONICKÝMI STRUKTURAMI V OPTICKÝCH VLÁKNECH

LONGITUDINAL PHOTONIC STRUCTURES IN OPTICAL FIBRES

### DIZERTAČNÍ PRÁCE

DOCTORAL THESIS

### AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Ing. František Urban

### ŠKOLITEL

SUPERVISOR

prof. Ing. Zdeněk Smékal, CSc.

BRNO 2023

## **ABSTRAKT**

Cílem práce je analyzovat možnosti využití specifické metody přípravy podélných vláknových kvaziperiodických struktur typu Braggových mřížek, k návrhu a přípravě optovláknových difrakčních prvků pro sensoriku. Ohniskem práce se staly apodizované Braggovy mřížky a metoda jejich návrhu a přípravy založená na vzájemném překrytí dvou i více mírně se lišících uniformních struktur. První část práce shrnuje teoretické poznatky o Braggových mřížkách a prezentuje rozbor základních typů mřížek a jejich významných vlastností. Dále se práce zabývá významnými aspekty použití mřížek v sensorice, analyzuje způsoby vyhodnocování účinků měřených veličin na mřížky. Ukazuje cesty optimalizace přesnosti měření ovlivněné šumy z hlediska vlastností mřížek i postupů vyhodnocování. V kapitole 4. práce ukazuje význam a vlastnosti apodizace mřížek. Stěžejní kapitola 5. rozšiřuje a zobecňuje použití metody Moaré pro přípravu apodizovaných mřížek. Jsou představeny principy a vytvořen matematický popis zobecněné metody Moaré překryvu více nestejných uniformních mřížkových struktur, který je zaměřen na implementaci metody do technického systému přípravy mřížek systémem bočního osvětlení vlákna přes společnou fázovou masku s napínáním a posuvy vlákna při expozicích jednotlivých submřížek struktury. Princip metody je aplikován do optimalizací návrhů devíti zvláštních mřížkových struktur s dvěma a třemi submřížkami pro dosažení specifických parametrů výhodných pro sensorické aplikace. Kapitola 6. prezentuje kroky přípravy expozičního zařízení k rozvinutí expozice mřížek zobecněnou Moaré metodou a uvádí výsledky experimentálních prací při realizaci navržených apodizovaných dvoj a trojmřížkových struktur. Jsou prezentovány optimalizované struktury pro vysoký odstup postranních maxim, struktury s ostrým spektrálním poklesem odrazivosti v hlavním maximu a struktury s plochým temenem maxima odrazivosti.

## **KLÍČOVÁ SLOVA**

Braggova mřížka, skenování spektra, odrazné spektrum mřížky, apodizace mřížky, Moaré, odstup postranních maxim.

## **ABSTRACT**

The focus of the thesis is to analyse the specific ways and the means of preparation of the longitudinal quasi-periodical optical structures of the Bragg grating type made in the fibre waveguides with a scope of forming the fibre diffractive elements for sensorics. Apodized Bragg gratings and their design and preparation based on the overlying of two or more nonidentical uniform structures became the target of the work. The first part presents the Bragg grating theory and the outline of the grating types and features. Further the thesis discusses the important aspects of grating applications in sensors. The ways of sensorial grating optimization and grating evaluation optimization are shown. Chapter 4. shows the impact and properties of the grating apodization. The next part of the thesis spreads and generalises the usage of the Moaré method of apodized gratings preparation. The principles of the generalized method are introduced and its math description based on the multiple nonequal subgratings overlays formulated. The math formulation respects the specifics of the gratings writing by the side exposition of the fibre with the interference pattern of the UV radiation passing through the phase mask, where all the subgratings use the common mask and the fibre stretches and shifts are applied. These principles are applied in optimised designs of nine application specific grating structures using two and three subgratings. Chapter 6. presents the necessary steps for the exposition system to adopt the needs of the generalised Moaré method and shows the results of the experimental works in the preparation of the designed apodized two and three subgrating based structures. The optimized grating structures with high side lobe suppression, structures with sharp central reflectance drop and the structures with flat reflectance maximum are presented.

## **KEYWORDS**

Bragg grating, spectrum scanning, grating reflectance spectrum, grating apodization, Moaré, side lobe suppression.

URBAN, František. *Prvky s podélnými fotonickými strukturami v optických vláknech*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav telekomunikací, 2023, 194 s. Disertační práce. Vedoucí práce: prof. Ing. Zdeněk Smékal, CSc.



## Prohlášení autora o původnosti díla

<b>Jméno a příjmení autora:</b>	Ing. František Urban
<b>VUT ID autora:</b>	125680
<b>Typ práce:</b>	Disertační práce
<b>Akademický rok:</b>	2022/23
<b>Téma závěrečné práce:</b>	Prvky s podélnými fotonickými strukturami v optických vláknech

Prohlašuji, že svou závěrečnou práci jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucí/ho závěrečné práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené závěrečné práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této závěrečné práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a/nebo majetkových a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

Brno .....

.....  
podpis autora\*

---

\*Autor podepisuje pouze v tištěné verzi.





## PODĚKOVÁNÍ

Rád bych poděkoval vedoucímu dizertační práce panu prof. Ing. Miloslavu Filkovi, CSc. za odborné vedení konzultace, trpělivost a podnětné návrhy k práci. Dále bych rád poděkoval celé své rodině za trpělivost a podporu při tvoření této práce.



# Obsah

<b>1 Úvod</b>	<b>23</b>
1.1 Podélné fotonické struktury v optických vláknech . . . . .	23
1.2 Vytváření mřížkových struktur a zaměření práce . . . . .	24
1.3 Teorie FBG, LPG . . . . .	27
1.3.1 Uniformní FBG . . . . .	31
1.3.2 Mřížky zvláštních typů . . . . .	38
1.4 Příprava mřížkových struktur . . . . .	44
<b>2 Využití vláknových mřížek v sensorice</b>	<b>53</b>
2.1 Teplotní citlivost Braggovských mřížek . . . . .	53
2.2 Podélné napětí ve vláknové Braggově mřížce . . . . .	55
2.3 Simultánní měření napětí a teploty . . . . .	56
2.4 Příčné napětí ve vláknové Braggově mřížce . . . . .	58
<b>3 Vyhodnocování spektrálního posuvu při mřížkovém snímání</b>	<b>61</b>
3.1 Mřížkové sensorické soustavy s měřením spektra převodem na intenzitu	61
3.1.1 Metoda rampového filtru . . . . .	61
3.1.2 Metoda korelace s referenční mřížkou . . . . .	63
3.2 Mřížkové sensorické soustavy s měřením spektra rozkladem . . . . .	65
3.3 Mřížkové sensorické soustavy se skenovacím měřením spektra . . . . .	66
3.3.1 Šum při měření posuvu spektra mřížky skenováním . . . . .	69
3.3.2 Návrh mřížek pro vyhodnocování technikou skenování spektra	72
<b>4 Apodizace mřížek</b>	<b>81</b>
4.1 Pravá a nepravá apodizace . . . . .	81
4.2 Apodizační profily . . . . .	82
4.3 Apodizační techniky . . . . .	83
<b>5 Apodizace mřížek technikou zobecnělé metody MOARÉ</b>	<b>87</b>
5.1 Principy a matematický popis zobecněné metody Moaré . . . . .	87
5.2 Dvojmřížkové osově centrálně symetrické Moaré struktury . . . . .	94
5.2.1 Mřížkové struktury s vysokým odstupem postranních maxim .	99
5.2.2 Mřížkové struktury s plochým spektrem odrazu . . . . .	101
5.3 Antisymetrické dvojmřížkové Moaré struktury . . . . .	110
5.4 Nesymetrické dvojmřížkové Moaré struktury . . . . .	121
5.5 Trojmřížkové Moaré apodizace . . . . .	127

<b>6 Experimentální práce</b>	<b>145</b>
6.1 Kalibrace UV expozice a soustavy napínání vlákna . . . . .	147
6.2 Dosažené výsledky . . . . .	151
6.2.1 Dvojmřížková symetrická apodizace pro vysoký odstup postranních maxim . . . . .	152
6.2.2 Dvojmřížková antisymetrická apodizace se spektrálním poklesem odrazivosti v hlavním maximu . . . . .	153
6.2.3 Trojmřížková nesymetrická Moaré apodizace struktury s plochým temenem maxima odrazivosti . . . . .	155
<b>Závěr</b>	<b>171</b>
<b>Literatura</b>	<b>177</b>
<b>Seznam symbolů a zkratk</b>	<b>181</b>

# Seznam obrázků

1.1	uniformní Braggova mřížka . . . . .	30
1.2	Přenosová funkce odrazu mřížky . . . . .	32
1.3	Transmisivita a efektivní délka mřížky . . . . .	34
1.4	Šířka hlavního laloku odraženého spektra uniformní mřížky . . . . .	35
1.5	OSNR FBG . . . . .	36
1.6	Odrazivost FBG . . . . .	36
1.7	T-FBG v odrazu a průchodu zařízení, [36] . . . . .	38
1.8	Spektrum nakloněné mřížky v procházejícím záření, [36] . . . . .	39
1.9	Podmínky fázového synchronismu pro jádrový odraz $k_{R\alpha}$ , pro Ghost $k_{G\alpha}$ a pro dominantní vyšší plášťový vid $k_{CL\alpha}$ u T-FBG s konstantou $K_{GRATING\alpha}$ nakloněné o úhel $\alpha$ . . . . .	40
1.10	Fázová koincidence odrazů do jádra a pláště ve vidovém diagramu jádrového a plášťových vidů ve vláknu s T-FBG . . . . .	41
1.11	Odražené spektrum lineárně čirpované mřížky [28] . . . . .	42
1.12	Mřížka s fázovým skokem a) průběh indexu lomu, b) transmisní spektrum . . . . .	43
1.13	Průběh indexu lomu a spektrum odrazu u a) apodizované mřížky a b) uniformní . . . . .	45
1.14	P-b-P metoda přípravy LPFG . . . . .	47
1.15	Vlnový vektor mřížky $\mathbf{K}_G$ . . . . .	48
1.16	Interferometrický zápis mřížek a) amplitudový Rožděstvenskij - Mach interferometr b) sdílením vlnoplochy - modifikovaný Lloyd interferometr . . . . .	49
1.17	Výroba mřížky fázovou maskou . . . . .	50
1.18	Optická soustava pro výrobu difrakční mřížky expanzí přes fázovou masku [36] . . . . .	51
2.1	Typická závislost hodnoty Braggovy rezonanční vlnové délky $\lambda_B$ na teplotě pro stripované jednovidové vlákno ITU-T G.652.D . . . . .	54
2.2	Kalibrační funkce mřížkového senzoru deformace. . . . .	56
2.3	Citlivosti posuvu vlnové délky jádrového odrazu (červeně) a Ghost (modře) u TFBG na podélné napětí a teplotu. . . . .	58
2.4	Působení příčného napětí na vláknovou mřížku, a) orientace síly a vznik anizotropie indexů lomu ve vlákne, b) odrazné spektrum mřížky po rozkladu vedeného vidu $HE_{11}$ do ortogonálních polarizací. . . . .	60
3.1	Vyhodnocování FBG spektra pomocí rampového filtru, a) konvoluce spekter rampového filtru a FBG, b) schema optické části vyhodnocovacího systému . . . . .	62

3.2	Vyhodnocování FBG spektra pomocí referenční mřížky, a) konvoluce spekter referenční a měřící FBG, b) schema optické části vyhodnocovacího systému . . . . .	64
3.3	Konvoluce spekter $R_G(\lambda + \Delta\lambda)$ a $R_R(\lambda)$ měřící a referenční mřížky . . . . .	65
3.4	Vyhodnocování posuvu spektra mřížky rozkladem spektra, a) princip, b) signály na detektorovém poli . . . . .	66
3.5	Skenovací metoda vyšetřování mřížky . . . . .	68
3.6	Uniformní mřížka, design No. 10-82, a) profil indexu lomu mřížky; původní a skenované spektrum mřížky při použití skenovacího spektra $\Delta\lambda_{sFWHM} = 30$ pm b), $\Delta\lambda_{sFWHM} = 82.5$ pm c) a $\Delta\lambda_{sFWHM} = 120$ pm d) . . . . .	69
3.7	Vliv superponovaného šumu na určení maxima odrazivosti skenované mřížky . . . . .	71
3.8	Pravděpodobnost nalezení maxima v signálu $I_m(t)$ s šumem . . . . .	71
3.9	Vyhodnocení závislosti spektrálních vlastností uniformní Braggovy mřížky na délce mřížky $L$ a dosažené hodnotě maximální reflexivity $R_{MAX}$ . . . . .	74
3.10	Závislost šumových parametrů uniformní mřížky na reflexivitě pro délky mřížky a) 3,5 mm, b) 5,5 mm, c) 11 mm . . . . .	76
3.11	Skenovaná šumová šířka spektra mřížky 10-82 pro různé šířky spektra skenovacího zdroje . . . . .	78
4.1	a) nepravá apodizace mřížky pomocí expozice přes amplitudovou masku, b) pravá apodizace mřížky pomocí interference paprsků s omezenou koherencí . . . . .	82
4.2	Apodizace podélnými oscilacemi vlákna proti difrakční fázové masce . . . . .	84
4.3	Apodizace mřížky metodou dvojí expozice přes fázovou masku s napínáním vláken . . . . .	84
4.4	Interference dvou uniformních mřížek s blízkou periodou při Moaré apodizaci. . . . .	86
5.1	Model pozicování vlákna k fázové masce při aplikaci zobecněné metody MOARÉ k apodizaci Braggovy mřížky . . . . .	88
5.2	Intenzity interferencí pod fázovou maskou . . . . .	89
5.3	Dvojexpoziční symetrická apodizace se shodnou energií expozice primární a sekundární mřížky, s fázovým posuvem primární a sekundární mřížky na koncích struktury $\Delta\phi_{12}(\frac{-l_m}{2}) = +\pi$ , $a dK = \frac{-2\pi}{l_m}$ ; $\phi_s = 0$ ; (SAM_14); . . . . .	96
5.4	Uniformní mřížka délky $l_m = 11$ mm (SAM_10), a) průběh amplitudy změn indexu lomu; b) odrazné spektrum mřížky . . . . .	97

5.5	Superpozice spekter amplitudového odrazu od primární a sekundární mřížky u centrálně symetrického Moaré . . . . .	97
5.6	Profil indexu lomu (levý sloupec) a odrazné spektrum (pravý sloupec) symetricky apodizované mřížky se stejnou délkou struktury $l_m = 11$ mm, shodnou energií expozice primární a sekundární mřížky a jimi vyvolanou změnou indexu lomu $2 \cdot \Delta n_{ACMAX} = 1,75 \cdot 10^{-4}$ a fázovým rozdílem $\Delta\phi_{12}(l_m/2)$ a) $-0,75 \cdot \pi$ , <i>SAM_13</i> ; b) $-0,9 \cdot \pi$ , <i>SAM_16</i> ; c) $-1,1 \cdot \pi$ , <i>SAM_17</i> . . . . .	98
5.7	Návrh dvojexpoziční Moaré struktury s plochým temenem. a) generační mřížka Moaré struktur <i>SAM_63 - 00H</i> ; b) apodizovaná struktura <i>SAM_63 - 10H</i> s $dK = -2\pi/l_m$ ; c) apodizovaná struktura <i>SAM_63 - 15H</i> s $dK = -1,5 \cdot 2\pi/l_m$ . . . . .	106
5.8	Vlastnosti dvojexpoziční Moaré struktury s plochým temenem <i>SAM_63 - 15H</i> . a) průběh rozdílu $\delta R(\lambda)$ pro pokles konstantní hladiny na $R_{GS} = 0,93 \cdot R_{GMAX} = 87,4 \%$ ; b) korelace identických spekter (zelená čára) $R_G(\lambda - \Delta\lambda_\epsilon) \cdot R_R(\lambda)$ pro vzájemný posuv překrytých spekter (pro zelené průběhy korelace spekter platí $\Delta\lambda_\epsilon =$ Vlnová délka $-1321,79$ nm); c) detail korelace spekter porovnané s přímkou (černá čára); d) průběh transmisního $Tr_{GdB}(\lambda)$ spektra struktury. . . . .	107
5.9	Dvojexpoziční Moaré struktury s plochým temenem - průběhy transmisního spektra; a) design <i>SAM_63 - 125H</i> s maximem odrazu ve středu spektra; b) design <i>SAM_63 - 128H</i> s ideálně plochým odrazným spektrem; c) design <i>SAM_63 - 13H</i> s poklesem odrazu ve středu spektra; d) reflexní spektrum designu <i>SAM_63 - 13H</i> s poklesem odrazu ve středu spektra . . . . .	108
5.10	<i>SAM_63 - 128H</i> Moaré struktura s plochým temenem; a) odrazné spektrum a konvoluce překrytí posunutých identických spekter; b) průběh rozdílu $\delta R(\lambda)$ pro pokles konstantní hladiny na $R_{GS} = 0,995 \cdot R_{GMAX} = 93,45\%$ . . . . .	109
5.11	Schéma vzniku antisymetrické apodizace se sekundární mřížkou (modře) exponovanou po natažení a posunutí vlákna s primární mřížkou (červeně) vlevo . . . . .	111

5.12	Antisymetrická struktura Moaré s $l_m = 10$ mm, shodnou energií expozice primární a sekundární mřížky a jimi vyvolanou změnou indexu lomu $2 \cdot \Delta n_{ACMAX} = 3 \cdot 10^{-4}$ a fázovým rozdílem $\Delta\phi_{12}(\frac{l_m}{2}) = 0$ , $\Delta\phi_{12}(\frac{-l_m}{2}) = +2\pi$ , $\phi_s = +\pi$ ; design <i>SAM_231 - 1</i> . a) modulace indexu lomu struktury, b) spektrum odrazu struktury, c) průběh střídavé složky indexu lomu struktury ve středu, d) princip vytvoření struktury posuvem a změnou natažení vlákna po expozici primární mřížky . . . . .	112
5.13	Superpozice spekter amplitudového odrazu od primární a sekundární mřížky u antisymetrického Moaré . . . . .	114
5.14	Průběh indexové modulace, spektrum intenzitního odrazu a detail spektra centrálního poklesu odrazivosti v antisymetrické Moaré struktuře pro strmosti dK rozdílu fáze průběhů indexu lomu primární a sekundární mřížky a) $dK = 2, 2 \cdot (-2\pi/l_m)$ , <i>SAM_238</i> ; b) $dK = 2, 0 \cdot (-2\pi/l_m)$ , <i>SAM_236</i> . . . . .	116
5.15	Průběh indexové modulace, spektrum intenzitního odrazu a detail spektra centrálního poklesu odrazivosti v antisymetrické Moaré struktuře pro strmosti dK rozdílu fáze průběhů indexu lomu primární a sekundární mřížky c) $dK = 1, 75 \cdot (-2\pi/l_m)$ , <i>SAM_239</i> ; d) $dK = 0, 6 \cdot (-2\pi/l_m)$ , <i>SAM_230 - 01H</i> . . . . .	117
5.16	Průběh indexové modulace, spektrum intenzitního odrazu a detail spektra centrálního poklesu odrazivosti v antisymetrické Moaré struktuře pro strmosti dK rozdílu fáze průběhů indexu lomu primární a sekundární mřížky e) $dK = 0, 3 \cdot (-2\pi/l_m)$ , <i>SAM_234H</i> ) . . . . .	118
5.17	Skenování spektra antisymetrické moaré struktury <i>SAM_230 - 01H</i> zdroji s šířkou spektra $\Delta\lambda_S$ a) 50 pm; b) 10 pm; c) 1 pm. Modře - původní spektrum, zeleně - skenované spektrum. . . . .	120
5.18	Schéma vytvoření nesymetrické Moaré struktury s uzlem na začátku; a) povolení primární mřížky, $dK < 0$ a posun vlákna o $\Delta x = +\frac{\Lambda_{G12}}{2}$ , b) napnutí primární mřížky, $dK > 0$ a posun vlákna o $\Delta x = -\frac{\Lambda_{G12}}{2}$ . . . . .	122
5.19	Amplituda indexu lomu a odrazné spektrum nesymetrických Moaré struktur s délkou $l_m = 5, 5$ nm, $\Delta\phi_{12}(\frac{-l_m}{2}) = \pi$ a rozdílnými hodnotami $\Phi_m$ ; a) $\Phi_m = -0, 5\pi$ ; b) $\Phi_m = -0, 7\pi$ ; c) $\Phi_m = -1\pi$ . . . . .	125
5.20	Amplituda indexu lomu a odrazné spektrum nesymetrických Moaré struktur s délkou $l_m = 5, 5$ nm, $\Delta\phi_{12}(\frac{-l_m}{2}) = \pi$ a rozdílnými hodnotami $\Phi_m$ ; d) $\Phi_m = -1, 5\pi$ ; e) $\Phi_m = -2\pi$ . . . . .	126



5.21	Indexová struktura a odrazné spektrum uniformní mřížky <i>SAM_01</i> totožné s primární mřížkou struktur <i>SAM_2 – 01H</i> a <i>SAM_1 – 01H</i>	126
5.22	Trojmřížková centrálně osově symetrická Moaré struktura s uzly na okrajích, design <i>SAM_22</i> . a) průběh amplitudy změn indexu lomu; b) reflexní spektrum; c) reflexní spektrum v logaritmické míře; d) transmisní spektrum struktury . . . . .	129
5.23	Superpozice amplitudových spekter při trojmřížkové apodizaci: a) schema struktur s potlačeným SLS a struktur s plochým temenem odrazného spektra; b) schema struktur se zúženým hlavním maximem odrazného spektra; c) schema struktur s rampovým průběhem odrazného spektra . . . . .	130
5.24	Trojmřížková Moaré struktura <i>SAM_699 – 04</i> s plochým temenem spektra odrazivosti; a) modulace indexu lomu; b) transmisní spektrum; c) reflexní spektrum v logaritmickém zobrazení; d) reflexní spektrum v lineárním zobrazení s referenční hladinou odrazivosti $R_{GS}$ (červeně) . . . . .	132
5.25	Průběh autokorelační funkce překrytí spekter identických struktur měřící a referenční mřížky designu <i>SAM_699-04</i> a rozložení odchylky odrazného spektra $\delta R_{GS}(\lambda)$ . . . . .	133
5.26	Amplitudový interogátor pro snímání rychlých dějů rampovou mřížkou s kompenzací teplotního driftu přeladováním referenčního zdroje; a) Konvoluce spekter měřící mřížky $R_G$ a referenčního zdroje $I_R$ ; b) schema optické sestavy interogátoru s komparací měřícího signálu $I_{RG}$ a referenčního signálu $I_R$ . . . . .	134
5.27	Trojmřížková nesymetrická Moaré struktura s rampovým průběhem odrazného spektra <i>SAM_211</i> ; a) průběh modulace indexu lomu struktury; b) logaritmické reflexní spektrum; c) reflexní spektrum v lineárním měřítku s lineární aproximací hrany (červeně); d) průběh odchylky od lineární aproximace . . . . .	136
5.28	Moaré generačních mřížek 1 a 3 struktury <i>SAM_211</i> ; a) průběh modulace indexu lomu; b) reflexní spektrum v lineárním měřítku . . . . .	137
5.29	Odrazné spektrum, korelace spektra při skenování a průběh modulace indexu lomu pro trojmřížkové Moaré struktury mřížek designu a) <i>SAM_2250-14</i> , b) <i>SAM_2250-13</i> , c) <i>SAM_2250-4</i> and d) <i>SAM_2250-15</i> . . . . .	140

5.30	Schema interference tří generačních mřížek a průběhy vzájemných fázových rozdílů generačních mřížek podél struktury SAM_225-1 pro apodizaci s vysokým potlačením postranních maxim v odrazném spektru. Mřížka 1 - červená; mřížka 3 – modrá; mřížka 2 – čárkovaná černá . . . . .	142
5.31	Nesymetrická trojmřížková Moaré struktura SAM_225-1 s úplnou eliminací postranních maxim; a) odrazné spektrum v decibelech; b) průběh modulace indexu lomu struktury; c) odrazné spektrum struktury v lineárním měřítku; d) transmisní spektrum v decibelech . . . . .	144
5.32	Odrazné spektrum a průběh modulace indexu lomu substruktury 1,3.	144
6.1	Pracoviště pro přípravu braggových mřížek fy NETWORK GROUP, s.r.o. s Kr-Xe excimerovým UV pulsním laserem . . . . .	145
6.2	Přípravek pro fixaci vlákna k fázové masce pro UV expozici Braggových mřížek . . . . .	146
6.3	Vznik čirpování při nelineární závislosti fotorefrakce na UV dávce. a) modelová dvojmřížková apodizace, b) modulace indexu lomu při lineární expoziční závislosti fotorefrakce, c) modulace indexu lomu při nelineární expoziční závislosti fotorefrakce . . . . .	158
6.4	Screenshot spektrálního měření nesymetrie v odrazném spektru apodizované struktury . . . . .	158
6.5	Kalibrace expozice pro vlnovou délku 1314 nm a krátkou mřížku . . .	159
6.6	Kalibrace expozice pro vlnovou délku 1547 nm a krátkou mřížku . . .	160
6.7	Hystereze v piezoelektrickém napínání unašeče vlákna . . . . .	161
6.8	Nesymetrie piezoelektricky řízeného přemístění držáků vláken unašeče	161
6.9	Změna centrální vlnové délky odrazu kontrolní mřížky napjaté v držácích vlákna silou 5 N . . . . .	162
6.10	Screenshot reflexního spektra primární mřížky osově symetrické dvojmřížkové Moaré apodizované struktury s $\Delta\phi_{12}(\frac{\pm l_m}{2}) = \pm\pi$ . . . . .	162
6.11	Screenshot reflexního spektra výsledné osově symetrické dvojmřížkové Moaré apodizované struktury s $\Delta\phi_{12}(\frac{\pm l_m}{2}) = \pm\pi$ , v decibelech . . . . .	163
6.12	Normované reflexní spektrum výsledné osově symetrické dvojmřížkové Moaré apodizované struktury s $\Delta\phi_{12}(\frac{\pm l_m}{2}) = \pm\pi$ , v lineárním měřítku	163
6.13	Screenshot reflexního spektra primární mřížky antisymetrické dvojmřížkové Moaré apodizované struktury s $\Delta\phi_{12}(\frac{-l_m}{2}; 0; +\frac{l_m}{2}) = -3\pi; -\pi; \pi$ , v decibelech . . . . .	164
6.14	Screenshot reflexního spektra výsledné antisymetrické dvojmřížkové Moaré apodizované struktury s $\Delta\phi_{12}(\frac{-l_m}{2}; 0; +\frac{l_m}{2}) = -3\pi; -\pi; \pi$ , v decibelech a v lineárním zobrazení . . . . .	164

6.15	Normované reflexní spektrum výsledné antisymetrické dvojmřížkové Moaré apodizované struktury s $\Delta\phi_{12}(\frac{-l_m}{2}; 0; +\frac{l_m}{2}) = -3\pi; -\pi; \pi$ , v lineárním zobrazení . . . . .	165
6.16	Screenshoty reflexního spektra a) primární mřížky; b) spektra výsledné antisymetrické dvojmřížkové Moaré apodizované struktury $\Delta\phi_{12}(\frac{-l_m}{2}; 0; +\frac{l_m}{2}) = -3\pi; -\pi; \pi$ , s vysokou odrazivostí, v decibelech a v lineárním zobrazení . . . . .	165
6.17	Screenshoty reflexního spektra primární mřížky trojmřížkové Moaré struktury a) po expozici; b) po nanapnutí k expozici mřížky 3; v decibelech a v lineárním zobrazení . . . . .	166
6.18	Screenshoty reflexního spektra mřížky 1 a 3 trojmřížkové Moaré struktury a) po expozici mřížky 3; b) po částečném povolení napnutí struktury k expozici mřížky 2; v decibelech a v lineárním zobrazení . . . . .	166
6.19	Screenshot reflexního spektra výsledné trojmřížkové symetrické Moaré struktury s plochým temenem maxima odrazivosti, v decibelech a v lineárním zobrazení . . . . .	167
6.20	Graf reflexního spektra výsledné trojmřížkové symetrické Moaré struktury s plochým temenem maxima odrazivosti, z měření skenovacím spektrálním analyzátořem s vysokým rozlišením, zobrazený v relativních hodnotách $10 \cdot \log(R(\lambda)/R_{MAX}) = 10 \cdot \log(R(\lambda)/0,9677)$ . . . . .	168
6.21	Graf reflexního spektra výsledné trojmřížkové symetrické Moaré struktury s plochým temenem maxima odrazivosti, z měření skenovacím spektrálním analyzátořem s vysokým rozlišením, zobrazený v relativních hodnotách $R(\lambda)/R_{MAX} = R(\lambda)/0,9677$ . . . . .	169



# Seznam tabulek

5.1	Srovnání vlastností uniformní mřížky a symetricky apodizovaných struktur . . . . .	97
5.2	Srovnání vlastností dvojexpozičně symetricky apodizovaných Moaré mřížek s rozdílnými hodnotami dK, navržených pro zvýšení odstupu postranních maxim SLS . . . . .	100
5.3	Vlastnosti a návrhové parametry dvojexpozičně symetricky apodizovaných Moaré mřížek s rozdílnými hodnotami dK, navržených pro získání plochého temene. Délka všech struktur je $l_m = 5,5 \text{ mm}$ . . . . .	103
5.4	Vlastnosti průběhu temena odrazného spektra dvojexpozičně symetricky apodizovaných Moaré mřížek pro odchylku temena odrazivosti od konstantní hladiny $dR \leq 0,005$ . . . . .	105
5.5	Implementace antisymetrické apodizace v mřížkové struktuře $l_m = 10 \text{ mm}$ , $\phi_S = +\pi$ , pro různé maximální odrazivosti $R_{max}$ a různé strmosti dK fázového rozdílu indexového průběhu primární a sekundární mřížky . . . . .	114
5.6	Skenovaná šumová šířka spektra maxima odrazivosti uniformní mřížky a spektrálního centrálního poklesu antisymetrické Moaré mřížky stejné délky $l_m = 10 \text{ mm}$ . . . . .	120
5.7	Vlastnosti nesymetrických Moaré struktur pro potlačení postranních maxim . . . . .	127
5.8	Srovnání osově symetrické dvoj a trojmřížkové struktury s uzly na okrajích . . . . .	130
5.9	Optimalizované parametry generačních mřížek struktury SAM_699-04 s plochým temenem spektra odrazivosti . . . . .	132
5.10	Srovnání dosažených vlastností Moaré struktur s plochým temenem spektra odrazivosti u trojmřížkové apodizace SAM_699-04 a dvojmřížkové apodizace SAM_63-134H . . . . .	133
5.11	Nesymetrická trojmřížková Moaré struktura s rampovým průběhem spektra odrazivosti SAM_211 . . . . .	135
5.12	Srovnání parametrů uniformní mřížky 10_60 s antisymetrickými trojmřížkovými Moaré apodizacemi s úzkým maximem odrazivosti . . . . .	139
5.13	Návrhové parametry trojmřížkové Moaré struktury SAM_225-1 s vysokým potlačením postranních maxim v odrazném spektru . . . . .	141
5.14	Srovnání dosažených vlastností mřížkových struktur s dvoj a trojmřížkovou apodizací s extrémním potlačením postranních maxim . . . . .	143
6.1	Postup expozice trojmřížkové symetrické Moaré apodizace struktury s plochým temenem spektra odrazivosti . . . . .	157



# 1 Úvod

Práce se věnuje problematice podélných fotonických struktur v optických vláknech založených na změně indexu lomu a jiných fyzikálních a geometrických změnách podél jádra optického vlákna. Optická vlákna v minulosti znamenala obrovský převrat v telekomunikačních technologiích a později našla uplatnění i v nových aplikacích v senzorové technice. Při zpracování optických signálů v sensorice je často zapotřebí využívat odrazy, difrakce, prostorové, frekvenční filtrace. Tyto operace pro využití v sensorice mohou být realizovány optickými vláknovými strukturami. Obecně lze říct, že optická vlákna s různými funkčními elementy jsou využívána jako vláknové senzory. Optická vlákna v senzorových aplikacích jsou odolná k nepříznivým vlivům prostředí, odolná k elektromagnetickému rušení i radiaci a současně senzorické struktury v nich vykazují vysokou citlivost k účinkům snímaných veličin. Moderní optovláknové senzory se využívají v letectví, medicíně, geotechnice, stavebnictví a v dalších oblastech. Mezi perspektivními optovláknové prvky, které mají charakter podélné struktury a využití v senzorové technice, patří například mikrovlnovody tvořené změnami indexu lomu podél jádra optického vlákna, struktury tvořené geometrickými změnami v optickém vlákně, poslední skupinou jsou tzv. optické vláknové mřížky. Zvláštní třídou optických vláknových mřížek, kterou se ve své práci zabývám jsou tzv. apodizované mřížky.

## 1.1 Podélné fotonické struktury v optických vláknech

Podélné struktury v optických vláknech svými vlastnostmi ovlivňují odraz záření, fázové zpoždění, změny polarizace. Můžeme je rozdělit na lokalizované nebo distribuované struktury. Dále pak podle způsobu přípravy struktury je můžeme dělit na indexové struktury a struktury se změnou geometrie. Lokalizované struktury jsou v praxi tvořené jednou nebo několika místními změnami optických vlastností vlákna. Patří sem lokální optické reflektory a Fabry-Perotovy rezonátory.[8] Do lokalizovaných struktur patří také heterogenní spojení optických vláken jako je například singlemode-multimode. Dále zde patří struktury založené na využití dutin ve vláknech - vytvoření mikroreznátorů a struktury s postupnou podélnou změnou příčných rozměrů vlákna – tzv. tapers [23]. Tyto struktury využívají a jejich příprava je založena na fyzické změně geometrie či materiálu ve vláknovém vlnovodu. Během vývoje aplikací optovláknové techniky v nejrůznějších oblastech komunikací a sensoriky vznikla řada vláknových prvků této kategorie s využitím jako podpůrné i funkční elementy. Žádný z nich však nedosáhl významu difrakčních distribuovaných struktur [3]. Změny optických vlastností vlákna jsou v distribuovaných strukturách rozloženy

podél osy vlákna na vzdálenosti mnohonásobně převyšující vlnovou délku světla. Velkou skupinu těchto struktur tvoří vláknové mřížky. Vláknová optická mřížka je prvek, jehož funkce je založena na existenci periodických nebo kvaziperiodických změn indexu lomu v jádře optického vlákna podél osy vlákna. Je-li těchto opakujících se změn indexu lomu dostatečný počet a je také dosažen dostatečně velký rozdíl maxim a minim indexu lomu, světelná vlna s mřížkou interaguje. Od struktury mřížky se vlna může částečně nebo úplně odrazet, mřížkou může vlna částečně nebo úplně procházet nebo mřížkou konvergovat do jiných typů a tvarů vln vedených v jádru nebo plášti či vyzařovaných z vláknového vlnovodu. Vláknové mřížky se pro svou širokou škálu vlastností užitečných při snímání fyzikálních veličin staly jedním z nejvýznamnějších a nejčastěji používaných prvků optovláknových senzorických systémů. Rozmanitost designu a možností zformovat aplikačně specifické vlastnosti optovláknových mřížkových struktur je zásadní faktor v rostoucí oblibě použití vláknových mřížek v senzorce. Design mřížkových struktur vždy vychází nejen z potřeb konkrétní aplikace, ale musí zohlednit i možnosti specifického procesu přípravy optovláknových mřížek. Právě svázanost teorie, požadavků aplikací a variability možností přípravy struktur optických vláknových mřížek mě motivovala k tomu zaměřit práci právě na tuto skupinu fotonických prvků.

## 1.2 Vytváření mřížkových struktur a zaměření práce

Už v roce 1978 se vybuzením stojatého vlnění na vlnové délce 488 nm argon-jonového laseru v germaniem dopovaném optickém vláknu podařilo vytvořit vlnově selektivní podélnou vlnovodnou strukturu s modulací indexu lomu. Mnohé pokusy Kanadana Kennetha Hilla a jeho spolupracovníků potvrdily vznik slabé podélné periodické modulace indexu lomu v jádru jednovidového vlákna, vykazující selektivní reflexi na Braggově vlnové délce [14]. Svůj výsledek tehdy nazvali „Narrow band Bragg reflectors in optical fibers“. Později byly tyto struktury označovány jako vláknové mřížky s vnitřním zápisem. Jejich základním omezením byla neměnná pracovní vlnová délka, spřažená s použitým zapisovacím laserem. Později se ukázaly další možnosti jak využít fotosenzitivitu Ge dopovaných vláken k získání změn indexu lomu a k vytváření difrakčních struktur. Jedním z průkopníků ve vytváření difrakčních struktur ve vláknech byl Gerald Meltz [25], jehož práce na stranovém zápisu difrakčních struktur do vlákna, tzv. „Transverse holographic technique“ je považována za průlomovou. Na základě ní vznikaly v devadesátých letech další techniky zápisu mřížek do vláken, řada z nich zůstala ve stadiu akademických laboratorních experimentů, několik málo se dočkalo po mnoha letech vývoje širšího praktického uplatnění, vyjíměčně i završeného průmyslovou implementací.



Vytvoření struktur vláknových Braggových mřížek (FBG) a objevování jejich možností mělo významný dopad na vývoj v telekomunikačních aplikacích optických vláken a ve vláknové senzorové technice [14]. FBG struktury a jejich vlnové chování jsou přímo předurčeny k ovládní šíření světla v optických vláknech, a proto, krátce po jejich vzniku, úspěšně nacházely použití v optických komunikacích jako optické filtry, vlnové multiplexery a demultiplexery, jednotky ke kompenzaci vlnové disperze, kompresory a expandery krátkých pulsů a řada dalších. Brzy se také začaly ukazovat další využitelné vlastnosti FBG, ke kterým patří například závislosti chování FBG na mechanických stresech a změnách teploty. To iniciovalo zájem využít tyto struktury ke snímání fyzikálních veličin prostřednictvím změn parametrů optického vlnění. Navrhované senzorické struktury jsou neelektrické, nevykazují elektromagnetickou susceptibilitu, měřená veličina je v nich často nesena vlnovou délkou, veličinou, kterou lze zjišťovat s mimořádnou přesností. Zmíněné charakteristiky slibující atraktivní vlastnosti vedly ke zkoumání složitějších difrakčních struktur než je prostá regulární periodická FBG. Vznikaly kvaziperiodické, tzv chirpované mřížky, mřížky s podélně proměnnou amplitudou indexových změn, tzv apodizované mřížky, mřížky s diskrétním fázovým skokem v periodickém průběhu podélných změn indexu lomu, tzv. phase-shifted mřížky, mřížky se superstrukturami, kde je podélná modulace indexu lomu doplněna pozvolnou změnou indexu podél struktury mřížky. Jako další třída difrakčních struktur Braggova typu se objevily tzv. nakloněné mřížky, Tilted Fibre Bragg Gratings – TFBGs, s ekviindexovými plochami mřížky skloněnými o jistý (obvykle malý) úhel vzhledem k ploše kolmé na osu vlákna. Tyto a další specifické struktury založené na difrakci světla ve vlákně vykazují mnohá neobvyklá chování a jevy, které mohou být s výhodou využity buď přímo jako senzorické struktury nebo při vyhodnocování světelných změn nesoucích snímanou veličinu či pro úpravu optických vln do formy vhodné ke snímání [4].

Příprava těchto specifických struktur naráží na řadu praktických omezení. Výběr a implementace některé z mála metod pro opakovanou přípravu vláknových mřížek je kritickým krokem, který vyžaduje nemalou investici, a nese s sebou vždy soubor možností a limitů pro přípravu mřížkových struktur a jejich klonů. Atraktivní, ale také jedna z nejnákladnějších metod přípravy mřížek ve vláknech, je metoda příčné expozice interferenčního pole fázové mřížky (masky) UV zářením do fotocitlivého vlákna. Tato metoda vykazuje velmi stabilní a opakovatelné výsledky a je tak designována i pro opakovanou, průmyslovou výrobu, pro níž jsou uvedené vlastnosti naprosto zásadní. Na druhé straně má metoda příčné expozice přes fázovou mřížku (fázovou masku) významná omezení právě pro přípravu netradičních struktur. Pro každou vlnovou délku Braggova odrazu si žádá individuální fázovou masku, optický prvek transparentní pro UV záření, který musí mít reliéfní mřížkovou strukturu s přesnou hloubkou a profilem reliéfu. Masky se vyrábí holograficky či elektronovou

litografií, její životnost v UV světle je omezená, její rozměry omezené a cena vysoká (1000-4000 €). Fyzická délka masky omezuje dosažitelnou délku mřížkové struktury ve vláknu. Jednou z aplikačních výhod metody expozice přes fázovou masku je snadná možnost přípravy TFBG struktur, jejichž úspěšné využití v sensorice dokumentuje řada prací, např. [5],[2],[35],[1]. Příprava mřížek dalších specifických typů s využitím pro sensoriku, jako čirpované, apodizované mřížky a např. mřížky s fázovým skokem, je touto metodou proveditelná za cenu nutnosti návrhu a pořízení individuální fázové masky pro každý požadovaný typ a vlnovou délku vyráběné FBG. Získání zkušeností s přípravou mřížek metodou příčné expozice přes fázovou masku a variabilita v procesech této metody byly iniciátory mé snahy prozkoumat a rozšířit možnosti a použitelnost této metody pro přípravu komplexnějších mřížkových struktur. Dal jsem si za cíl specifikovat aplikačně významné vlastnosti optovláknových mřížek v sensorice a tyto vlastnosti se pokusit dosáhnout designem, který reflektuje, implementuje a rozvine možnosti postupů a procesů přípravy optovláknových mřížek pomocí příčné expozice přes fázovou masku na experimentální základně specifického vývojového a výrobního pracoviště vláknových mřížek. A konečně, důležitým cílem bylo prověřit a ukázat realizovatelnost navržených struktur experimentálně s využitím a rozšířením dosavadně používaných postupů.

Ve své práci, na základě analýzy vlastností regulárních mřížek v závislosti na základních návrhových parametrech, provedu rozbor významných sensorických aplikací vláknových mřížek pro stanovení důležitých faktorů a parametrů využitých FBG. Významnou oblastí sensoriky, která je často spojená se specifickým chováním mřížkových difrakčních struktur ve vláknech je vyhodnocování optického spektra odezvy přicházející z vláknového senzoru, ať už mřížkového nebo jiného typu. Tyto, tzv. interogátory jsou stavěny na různých principech, často sledují úsporu nákladů při volbě různých typů rozkladu a skenování spektra či zajištění zvláštních požadavků vyhodnocování jako vysoká přesnost nebo frekvence. Různé způsoby vyhodnocování spektra optického záření ve vláknech jednak využívají a také formují požadavky na mřížkové filtry. Na základě rozboru problematiky budou tyto filtry specifikovány a požadavky stanoveny. Důležitým faktorem, kterým se budu zabývat je kombinovaná citlivost chování mřížek na teplotě a mechanických napětích. Pro dosažení dobrých výsledků při použití mřížek jako měřící element teploty či pnutí budeme specifikovat potřebné parametry a vlastnosti mřížek. Kromě podélných pnutí budu diskutovat i vliv příčného pnutí na chování mřížek. Stejně tak se zastavím u vlastností T-FBG prvků a poukážu na možnosti interního teplotního/tahového referencování při měření teplot a pnutí s T-FBG a teplotního referencování při měření příčných tlaků na mřížku. Měření rychlých mechanických dějů s teplotním referencováním je aplikace pro další specifické mřížkové členy, jejichž vlastnosti budou diskutovány. Všimneme si také použití vláknových mřížek v interferometrech a v mnohasenzorových měří-

cích systémech a požadavků na mřížky v nich. Tímto způsobem vymezím soubor požadavků na funkčnost a parametry frekventovaných mřížkových členů pro senzorku, který použiji jako základ pro diskusi a rozbor vlastností mřížek s apodizací, neboť technika využívající změny amplitudy kvaziperiodického průběhu indexu lomu v podélné struktuře mřížky je jednou z nemnoha, která umožňuje realizovat úpravy spektrálních charakteristik odrazivosti a transmise mřížek. A je to také technika, kterou lze včlenit do technologie přípravy mřížek expozicí přes fázovou masku.

Svou práci jsem zaměřil na základní implementaci techniky apodizace mřížek do metody přípravy mřížek expozicí přes fázovou masku. Pro dosažení modulace amplitudy indexových změn ve struktuře mřížky využívám metodu moaré – superpozice dvou mřížek s málo odlišnou periodou. Snaha využít tuto metodu pro další typy struktur – mřížky s rozladěním, s fázovým skokem, mě vedla k rozšíření klasického konceptu moaré na koncept vícenásobné superpozice mřížek s řízenou amplitudou, periodou a fází. V práci jsem metodu moaré zobecnil na metodu vícenásobné řízené UV expozice přes fixní fázovou masku s využitím přesného polohování a strečingu (natažení) vlákna. Navržená metoda pak v simulacích svých možností ukázala schopnost vytvářet difrakční členy podobných vlastností jako typy mřížek s rozladěním nebo fázovým skokem, schopnost vytvářet struktury s klasickými funkcionalitami ale zlepšenými parametry a také schopnost vytvářet difrakční prvky s novými vlastnostmi jako jehlový filtr bez postranních laloků, které jsou těmito svými vlastnostmi vyjimečné, v technice vláknových senzorů unikátní a mohou výrazně podpořit očekávání spojená s nasazováním optických vláknových senzorů v technické praxi. Jádrem práce je, vedle návrhu a technické implementace vícenásobné řízené expozice přes fázovou masku s polohováním a napínáním vlákna označené jako zobecněná metoda moaré, také návrhová metoda a optimalizovaný design význačných typů a návrh nových typů podélných difrakčních vláknových struktur pro senzorku. Práce ukazuje výsledky optimalizovaného návrhu a simulace vybraných typů mřížek, popisuje přípravu a postupy experimentů realizace navržených struktur a ukazuje porovnání výsledků simulací vlastností vzorových struktur s realizovanými strukturami.

### 1.3 Teorie FBG, LPG

V nejjednodušší podobě je FBG reprezentována periodickým sledem pravidelných změn indexu lomu jádra jednovidového optického vlákna podél osy vlákna. Při splnění předpokladu konstantní délkové periody indexových změn, konstantní amplitudy indexových změn a kolmosti ekvifázových ploch indexových změn na osu vlákna, hovoříme o tzv. uniformní vláknové mřížce. Uniformní vláknová mřížka a její variace jsou základními stavebními kameny většiny složitějších difrakčních vláknových prvků. Optické záření s vlnovou délkou (měřenou ve vakuu)  $\lambda_B$  vedené jádrem

vláknového vlnovodu fundamentálním příčně polarizovaným videm  $HE_{11}$  s efektivním indexem lomu  $n_{eff}$  podléhá částečným odrazům na změnách indexu lomu ve směru podél osy jádra. Tyto částečné odrazy jsou ve vzájemné fázové koincidenci, pokud vzdálenost mezi odrazy, tedy perioda podélných změn indexu lomu  $\Lambda_G$ , vyhovuje podmínce součtu vlnových vektorů dopadající  $k_F$  a odražené  $k_R$  vlny a vlnového vektoru mřížky  $K_{GR}$ , viz. 1.1:

$$k_R = k_F + s \cdot K_{GR} \text{ a tedy : } -2\pi n_{eff}/\lambda_B = 2\pi n_{eff}/\lambda_B - s \cdot 2\pi/\Lambda_G \quad (1.1)$$

odkud:

$$2\Lambda_G = s \cdot \lambda_B/n_{eff}$$

kde  $s$  - celé číslo, tzv. Braggův řád.

V takovém případě částečné odrazy spolu interferují konstruktivně a vytvoří odraženou vlnu, která se šíří opět jako fundamentální vide  $HE_{11}$  jádrem vlnovodu se stejnou  $\lambda_B$  a stejným efektivním indexem lomu  $n_{eff}$  v opačném směru než příchozí vlna. Při buzení vlnovodu širokospektrálním zdrojem záření bude odražená vlna spektrálně selektivní a tvořena právě tímto tzv. Braggovým odrazem. Záření pokračující vlnovodem v původním směru bude ochuzeno o odraženou část spektra v blízkém okolí tzv. Braggovy vlnové délky  $\lambda_B$  a o část energie na nižších vlnových délkách než  $\lambda_B$ , která je mřížkou vyvázána do zpětně se šířících a rychle zanikajících plášťových vidů. Poměr intenzit odražené  $I_R(\lambda_B)$  a příchozí  $I_F(\lambda_B)$  vlny na Braggově vlnové délce  $\lambda_B$  udává tzv. reflexivitu mřížky  $\mathbf{R}$ :

$$R = I_R(\lambda_B)/I_F(\lambda_B); \quad R_{dB} = 10 \cdot \log(I_R(\lambda_B)/I_F(\lambda_B)) \quad (1.2)$$

Doplňkem k reflexivitě je transmisivita  $\mathbf{Tr}$ :

$$Tr = I_T(\lambda_B)/I_F(\lambda_B); \quad Tr_{dB} = 10 \cdot \log(I_T(\lambda_B)/I_F(\lambda_B)) \quad (1.3)$$

kde  $I_T(\lambda_B)$  značí intenzitu procházející vlny na Braggově vlnové délce  $\lambda_B$ . Tyto parametry, stejně jako šířka hlavního maxima odrazu **FWHM** či šířka hlavního maxima odrazu mezi prvními průchody nulou  $\Delta\lambda_0$  závisí na parametrech mřížky, zejména na počtu period  $\mathbf{M}$ , kterými je mřížka tvořena a na amplitudě změn indexu lomu v jádře  $\Delta n_{AC}$ . Faktor  $\mathbf{M}$  souvisí s délkou mřížky  $L_m$ , pro odraz na zvolené vlnové délce  $\lambda_B$ . dostáváme:

$$L_m = M \cdot s \cdot \lambda_B / (2 \cdot n_{eff}) = M \cdot \Lambda_{Gs} \quad (1.4)$$

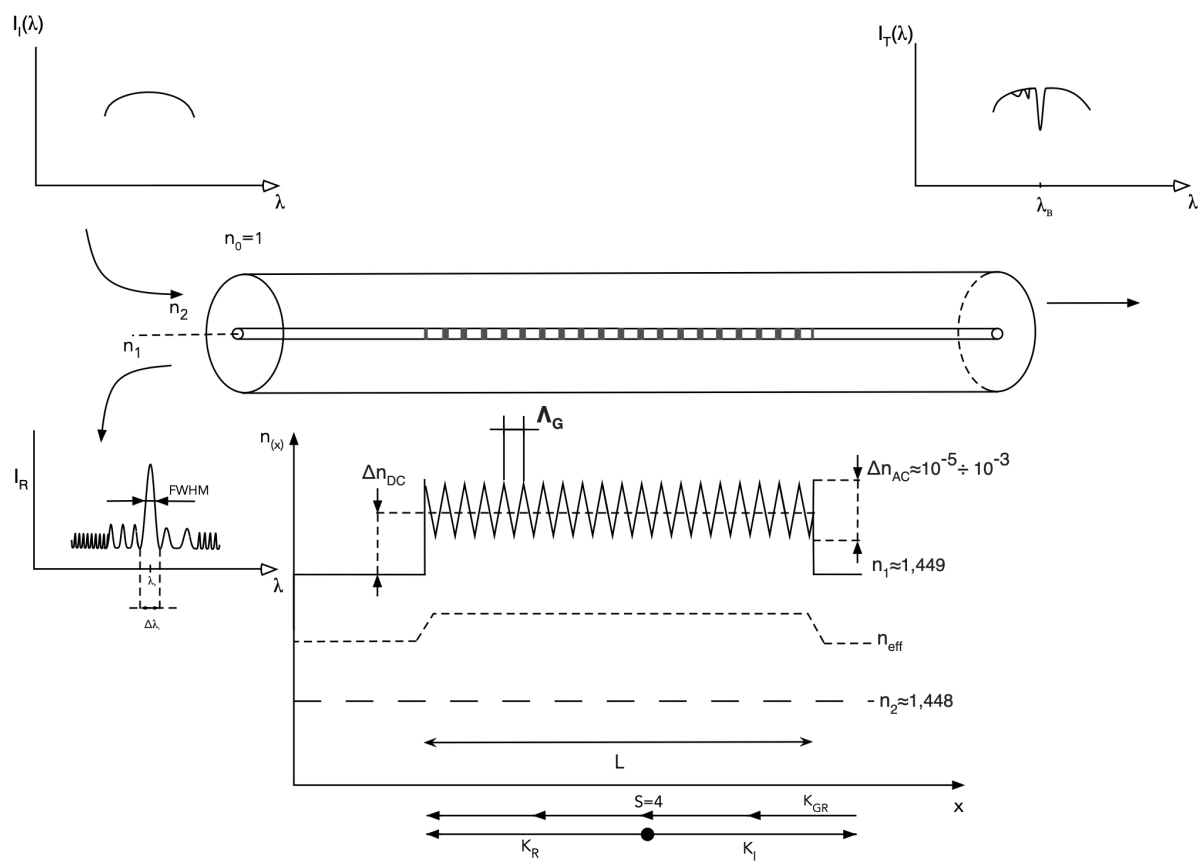
kde

$$\Lambda_{Gs} = s \cdot \lambda_B / (2 \cdot n_{eff}) \quad (1.5)$$

zde  $\Lambda_{Gs}$  značí mřížkovou periodu(konstantu) pro  $s$ -tý řád Braggovy difrakce. Pro první řád  $s=1$  je mřížka nejhustší, její perioda  $\Lambda_{G1}$  je nejkratší a právě v této situaci hovoříme o tzv. Braggově mřížce - **FBG**. Pro řád  $s>1$  se jedná o tzv. mřížky s dlouhou periodou, Long Period Fibre Gratings, **LPFG**. Přestože struktury LPFG vykazují některé zajímavé vlastnosti, v řadě základních aspektů se jejich chování shoduje se strukturami FBG se stejným počtem period a průběhem změn indexu lomu. V dalším se tedy budu zabývat pouze prvky FBG jako představiteli struktur, jejichž specifický návrh a příprava je předmětem této práce. Budeme proto dále pracovat s označením mřížkové periody pro 1. Braggův řád  $\Lambda_{G1} = \Lambda_G$ . Indexovou strukturu Braggovy mřížky dle 1.1 lze tedy komplexně popsat vztahem 1.6

$$n(x) - n_1 = \Delta n_{DC}(x) + \Delta n_{AC}(x) \cdot \cos[(2\pi/\Lambda_G) \cdot x + \Phi(x)] \quad (1.6)$$

kde  $\Delta n_{DC}(x)$  značí průměrné zvětšení indexu lomu jádra (v závislosti na poloze) a  $\Phi(x)$  je fázový úhel ovládající podélnou změnu periody.



Obr. 1.1: uniformní Braggova mřížka

### 1.3.1 Uniformní FBG

U uniformní mřížky jsou faktory z rovnice 1.6:

$$\Delta n_{DC}(x) = \Delta n_{DC} = konst., \quad (1.7)$$

$$\Delta n_{AC}(x) = konst.,$$

$$\Phi(x) = \Phi = konst.$$

$$\mathbf{FWHM} = \Delta\lambda_{DFWHM}$$

Proto, aby taková mřížka správně plnila svou funkci v jakékoliv aplikaci a bylo možné pro danou aplikaci správně navrhnout její strukturu, je nutné charakterizovat její jednotlivé vlastnosti v souvislostech s výrobními parametry. Soustředíme se na nejpodstatnější parametry uniformní FBG, které formují její spektrální odezvu, a podstatně ovlivňují použitelnosti mřížky v jednotlivých aplikacích. Jsou to zejména: reflexivita v maximu R, šířka hlavního maxima reflexního spektra v nule  $\Delta\Lambda_0$  nebo v polovině maxima  $\Delta\lambda_{FWHM}$  a odstup postranních laloků SLS (Side Lobe Supression), někdy též označovaný jako optický poměr signál-šum - OSNR. Zaměříme se nyní na tvar spektrální odezvy mřížky, zvláště na šířku jejího hlavního maxima. Chceme-li kvalitativně analyzovat vlastnosti spektrální odezvy uniformní FBG, postačí použít známý postup rozboru impulsní odezvy. Budíme-li slabě odrazivou mřížku délky  $L = x_2 - x_1$ , periody  $\Lambda_G$  a s modulací indexu  $\Delta n_{AC}$  krátkým impulsem záření o amplitudě  $\delta(t, x)$  se střední vlnovou délkou  $\Lambda_B$ , 1.2, pak získáme odražený signál, jehož časová funkce amplitudy  $h(t)$  bude v prvním přiblížení kopírovat podélný průběh amplitudy indexové modulace mřížky  $\Delta n(x)$ . Odezvou tedy získáváme impuls záření o délce:

$$\Delta t = 2 \cdot n_{eff} \cdot \frac{L}{c}; \quad (1.8)$$

$c$  - rychlost světla ve vakuu, a s konstantní amplitudou  $r$

Z teorie přenosu signálů platí, že přenosová charakteristika soustavy  $\mathbf{A}(\mathbf{f})$  je dána:

$$A(f) = \mathcal{F}\{h(t)\} \quad (1.9)$$

Z definice Fourierovy transformace máme pro Fourierův obraz harmonického impulsu s obdélníkovou funkcí obálky délky  $\Delta t$

$$A(f) = r \cdot \Delta t \cdot \text{sinc}\left[2\pi(f - f_0) \cdot \frac{\Delta t}{2}\right] \quad (1.10)$$

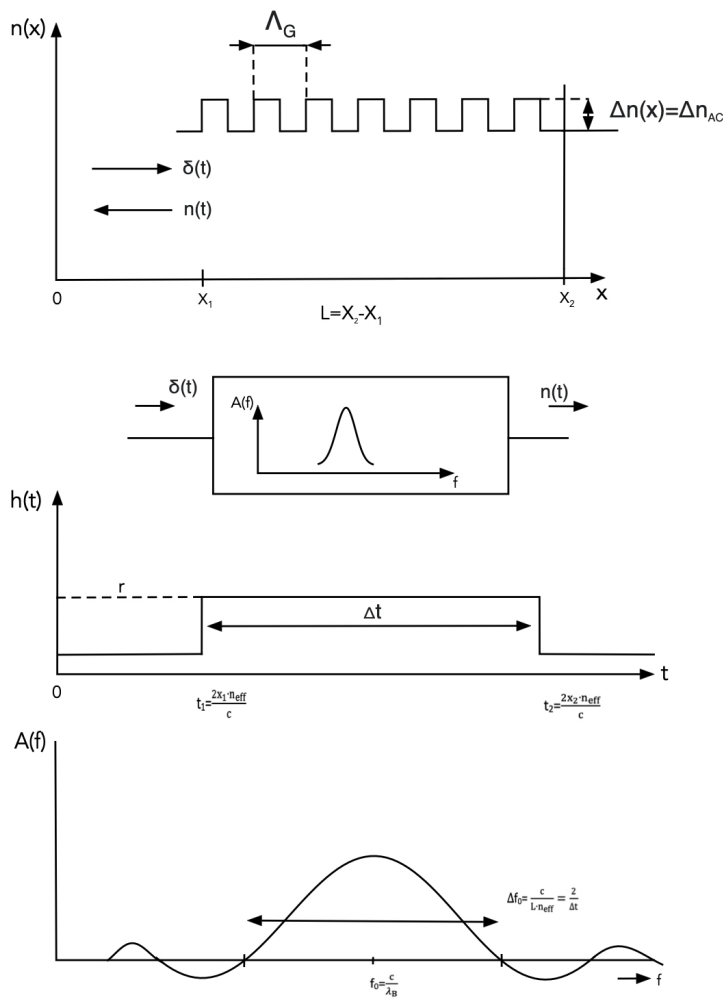
Hlavní maximum této funkce, viz. obr. 1.2, leží nad frekvencí  $\mathbf{f}_0 = \frac{c}{\lambda_B}$  a jeho šířka mezi prvními průchody funkce nulou je:

$$\Delta f_0 = \frac{c}{L \cdot n_{eff}} = \frac{2}{\Delta t} \quad (1.11)$$

Ve vlnové oblasti pak vlnová šířka hlavního laloku spektra  $\Delta\lambda_0$

$$\Delta\lambda_0 = \frac{\lambda_B^2}{L \cdot n_{eff}} = \frac{2 \cdot \lambda_B}{M} \quad (1.12)$$

Tento vztah je v dobré shodě s experimentem i teorií vázaných vidů ve vlnovodu [19] pro velmi slabě odrazivou mřížku, kdy se velikost vstupujícího impulsu  $\delta(t, \mathbf{x})$  nemění při průchodu mřížkou.



Obr. 1.2: Přenosová funkce odrazu mřížky

Jen tak amplituda odrazu  $h(t)$  kopíruje funkci podélné modulace indexu lomu mřížky  $\Delta n(x)$ . V silně odrazivých mřížkách se  $\delta(t, x)$  průchodem strukturou tlumí (částečnými odrazy a rozptyly) a skutečný průběh amplitudy odezvy  $h(t)$  je pak:



$$\begin{aligned}
h(t) &= 0; & t < t_1 & & (1.13) \\
&= r \cdot \exp[-\alpha (\Delta n(x)) \cdot (t - t_1)]; & t_2 > t > t_1 & \\
&0; & t > t_2 &
\end{aligned}$$

$$\text{kde } x = x_1 + (t - t_1) \cdot \frac{c}{(2 \cdot n_{eff})}$$

V případě uniformní mřížky, kdy  $\Delta n(x) = konst.$  je průběh amplitudy  $h(t)$  exponenciální, viz. obr. 1.3. Výsledný efekt na tvar spektra reflektivity je v tomto případě obdobný jako zkrácení délky původní uniformní mřížky  $\mathbf{L}$  na hodnotu tzv. efektivní délky mřížky  $\mathbf{L}_{eff}$ . Ze simulací uvedené úlohy získáme pro  $\mathbf{L}_{eff}$ :

$$L_{eff} = L \cdot [1 + \ln \left( 1 + \kappa \cdot \frac{R}{Tr} \right)]^{-1}; \quad (1.14)$$

$$\kappa \approx 0,05 \text{ činitel zkrácení}$$

Pro šířku hlavního laloku spektra reflexivity uniformní mřížky tak dostáváme z 1.12 a 1.14:

$$\Delta \lambda_0 = \lambda_B^2 \cdot [1 + \ln \cdot (1 + \kappa \cdot R/Tr)] \cdot (L \cdot n_{eff})^{-1} = 2 \cdot \Lambda_B \cdot [1 + \ln \cdot (1 + \kappa \cdot R/Tr)] / M; \quad (1.15)$$

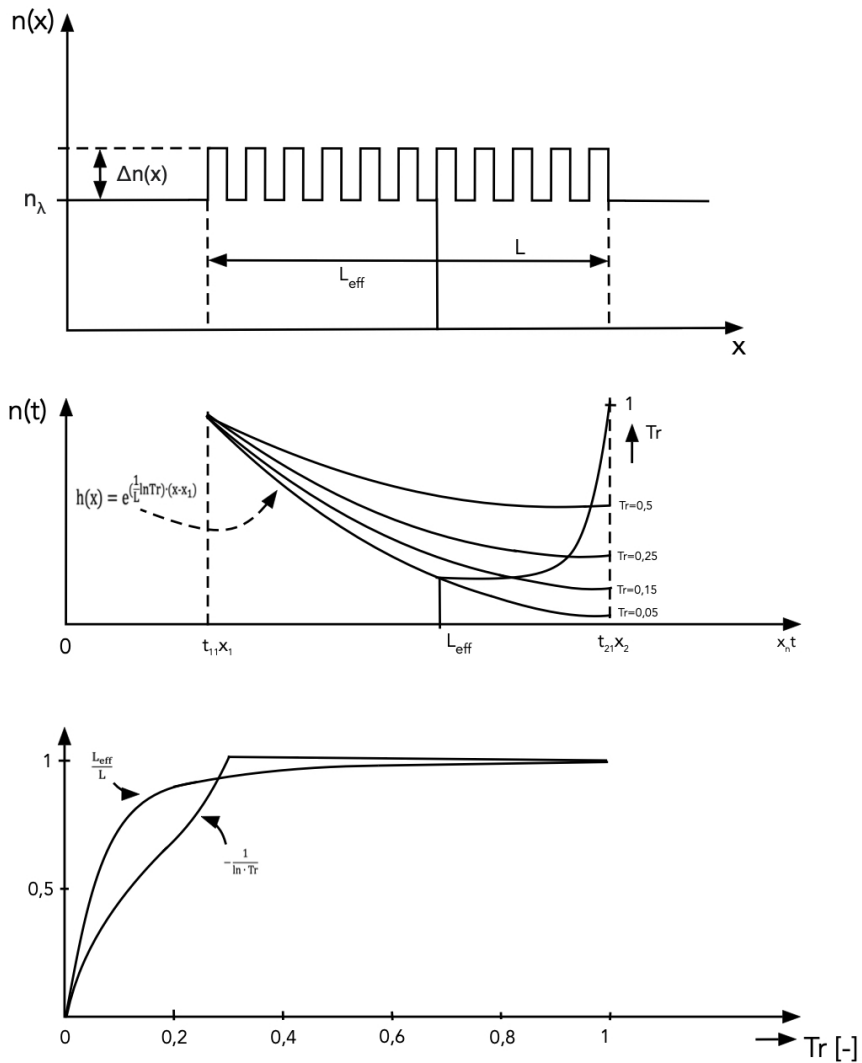
viz obr. 1.4. Pro FWHM pak literatura [22] uvádí:

$$FWHM = \lambda_B \cdot s \cdot \left[ \left( \frac{\Delta n}{2n_{eff}} \right)^2 + \left( \frac{1}{M} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}; \quad (1.16)$$

kde  $\mathbf{s}=0,5$  pro slabě odrazné FBG,  $\mathbf{s}=1$  pro silně odrazné FBG. Tento vztah je, pro neurčitost parametru vazby  $s$ , pro praktické účely obtížně použitelný. Z obr. 1.4 i vztahu 1.15 a 1.16 je zřejmé, že šířka hlavního maxima klesá nepřímou úměrně k rostoucímu počtu čar mřížky  $\mathbf{M}$ . S počtem čar mřížky však roste také poměr reflexivity ku transmisivitě  $\mathbf{R}/\mathbf{Tr}$ , což má za následek, že pro každé  $\Delta n$  nalezneme hodnotu  $\mathbf{M}$  nad níž již šířka spektrálního maxima dále neklesá, délka mřížky zde dosáhla svou efektivní délku a další periody mřížky nad hodnotu  $\mathbf{M}$  se nepodílejí na odrazu záření, neboť postupující vlna je mřížkou v předchozí sekci téměř utlumena.

Dalším aplikačně důležitým parametrem je reflexivita  $R$  v maximu spektrální odezvy. Výpočet tohoto parametru v závislosti na délce mřížky (počtu čar mřížky) a vlnové délce vychází z teorie vazby protisměrných vidů v jádru vlákna. Ze závěrů literatury [27], a tam uvedených rovnic (3.5), (3.6), (3.7) lze vyvodit:

$$R(M, \lambda_B) = \tanh^2 \left[ \frac{\Delta n \cdot M \cdot \mu}{2 \cdot n_{eff}} \right]; \quad \mu = \left[ \frac{1 - \lambda_B^2}{4\pi^2 a^2 N A^2} \right], \quad (1.17)$$

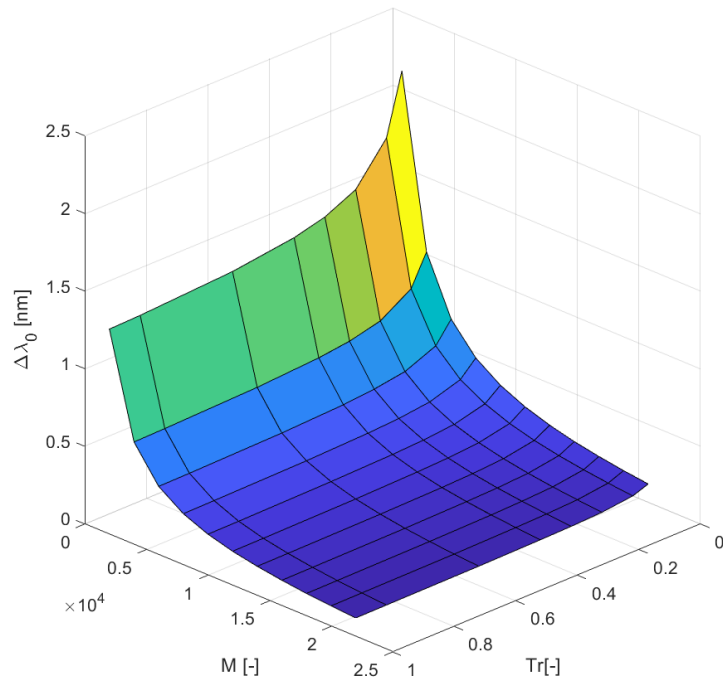


Obr. 1.3: Transmisivita a efektivní délka mřížky

kde  $a$  – poloměr jádra vlákna,  $NA$  – numerická apertura vlákna.

Pro dané  $\Delta n$  reflexivita roste s rostoucím počtem čar mřížky až do meze, kdy počet čar dosáhne hodnotu tvořící efektivní délku mřížky a její reflexivita dosáhne téměř 100%. Další zvyšování počtu čar nemá znatelný účinek na chování mřížky. Efektivní délka mřížky a tedy účinný počet čar mřížky se snižují s růstem  $\Delta n$ . Se zvyšováním  $\Delta n$  se také zvyšuje hodnota šířky spektrálního maxima, viz rovnice 1.16.

Velikost či odstup postranních maxim tvoří další důležitý parametr FBG. Někdy se udává jako OSNR – optický poměr signál šum, jindy jako SLS (Side Lobe Supression). Při filtrování širokospektrálního záření se totiž k užitečnému signálu tvořenému odrazem v hlavním maximu superponuje odraz z postranních maxim spektrální charakteristiky, tvořící obvykle chybový signál – šum. Proto je významné

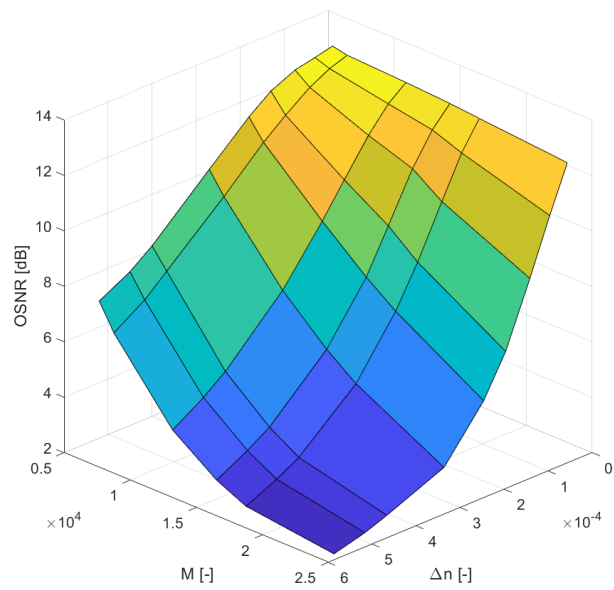


Obr. 1.4: Šířka hlavního laloku odraženého spektra uniformní mřížky

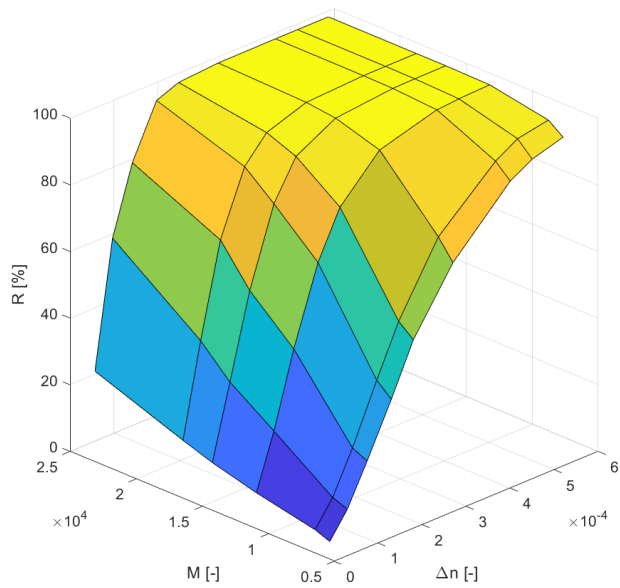
zjistit, jak tento parametr:

$$OSNR = 10 \cdot \log \left( \frac{R_{max}}{R_{sl}} \right) \quad (1.18)$$

kde  $R_{max}$  - odrazivost v maximu hlavního laloku,  $R_{sl}$  - maximální odrazivost v postranních lalocích, souvisí s technologickými parametry mřížky  $\mathbf{M}$  a  $\Delta \mathbf{n}$ . Řešení tohoto problému analyticky je otázkou teorie vazby vidů, ale obtížnost určení tzv. DC a AC vazebních koeficientů [19] neumožňuje dosáhnout prakticky použitelných závěrů. Spolehlivou odpověď na otázku závislosti OSNR na počtu čar mřížky a modulaci indexu lomu dává numerická simulace chování mřížky. Stabilní, i když výpočtově náročná je metoda přenosových matic, tzv. Transfer Matrix Method [12]. Použitím simulačního programu podle [12] s postupnými úpravami a korekcemi, na nichž se podíleli autoři literatury [12] a [35] jsem vyčíslil závislost  $OSNR(\mathbf{M}; \Delta \mathbf{n})$  a  $\mathbf{R}(\mathbf{M}; \Delta \mathbf{n})$ , viz. obrázek 1.5 a 1.6



Obr. 1.5: OSNR FBG



Obr. 1.6: Odrazivost FBG

Z uvedených závislostí je zřejmé, že uniformní FBG nese některá omezení, jak z pohledu závislosti OSNR tak i šířky spektra na délce mřížky. Délka mřížky a parametr M jsou vždy faktory, jejichž minimální a zejména maximální velikosti jsou

omezené technikami přípravy mřížek. Nelze tak obvykle připravit uniformní mřížku s velmi úzkou šířkou hlavního laloku spektra (omezení maximální délkou), nelze také dosáhnout současně vysoké odrazivosti a velkého OSNR (omezení efektivní délkou a maximální délkou) a také nelze dosáhnout velké šířky hlavního laloku spektra uniformní mřížky současně s vysokým OSNR. Vzhledem k tomu, jak uvedu dále, že právě výše popsané vlastnosti jsou časté v požadavcích senzorických aplikací FBG [24], vznikly návrhy neregulárních difrakčních struktur a objevily se techniky přípravy mřížek, které hledaly cesty, jak uvedené limitace obejít a vytvořit nové, neuniformní struktury FBG.

Vývoj v oblasti FBG přinesl pět zvláštních tříd mřížek, každá z nich nabízí specifickou vlastnost či třídu vlastností užitečnou pro určité aplikace. První z nich je **uniformní mřížka**, o jejichž základních vlastnostech je pojednáno výše. Dalšími typy jsou:

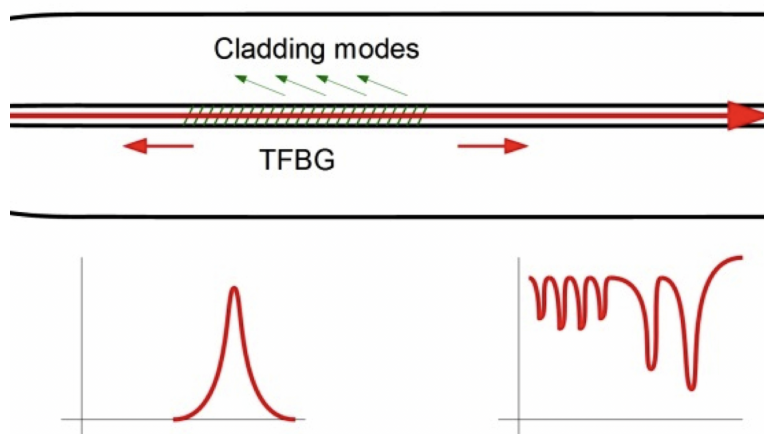
- **blejzovaná mřížka** označovaná také **FBG – Tilted Fiber Bragg Grating**
- **čirpovaná CH-FBG a superstrukturní S-FBG mřížka**
- **mřížka s fázovým skokem PS-FBG**
- **apodizovaná mřížka A-FBG**

### 1.3.2 Mřížky zvláštních typů

**T-FBG, blejzovaná mřížka** T-FBG je podélná difrakční vláknová mřížková struktura, u níž jsou odrazné plochy mřížky skloněné o úhel  $\alpha$  vzhledem k rovině kolmé k ose vlákna. Díky tomuto náklonu v těchto strukturách nacházíme, vedle vazby energie mezi dopředně a zpětně se šířícím fundamentálním jádrovým videm  $HE_{11}$  jako ve standartní mřížce, i vazbu mezi dopředně se šířícím jádrovým videm a zpětně se šířícími plášťovými vidy, [5], [31], [36], viz obrázek 1.7. Při širokospektrálním buzení mřížky pozorujeme v odrazu klasickou braggovskou reflexi na vlnové délce  $\lambda_\alpha > \lambda_B$ , kde platí pro fázovou koincidence, viz. obrázek 1.9.

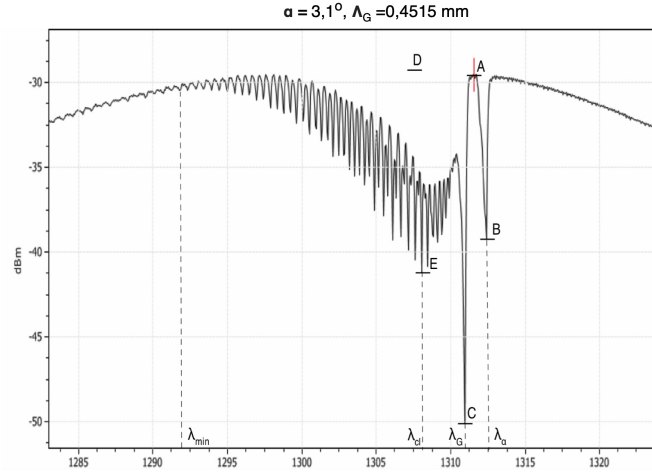
$$k_{R\alpha} = k_{F\alpha} + K_{GR\alpha} \text{ a tedy : } -2\pi n_{eff}/\lambda_\alpha = -2\pi n_{eff}/\lambda_\alpha - 2\pi \cdot \cos(\alpha) / \Lambda_G; \quad (1.19)$$

$$\lambda_\alpha = \lambda_B / \cos(\alpha)$$



Obr. 1.7: T-FBG v odrazu a průchodu zařízení, [36]

Tato spektrální složka naopak chybí ve spektru procházejícího záření, viz obrázek 1.8. Ve spektru procházejícího záření také nacházíme další chybějící složky. Je to pokles na vlnové délce  $\lambda_G$  a série selektivních minim v okolí  $\lambda_{CL}$ , mezi  $\lambda_G$  a  $\lambda_{min}$ . Pokles na  $\lambda_G < \lambda_\alpha$ , viz obrázek 1.9, 1.10 a 1.11, je způsoben konverzí části energie přicházejícího jádrového vidu do čtyř dominantních plášťových vidů nejnižšího řádu  $LP_{11} - LP_{14}$ , [5], šířících se v protisměru k přicházejícímu jádrovému vidu a majících vzájemně přibližně stejnou fázovou konstantu šíření  $k_{G\alpha}$  a přibližně stejný efektivní index lomu, které jsou však nižší než  $k_{FG\alpha}$  a  $n_{eff}$  jádrového vidu. Tento spektrální peak, nazývaný Ghost, je pozorovatelný jen v procházejícím záření. V odraženém signálu ho bez zvláštních opatření nenalezneme, energie těchto vidů se šíří ve zpětném směru pláštěm a je zakrátko absorbována a rozptýlena na vnějším povrchu

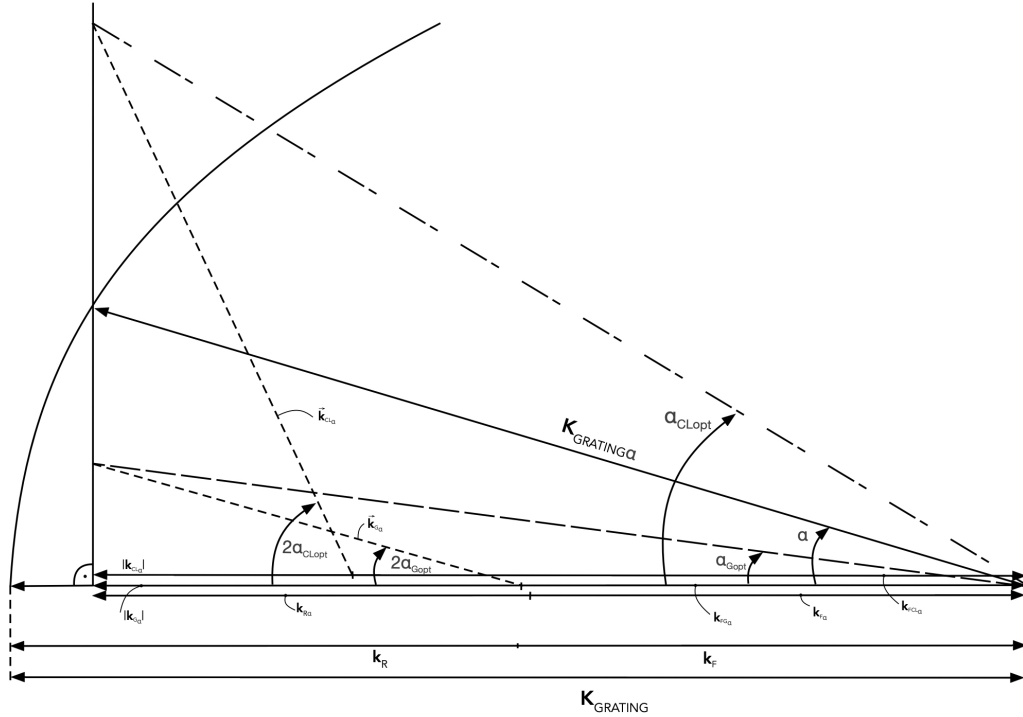


Obr. 1.8: Spektrum nakloněné mřížky v procházejícím záření, [36]

pláště, aniž by se dostala zpět do jádrového vidu. Existují však řešení jak zachytit část energie Ghostu do jádra a existují sensorické aplikace využívající to, že energie Ghostu zasahuje svým evanescentním polem až za vnější povrch pláště vlákna. Série selektivních minim mezi  $\lambda_G$  a  $\lambda_{min}$  je vytvořena konverzí jádrového vidu do série protisměrně se šířících vyšších plášťových vidů. Jejich fázové konstanty  $k_{CL\alpha}$ , efektivní indexy lomu a vlnové délky  $\lambda_{Cl}$  jsou, jak je zřejmé z obr. 1.9, 1.10 a 1.11, nižší než vlnové délky jádrového odrazu i Ghostu.

Také tyto plášťové vidy za normálních podmínek rychle mizí a do jádra se nedostanou. Stejně jako u Ghostu se sensoricky využívá zasahování jejich energie až za vnější povrch pláště. Obrázek 1.9 ukazuje tři situace vektorového součtu vlnového vektoru přicházejícího jádrového vidu,  $k_{F\alpha}$ ,  $k_{FG\alpha}$  a  $k_{FCL\alpha}$  s vektorem nakloněné mřížky  $K_{GRATING\alpha}$ , na základě něhož lze stanovit vlnové vektory vln odražených od nakloněných rovin mřížky a jejich průměty do směru osy vlákna  $k_{R\alpha}$ ,  $k_{G\alpha}$  a  $k_{CL\alpha}$ , které reprezentují vlnové vektory jádrového odrazu, vidu Ghostu a odražených plášťových vidů. Významnou roli zde hrají tzv. optimální úhly sklonu mřížky  $\alpha_{Gopt}$  a  $\alpha_{CLOpt}$ , které jsou poloviční úhlům, jimiž se vůči ose vlákna šíří vlny tvořící jednotlivé plášťové vidy či vidy Ghostu.

Odtud také pramení i fakt, že s odchylkou rovin mřížky od optimálního úhlu daného vidu klesá vazební účinnost mřížky a klesá podíl energie převedené z přicházejícího jádrového vidu do příslušného plášťového vidu. V práci [36] je ukázáno, že účinná konverze jádrového vidu do protisměrných plášťových v T-FBG nastává pro malé úhly sklonu mřížky do cca  $6^\circ$  s optimem pro Ghost vidy kolem  $3^\circ$ , pro plášťové vidy kolem  $5^\circ$ . Obrázek 1.10 znázorňuje symbolicky v modelovém vidovém



Obr. 1.9: Podmínky fázového synchronismu pro jádrový odraz  $k_{R\alpha}$ , pro Ghost  $k_{G\alpha}$  a pro dominantní vyšší plášťový vid  $k_{CL\alpha}$  u T-FBG s konstantou  $K_{GRATING\alpha}$  nakloněné o úhel  $\alpha$

diagramu vlákna pro jádrové a plášťové vidy fázovou koincidenci pro jádrový odraz, odraz do Ghostu a do vyšších plášťových vidů. Je zde znázorněn i vliv indexu lomu okolního prostředí, jehož zvýšená hodnota vede k omezení vlnového intervalu vybudzených vyšších plášťových vidů.

**CH-FBG čířovaná a S-FBG superstrukturní mřížka** Čířovaná nebo také rozladěná mřížka je difrakční struktura ve vláknu, jíž se v podélném směru mění perioda opakování změn indexu lomu. Ekviindexové plochy jsou u této struktury kolmé na osu vlákna. Z rovnice 1.6 plyne, že tato charakteristika mřížky je zajištěna funkcí  $\Phi(x)$ . Základní a nejčastěji využívanou čířovanou strukturou je lineárně čířovaná mřížka, kdy:

$$\Lambda_{CH}(x) = \Lambda_1 + \Delta_{CH} \cdot (x - x_1), \quad (1.20)$$

a

$$\Phi(x) = 2 \cdot \pi \cdot \Delta_{CH} \cdot (x - x_1) / [\Lambda_1 + \Delta_{CH} \cdot (x - x_1)];$$



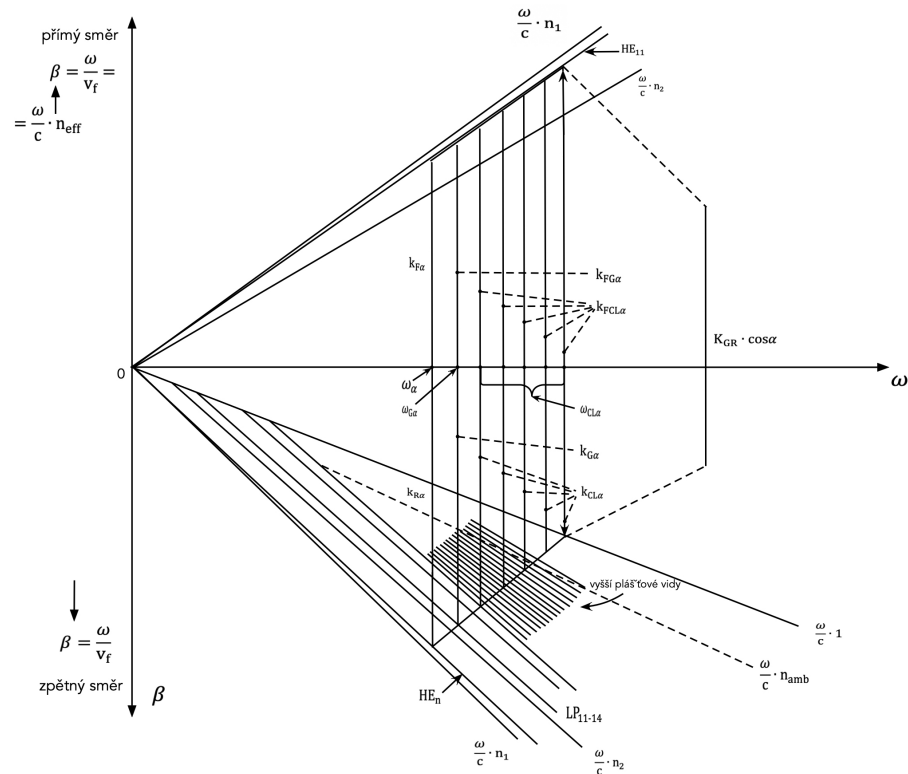
kde  $\Delta_{CH} = konst.$  značí kladný nebo záporný přírůstek periody mřížky na jednotce délky,  $\Lambda_{CH}(x)$  je velikost mřížkové konstanty (periody) mřížky v místě  $x$ ,  $\Lambda_1$  je prioda mřížky na začátku v místě  $x_1$ . Funkci takto perturbované mřížky si lze představit jako sled elementárních uniformních mřížek s postupným přeladěním o  $\Delta_{CH} \cdot dx$ . Výsledkem je odrazné spektrum, jehož vlnová šířka  $\Delta\lambda_{CH}$  je dána celkovou dosaženou změnou mřížkové periody:

$$\Delta\lambda_{CH} = 2 \cdot \Delta_{CH} \cdot L_m \cdot n_{eff}, \quad (1.21)$$

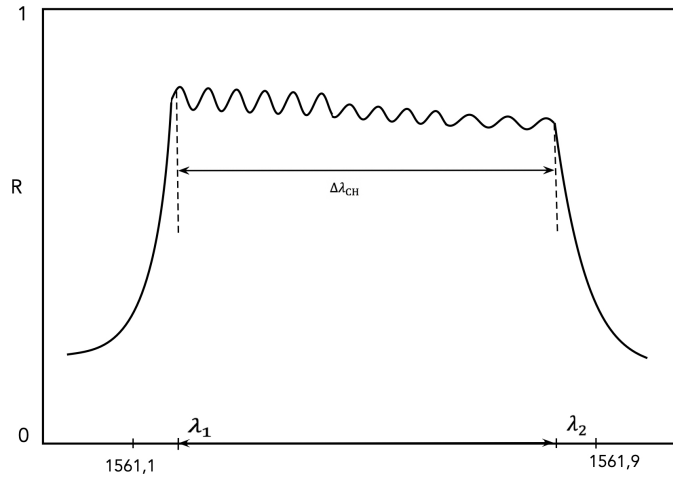
viz. obrázek 1.11.

Délka mřížky  $L_m$  a přírůstek periody na jednotku délky  $\Delta_{CH}$  ovlivní velikost faktoru čirpu  $CH$ , který vyjadřuje počet čar mřížky na jednotku šířky spektra:

$$CH = (2 \cdot n_{eff} \cdot \Delta_{CH} \cdot \Lambda_{CH}(x))^{-1} = \frac{L_m}{(\Delta\lambda_{CH} \cdot \Lambda_{CH}(x))}, \quad (1.22)$$



Obr. 1.10: Fázová koincidence odrazů do jádra a pláště ve vidovém diagramu jádrového a plášťových vidů ve vlákně s T-FBG



Obr. 1.11: Odražené spektrum lineárně čirpované mřížky [28]

Je zřejmé, že tento faktor je přímo proporcionální reflektivitě mřížky na příslušné vlnové délce. Z 1.22 je také zjevné, že CH není u lineárně čirpované mřížky s vlnovou délkou odrazu konstantní a musíme tedy očekávat jistý pokles reflektivity u tzv. dlouhovlnného konce mřížky. Z 1.22 vidíme  $CH = 19 \text{ pm}^{-1}$ , pro  $L_m = 10 \text{ mm}$ ,  $\Delta\lambda_{CH} = 1 \text{ nm}$ ,  $\Lambda_{CH} = 527 \text{ nm}$ ,  $\Lambda_B = 1560 \text{ nm}$ .

U čirpovaných mřížek s velkým přeladěním může tento jev působit komplikaci. Nelineárním chirpem, kdy  $\Delta_{CH}$  se mění podél mřížky, měníme také hodnotu CH ( $\lambda$ ) ve spektru mřížky. Můžeme tak navrhnout takové funkce rozladění  $\Lambda_{CH}(x)$ ,

$$\Lambda_{CH}(x) = \Lambda_1 + \int_{x_1}^x \Delta_{CH}(x) \cdot dx, \quad (1.23)$$

které vytvoří žádaný vlnový průběh odrazivosti. Je známý fakt, že mřížky s nelineárním čirpem jsou používány v telekomunikacích ke kompenzaci chromatické disperze ve vláknech, pro niž je důležitá fázová spektrální charakteristika odrazu. Existuje řada prací, které ukazují způsoby, jak tuto fázovou charakteristiku linearizovat a potlačit v ní zákmity způsobené rezonancemi odrazů záření od konců mřížky. V sensorice tyto struktury nacházejí uplatnění při konstrukcích tzv. Edge filtrů, rampových filtrů využívaných v technikách optického snímání rychlých změn fyzikálních veličin [13].

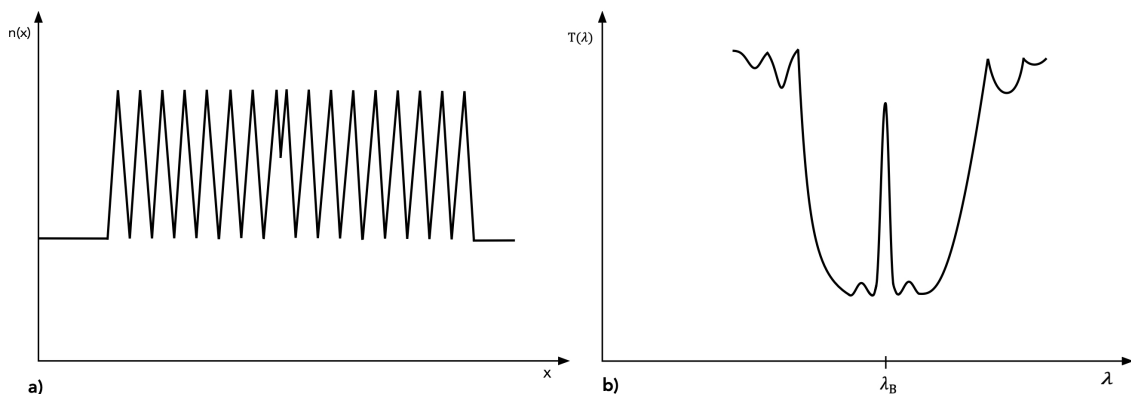
Superstrukturní mřížka je difrakční struktura, kdy k uniformní mřížce s  $\Lambda_G = \text{konst.}$  je superponována prostorově pozvolná změna indexu lomu. V rovnici 1.6 je taková změna reprezentována členem  $\Delta n_{DC}(x)$ . Tato „stejnoseměrná“ změna indexu se v šíření světla jádrovým videm ve vláknu projeví jako změna efektivního indexu lomu  $n_{eff}(x)$  a s tím spojená změna Braggovy vlnové délky odrazu  $\lambda_B(x)$ . Bude-li

$\Delta n_{DC}(x)$  jednoznačná funkce  $x$ , například přímka se směrnici  $\Delta n_{DC}(x)$ , získáme mřížku s chirpem, v případě přímky lineárním, kdy:

$$\Delta\lambda_{CH} = 2 \cdot \Lambda_G \cdot L_m \cdot \Delta n_{DCX}. \quad (1.24)$$

U vláken s běžnou hodnotou fotocitlivosti, kdy dosažitelné hodnoty  $\Delta n_{DC} \approx 1 \cdot 10^{-3}$  získáváme rozladění nejdříve kolem  $\Delta\lambda_{CH} \approx 1,5 \text{ nm}$ . Superstrukturní mřížka tedy představuje jednu z technologických cest návrhu a přípravy mřížek s rozladěním.

**PS-FBG mřížka s fázovým skokem** Jak bylo ukázáno výše, Braggova mřížka se obecně chová jako úzkopásmový propustný (bandpass) vlnový filtr v odraženém záření [6]. V procházejícím záření je to pak, inverzně k odraženému, úzkopásmový zádržný (bandblock) filtr. Šířka pásma roste s rostoucí reflexivitou a klesající efektivní délkou mřížkové struktury. Obvykle se šířka pásma **FWHM** pohybuje v oblasti 100 – 1000 pm. Jsou však významné aplikace, jako např. kanálové rozřazení v mnohokanálových vláknových přenosových soustavách či vysoce přesné měření Braggovy vlnové délky při optickém snímání, které vyžadují návrh takového filtru, kdy v širokém bandblock pásmu existuje superúzký bandpass peak. Takový efekt lze získat vyvoláním fázového skoku o velikosti  $\pi$  rad v sinusově modulovaném průběhu indexu lomu uniformní mřížky, viz obrázek 1.12.



Obr. 1.12: Mřížka s fázovým skokem a) průběh indexu lomu, b) transmisní spektrum

Praktická realizace takové struktury může využít:

- fázovou masku, v níž je fázový posun připraven lokálním zvýšením periody ve struktuře masky
- bodový ohřev krátké zóny uprostřed uniformní mřížky na degradační teplotu
- bodovou expozici krátké zóny uprostřed uniformní nekonzolidované mřížky v hydrogenovaném vlákně

Následně bude ukázáno, že zajímavé výsledky v tomto směru mohou být dosaženy také použitím a modifikací principu Moaré.

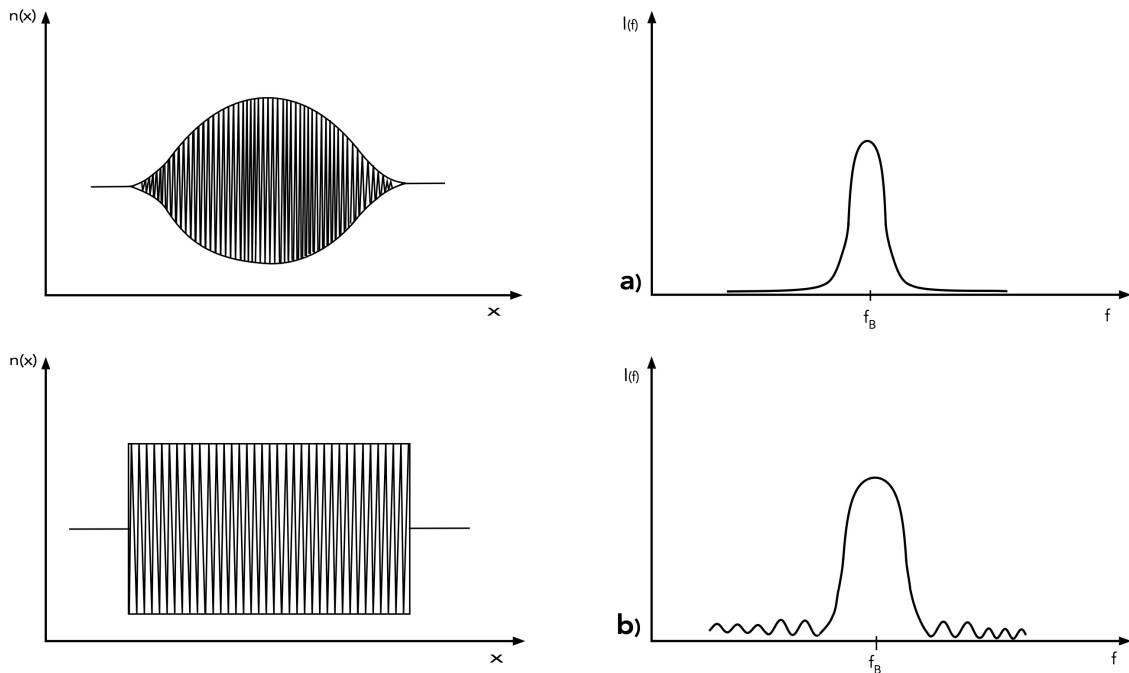
**A-FBG apodizovaná mřížka** Původ názvu Apodizovaná mřížka není na první pohled zřejmý. Raman Kashyap [19] nabízí vysvětlení v řeckém a podos – beznohý či Apoda – rod beznohých červů zašpičatělých na obou koncích. Apodizací se tedy rozumí přechod od rektangulární – obdélníkové funkce obálky změny indexu lomu  $\Delta n_{AC}(x) = \text{konst.}$  ke stavu, kdy na začátku a konci mřížky se amplituda změny indexu lomu  $\Delta n_{AC}(x)$  spojitě a pozvolna snižuje z maximální hodnoty ve středu mřížky k nule a připomíná tak onoho špičatého červa Apoda. Filosofie apodizované mřížky je ve zjednodušení tato:

Spektrální odezva amplitudy odrazu od mřížky s průběhem amplitudy změny indexu lomu  $\Delta n_{AC}(x)$  je blízká Fourierovu obrazu funkce  $\Delta n_{AC}(x)$ , 1.9. Spektrální odezva hustoty výkonu odrazu neapodizované mřížky s rektangulárním, obdélníkovým průběhem  $\Delta n_{AC}(x)$  mřížky tedy bude blízká druhé mocnině funkce  $\mathcal{F}\{a \cdot \Delta n_{AC}(x)\}$ , což dává funkci  $\text{sinc}^2(v)$  s jedním hlavním maximem na Braggově vlnové délce a postupně tlumenými postranními maximy na obou stranách od hlavního maxima. Tyto postranní laloky jsou obvykle příčinou nejrůznějších obtíží při praktickém použití mřížek. Pokud však  $\Delta n_{AC}(x)$  nebude rektangulární, ale např. podobná Gaussově funkci  $e^{-x^2}$  pak také  $\mathcal{F}\{a \cdot \Delta n_{AC}(x)\}$  bude blízká Gaussově funkci  $e^{-v^2}$ , což je funkce s jediným maximem na Braggově frekvenci, klesající na obou stranách ryze monotónně k nule, tedy funkce s absencí jakýchkoliv postranních laloků či maxim. Technika „zašpičatění“ konců mřížky, apodizace, se tedy ukazuje velmi užitečná k zušlechtní tvaru spektrální odezvy, viz obr. 1.13.

Obr. 1.13 a) ukazuje případ, kdy složka indexu lomu  $\Delta n_{DC}(x)$  je v mřížce konstantní, a tak se prakticky nemění ani efektivní index lomu pro fundamentální jádrový vid. Tento případ označujeme za tzv. pravou apodizaci. Při něm nejsou spektrální charakteristiky ovlivněny polohově proměnným efektivním indexem lomu a nedochází zde k parazitnímu rozčirpování mřížky. Není však snadné pravou apodizaci realizovat.

## 1.4 Příprava mřížkových struktur

Technologie přípravy podélných difrakčních struktur - mřížek ve vláknech se metodologicky člení do dvou skupin, technologie vnitřního zápisu mřížek a technologie externího zápisu mřížek optickým zářením vhodných parametrů do fotocitlivého vlákna. Mřížky s vnitřním zápisem nenalezly praktická uplatnění, proto zmínku o



Obr. 1.13: Průběh indexu lomu a spektrum odrazu u a) apodizované mřížky a b) uniformní

nich považují za důležitou jen z hlediska historické reminiscence [29]. Mnohem většího významu nabyly metody externího zápisu, z nichž tři, interferometrická, point-by-point, a metoda fázové masky jsou, zdaleka nejpoužívanější v technické praxi a proto se v tomto popisu soustředíme právě na ně.

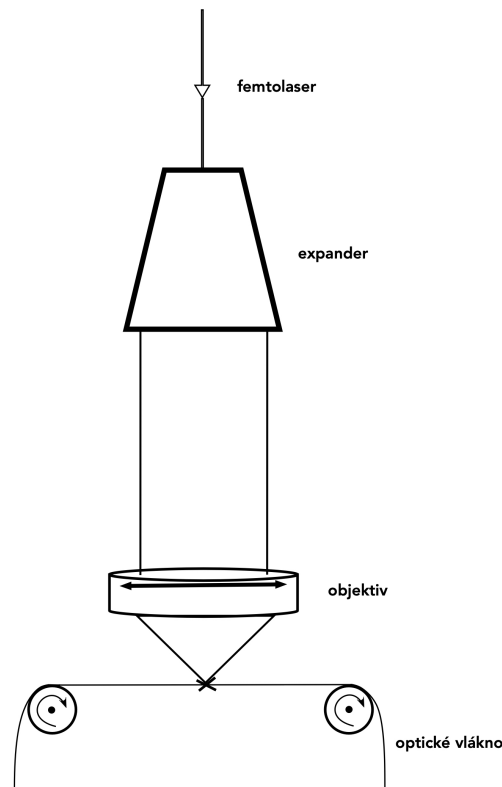
**Fotocitlivost vláken.** Je to vlastnost, díky níž je možné pozorovat ve vlákně tzv. permanentní fotorefrakci. Při ní vlákno vystavené působení záření ve specifické oblasti spektra trvale změní index lomu materiálu v zasažených oblastech. Změna indexu lomu bývá lineární funkcí expozice – tedy energie, která v optické vlně prošla danou oblastí materiálu, s existencí tzv. saturační energie, poblíž níž a nad níž se index lomu další expozicí již nemění. S fotocitlivostí se setkáváme často u tzv. germanosilikátových vláken, kdy v jádru vlákna je  $SiO_2$  skelný základ obohacen  $GeO_2$  ke zvýšení indexu lomu. Skelná matrice tvořená kyslíčnými těchto dvou polokovů vykazuje řadu typů iregularit či defektů jako suboxydy ( $GeO_x$ ,  $x < 2$ ),  $Ge/Si$ ,  $Ge/Ge$  a  $Si/Si$  kovalentní vazby či bivalentní vazby se společným atomem O. U řady těchto iregularit se vyskytuje situace, kdy fotonem s dostatečnou energií lze rozbít kovalentní vazbu mezi  $Ge$  a  $Si$  uzly za vzniku nových struktur defektů s nevykompenzovaným valenčním elektronem v  $Ge$  či O atomu, které se chovají jako elektronové pastě, uvol-

ňující a zpětně přijímající elektrony. Rozbití vazeb a změna struktury je doprovázena zvýšením polarizovatelnosti látky a tedy zvýšením indexu lomu. Tento proces je typický pro vytváření mřížek typu II, které pro svůj vznik vyžadují extrémně vysoké intenzity záření protože jde o multifotonový proces. Mřížky typu II jsou pak stabilní při teplotách až do 900°C. Multifotonové rozbití vazeb se používá nejčastěji při vytváření mřížek postupem Point-by-point.

Podstatné zvýšení citlivosti germanosilikátového skla pro vznik permanentní fotorefrakce se dosáhne procesem tzv. hydrogenace vlákna. Materiál vlákna je zde nasycen atomy vodíku difundujícími do skla z okolní vodíkové atmosféry při vysokém tlaku a teplotě. V takto hydrogenovaném vláknu se vystavením UV radiaci prudce zvýší koncentrace  $GeO$  defektů až do té míry, že prakticky všechny atomy  $Ge$  se mohou na defektech podílet. Vznikající nabitě elektronové pasti pak zachycují jádra  $H^+$  a vytváří trvanlivé vazby  $Ge - OH$  a  $Si - OH$  s vyšší polarizovatelností a tedy vyšším indexem lomu. K jejich vzniku postačí jednofotonový proces absorpce se středně velkými intenzitami záření, ale s dostatečnou energií fotonu nutnou k destrukci kovalentních vazeb. Používají se UV vlnové délky v pásmech 240 nm i 190 nm. Zbylý nevázaný vodík je z vlákna po procesu UV expozice vypuzen dlouhým ohřevem na vysokou teplotu. Tento proces je označovám jako žíhání, konsolidace. Je nezbytný k zamezení vlivu vysokého útlumu  $H^+$  a  $OH^-$  iontů v křemenném skle vlákna. Popsaný proces získané fotorefrakce se využívá při přípravě mřížek interferometrickou expozicí nebo expozicí přes fázovou masku, kde se nedosahují intenity záření nutné pro multifotonové rozbití vazeb v látce. Vznikají tzv. mřížky typu I, které mají podstatně nižší míru rozptylu záření než typ II, mohou se tedy využívat bez výrazných omezení i v sériových zapojeních v jediném vláknu. Teplotně degradují při teplotách nad 600°C. . V dalším se budeme zabývat návrhem a přípravou jen mřížek typu I a jejich realizací metodou fázové masky, zajišťující vysokou stabilitu a opakovatelnost při seriové výrobě mřížek.

**Metoda point-by-point** využívá osvit sekce vlákna v jádru pulzy optického záření fokusovaného do ohniska s velikostí blízkou difrakčnímu limitu. Je-li cílem vytvořit difrakční strukturu pro 1550 nm, je, jak uvedeno vyše, Braggova perioda mřížky (1. řád) cca 525 nm. Pro vytvoření jedné periody změny indexu lomu je tedy třeba záření fokusovatelné do ohnisky o průměru nejvýše cca 260 nm. To je dosažitelné s využitím UV záření s vlnovou délkou pod hodnotou 260 nm a téměř ideální optikou odolávající vysokoenergiovým pulzům UV záření. Použité vlákno navíc musí vykazovat vhodnou fotocitlivost k aplikované vlnové délce. Přes to, že existují práce v naznačené oblasti, praktické využití si našla odlišná cesta. Využívána je často vlnová délka 530 nm (obvykle 2. harmonická základní vlnové délky  $Nd - YAG$  laseru), záření v oblasti zelené barvy bez devastujících účinků na optiku jaké má UV světlo. Pomocí

záření s vlnovou délkou 530 nm je teoreticky možné vytvářet expoziční ohniskovou stopu kolem 550 nm a větší. Lze jím tedy exponovat difrakční strukturu s periodou minimálně 1060 nm. Pro 2. řád LPFG je třeba perioda 1050 nm, pro třetí řád LPFG musíme mít periodu mřížky ve vláknu cca  $\Lambda_{G3} \approx 1600$  nm (pro  $\lambda_B = 1550$  nm) a  $\Lambda_{G3} \approx 1365$  nm (pro  $\lambda_B = 1320$  nm). LPFG 3. a vyšších řádů jsou tímto přístupem realizovatelné. Změna indexu lomu v materiálu jádra vlákna zasaženého pulzem záření s vysokou výkonovou hustotou nevzniká fotocitlivostí, ale je indukována procesem multifotonové absorpce, vedoucím ke vzniku plazmy lokalizované uvnitř materiálu vlákna v oblasti ohniska paprsku s nejvyšší okamžitou hustotou energie. Po vyhasnutí plazmy je pozorováno lokální zhuštění materiálu s významným vzrůstem indexu lomu. Popsaný proces je však úspěšný pouze, pokud se zabrání lokálnímu ohřevu materiálu foton-fononovou absorpcí. Proto se k tomuto účelu používají zdroje extrémně krátkých pulzů – femtosekundové lasery a délky pulzů pod 1 ps. Základní schema uspořádání viz obr. 1.14.



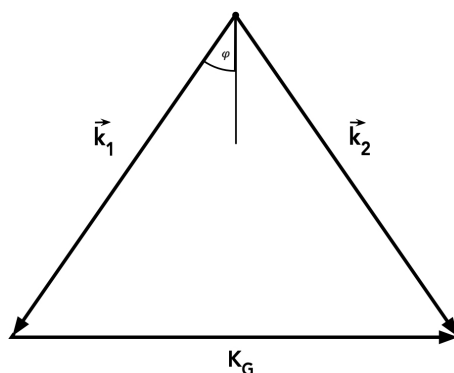
Obr. 1.14: P-b-P metoda přípravy LPFG

**Interferenční techniky** Jedna z prvních zmínek o přípravě difrakčních mřížek ve vláknech interferometrickou metodou je práce Geralda Meltze [25]. Jde o externí zápis interferenčního pole zpravidla UV záření do materiálu jádra vlákna s fotocitlivostí. Obecně je pro tuto metodu nutné použít interferometr, který rozdělí

koherentní (UV) záření do dvou cest a přivede záření těmito cestami do společného prostoru, kde paprsky vzájemně interferují a vytváří interferenční pole s prostorově se střídajícími maximy a minimy. V této interferenční oblasti je umístěno fotocitlivé vlákno. Interferenční maxima záření pronikají do vlákna a v jeho jádru indukují permanentní změny indexu lomu. Vzniká tak pravidelná modulace indexu lomu s prostorovou periodou, která závisí na úhlu vzájemného střetu dvou paprsků interferometru  $2\phi$ .

$$\frac{2\pi}{\Lambda_G} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 = \left( \frac{4 \cdot \pi}{\lambda_i} \right) \cdot \sin(\phi); \quad \Lambda_G = \frac{\lambda_i}{(2 \cdot \sin(\phi))}, \quad (1.25)$$

kde  $\lambda_i$  značí vlnovou délku interferujícího záření, viz obr. 1.15. Ladit tyto interferometry lze tedy vlnovou délkou zdroje – omezené kvůli vlastnostem fotosenzitivity materiálu, a úhlem střetu paprsků.

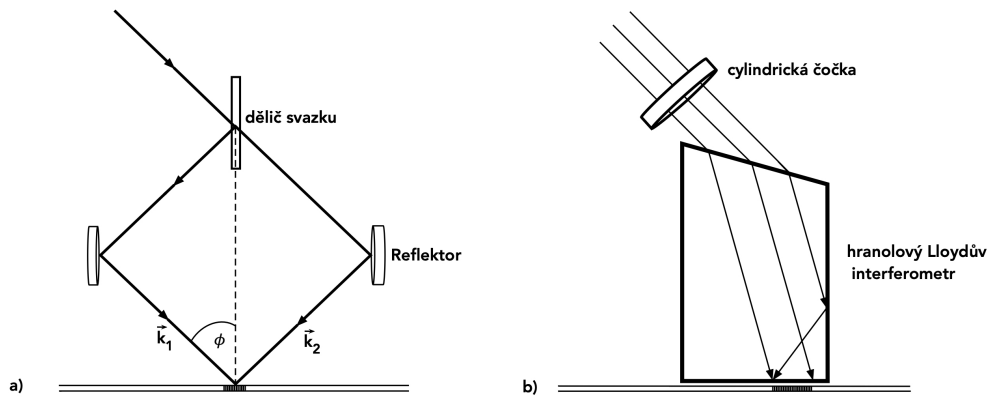


Obr. 1.15: Vlnový vektor mřížky  $\mathbf{K}_G$

Je zřejmé, že pro Braggovy periody mřížky v intervalu 400 až 550 nm a  $2\phi = 90^\circ$  potřebují  $\lambda_i$  i v intervalu 560 až 770 nm. Fotocitlivost křemenného skla a možnost získání permanentních fotorefrakčních změn je v tomto spektrálním oboru prakticky nedosažitelná, je nutné použít UV vlnové délky a tím pádem nízký úhel střetu paprsků. Odtud pak pramení požadavek na vysokou prostorovou i časovou koherenci interferujících paprsků. Braggovy mřížky jsou interferenčně připravovány pomocí dvou typů interferometrů, tzv. interferometrů s amplitudovým dělením svazku a interferometrů s dělením vlnoplochy svazku, viz obr. 1.16.

Amplitudové interferometry obvykle umožňují změnou úhlu  $2\phi$  měnit periodu zapisované mřížky. Optické soustavy takových interferometrů obvykle zajistí stejnou délku ramen v osách paprsků. Na okrajích paprsky z ramen interferují s lišící se délkou průchodu rameny a následkem limitované koherenční délky laserových zdrojů na UV se snižuje na okrajích paprsků interferenční kontrast a interferenční obrazec postupně mizí. To limituje celkovou maximální délku zapisované mřížky. Dlouhý





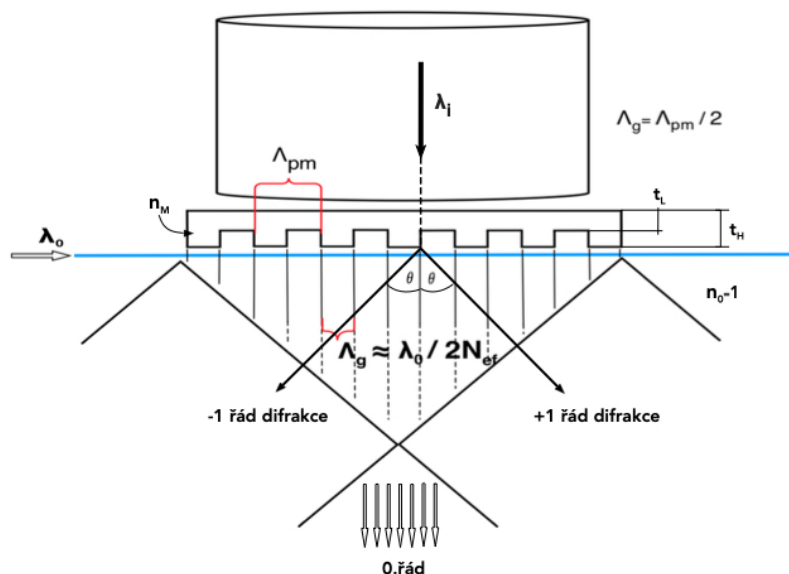
Obr. 1.16: Interferometrický zápis mřížek a) amplitudový Rožděstvenskij - Mach interferometr b) sdílením vlnoplochy - modifikovaný Lloyd interferometr

průchod paprsků rameny iterferometru vedoucími volným prostředím však dále způsobuje vlivem scintilací atmosféry a mechanickými nestabilitami fázové šumy, což také snižuje interferenční kontrast. Klíčovou výhodou interferometrů s dělením vlnoplochy je fakt, že potřebují jen jediný kompaktní optický prvek – hranol, který významně redukuje optické nestability v soustavě. Nevýhodou proti tomu je nízká dosažitelná maximální délka zapisované mřížky, která je nejvýše polovina šířky vstupujícího paprsku a omezená je také laditelnost takového intefrerometru zapisovacím úhlem.

**Technika fázové masky** Je považována za jednu z nejefektivnějších metod pro přípravu vláknových difrakčních struktur. Ve svých výzkumných pracech jsem se zaměřil právě na tuto metodu a využil jsem její technickou implementaci ve firmě NETWORK GROUP, kde vzniklo experimentální zázemí, založené na produkci mřížek metodami fázové masky a Point-by-Point. Proto se v dalším soustředím na problematiku rozšíření možného využití metody fázové masky.

Metoda fázové masky používá difrakční optický prvek - fázovou masku k získání interferenčního pole s periodickým střídáním maxim a minim intenzity záření, viz obrázek 1.17.

Fázová maska je opticky transparentní deska s planparalelními povrchy, jejíž tloušťka se periodicky (či kvaziperiodicky) mění mezi  $t_L$  a  $t_H$ . Na této hradbové struktuře reliéfního povrchu masky přicházející paprsek koherentního světla difraguje a rozkládá se do tří hlavních difrakčních řádů  $s=-1, +1, 0$ . Vlny řádů  $-1$  a  $+1$  se odchylují od osy paprsku přicházejícího na mřížku o stejný úhel  $\theta$  na opačné strany, v původním směru dopadu přicházejícího paprsku se za maskou šíří vlna  $0$ . řádu. Vlny  $-1$  a  $+1$  se protínají a v interferenčním prostoru vzniká soustava planparalelních ploch maxim intenzity jdoucích od masky stejným směrem jako přicházející vstupní



Obr. 1.17: Výroba mřížky fázovou maskou

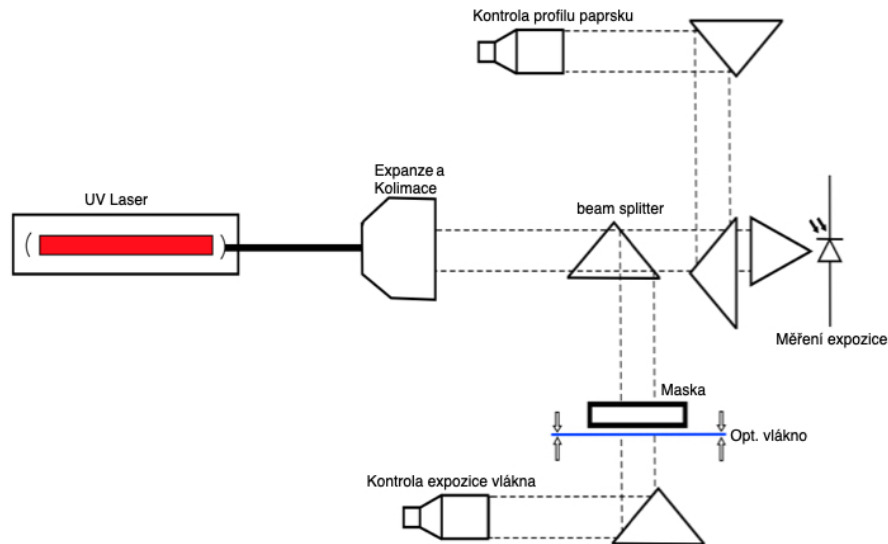
paprsek. Příčná vzdálenost těchto ploch, při kolmém dopadu vstupního paprsku na masku, je  $\Lambda_G = \Lambda_{PM}/2$ . V příčném směru k těmto plochám můžeme stanovit interferenční kontrast, jako poměr intenzit záření v maximu a v minimu. Při působení pouze difrakčních řádů -1 a +1 je kontrastní poměr vysoký, dosahuje hodnot 1000:1. Problémem je existence vlny 0. řádu, která tento poměr může snížit na hodnoty 3:1 i nižší. Z teorie difrakce na fázové mřížce víme, že vlna 0. řádu se dá potlačit teoreticky až k nule při přesném splnění podmínky:

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda_i}\right) \cdot (n_M - 1) \cdot (t_H - t_L) = \pi \quad (1.26)$$

Je tedy nutné přizpůsobit hloubku reliéfu fázové masky ( $t_H - t_L$ ) vlnové délce použitého záření  $\lambda_i$ . Masky se vyrábí obvykle expozicí motivu elektronovou litografií a následným plazmatickým odleptáním materiálu v oknech po odstraněném elektronovém rezistu. Alternativní metoda výroby masky je holografická cesta expozice interferogramu. Výhodou je zde, oproti elektronové litografii, možnost dosažení plynulé prostorové změny periody masky, nevýhodou je obtížně dosažitelná opakovatelnost výroby.

Výroba masek ať e-litografií či holograficky je náročná a nákladná. Nicméně zajišťuje stabilní interferenční pole vln +1. a -1. řádu i s nízkou koherencí zdroje, pracuje se běžně s koherenčními délkami 0,5 mm. Fázová maska významně zjednodušuje optickou soustavu nutnou k její implementaci pro průmyslové použití. Příklad této implementace ve firmě NETWORK GROUP ukazuje obr. 1.18.

V této implementaci se využívá osvit vlákna interferenčním polem bezprostředně za fázovou maskou, jednoduchá a kompaktní konstrukce držáku vlákna a masky



Obr. 1.18: Optická soustava pro výrobu difrakční mřížky expanzí přes fázovou masku [36]

zaručuje odolnost soustavy proti chvění a teplotním změnám. Nebrání však účinkům difrakce nultého řádu. Jsou reportovány konstrukce, kdy mezi masku a vlákno je vložen pár zrcadel vzájemně planparalelních a planparalelních k rovinám maxim interferenčního pole za maskou. Vzniká tak v podstatě Machův interferometr. Do jeho středu, mezi cesty vln +1 a -1 řádu je vložena clona k odstínění 0. řádu. Tyto konstrukce vyžadují vysokou mechanickou a tepelnou stálost a extrémně se zvyšuje jejich citlivost k vibracím.

Existují různé způsoby využití metody fázové masky pro přípravu neuniformních difrakčních členů. Výroba masek elektronovou litografií dovoluje vytvářet sekce s poskocích proměnnou periodou masky a tím umožnit přípravu chirpovaných mřížek. Vzhledem k tomu, že vlny +1. a -1. difrakčního řádu se na masce odchyľují o úhel

$$\theta = \arcsin\left(\frac{s \cdot \lambda_i}{\Lambda_{PM}}\right) \quad (1.27)$$

je nutno umístit vlákno v nejmenší možné vzdálenosti od masky, aby expozice mřížky nebyla narušena protínajícími se difragovanými vlnami s různým  $\theta$  ze sousedících sekcí s rozdílnými  $\Lambda_{PM}$ . Přechody mezi sekcemi masky však přesto znamenají jistý problém. Masky vyrobené holograficky tyto potíže nevykazují jejich příprava je však mimořádně obtížná. Jsou známy práce, kdy rozladění exponované mřížky je dosahováno postupným plynulým zakřivením vlákna pod uniformní maskou. Vlákno tak postupně zvětšuje úhel své osy vůči kolmici k interferenčním plochám a zvětšuje se tak perioda zapisované mřížky. Současně se však také odchyľuje úhel ekviindexových ploch vznikající mřížky od kolmice k ose, mřížka se postupně blejzuje – naklání,

což může mít negativní dopady, zejména pracujeme-li s transmisním spektrem. V případech, kdy je naopak blejzovaná mřížka cílem, je metoda fázové masky ideálním prostředkem k přípravě takové mřížky. Efektu se dosáhne pouhým úhlovým natočením masky vůči vláknu tak, aby linie reliéfu masky svíraly s osou vlákna jiný než pravý úhel.

Metoda fázové masky je také použitelná pro přípravu mřížek s určitým typem apodizací. Děje se tak využitím jevu Moaré – překrytím dvou mřížek s málo odlišnými periodami. Princip této techniky demonstroval Raman Kashyap v [20]. Metoda fázové masky je v technické praxi oblíbena nejen pro svoji stabilitu a opakovatelnost, ale také pro svoji flexibilitu a širší použitelnost. Princip techniky Moaré, která je u fázových masek použita pro přípravu symetricky apodizovaných mřížek, nabízí další možnosti v přípravě vláknových difrakčních členů. Právě tímto principem a jeho zobecněním při přípravě mřížek ve vláknech se ve své práci zabývám.

## 2 Využití vláknových mřížek v senzorce

Aplikace FBG v senzorických systémech vychází ze zjištění, že reflexní spektrum mřížky, a recipročně transmisní spektrum mřížky, je ovlivnitelné působením řady fyzikálních veličin, které jsou schopny měnit buď periodu struktury mřížky  $\Lambda_G$  nebo efektivní index lomu vlnovodové struktury nesoucí mřížku  $n_{eff}$ . K množině těchto veličin patří jako nejvýznamnější teplota vlákna [21], podélná i příčná napětí, ohyby vlákna a jeho skrut.[10] Fyzikálně indukované změny spektra odrazivosti jsou ve většině případů charakterizovány spektrálním posunem maxima průběhu reflexivity ovlivňované mřížky. Tento posun je obvykle ve velmi přesně popsáném vztahu k měřené veličině [7].

### 2.1 Teplotní citlivost Braggovských mřížek

Změnou teploty vlákna nesoucího Braggovu mřížku dochází ke změně rezonanční vlnové délky mřížky [9] a tím k vlnovému posuvu maxima spektra odrazivosti 1.1. Tento posuv je ovlivněn dvěma faktory. První z nich je tepelná expanze či kontrakce materiálu vlákna, která změní geometrickou periodu změny indexu lomu ve struktuře mřížky  $\Lambda_G(T)$ . Druhým faktorem je teplotní závislost indexů lomu materiálu jádra a pláště vlákna. Tato teplotní závislost, spolu s vlivem tepelné roztažnosti na průměr jádra vlákna, způsobuje teplotní změnu efektivního indexu lomu vlnovodné struktury  $n_{eff}(T)$ . Posuv střední vlnové délky odrazivého spektra mřížky  $\lambda_B$  změnou teploty lze vyjádřit z 1.1 jako:

$$\Delta\lambda_B(T + \Delta T) = 2\{\Lambda_G(T) \cdot \delta n_{eff}(T) / \delta T + n_{eff}(T) \cdot \delta\Lambda_G(T) / \delta T\} \cdot \Delta T \quad (2.1)$$

Definujeme li dále termo-optický koeficient  $\xi$  jako poměrnou změnu efektivního indexu lomu s teplotou

$$(\delta n_{eff}(T) / \delta T) \cdot n_{eff}^{-1} = \xi(T) \quad (2.2)$$

a koeficient  $\alpha$  teplotní expanze vlákna

$$(\delta\Lambda_G(T) / \delta T) \cdot \Lambda_G^{-1} = \alpha(T), \quad (2.3)$$

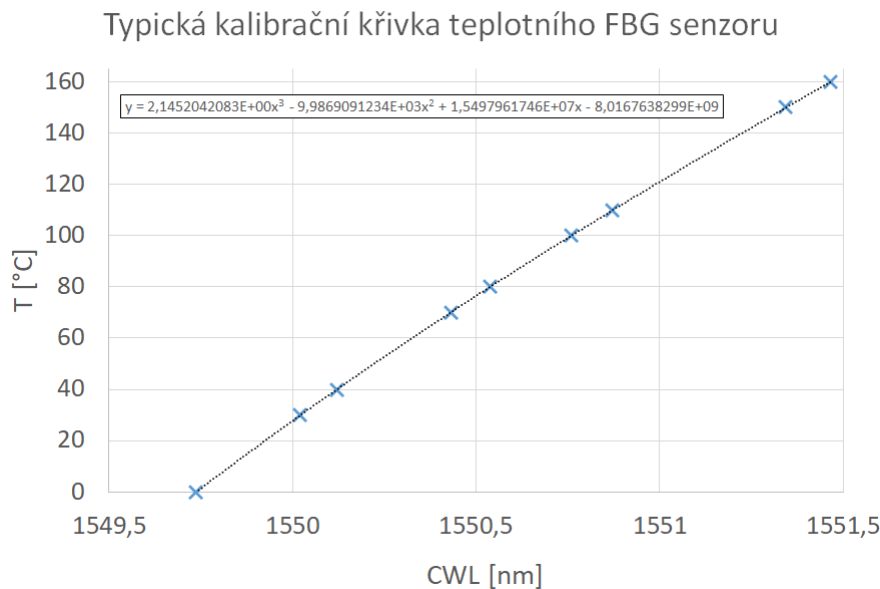
můžeme modifikovat vztah 2.1 a získat výraz pro relativní posuv Braggovy vlnové délky mřížky s teplotou ve tvaru:

$$\Delta\lambda_B(T + \Delta T) / \lambda_B(T) = (\xi(T) + \alpha(T)) \cdot \Delta T \quad (2.4)$$

Jak vidno, termooptický koeficient  $\xi$  i koeficient  $\alpha$  teplotní expanze vlákna jsou veličiny, které samy o sobě také závisí na teplotě. Typické hodnoty těchto veličin pro křemenná vlákna jsou:

$$\xi(T) = 8,6 - 9,3 \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C} \text{ a } \alpha(T) = 0,5 \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C} [15].$$

Obr. 2.1, kalibrační křivka teplotních sensorů s Braggovou mřížkou [32], ukazuje typický průběh závislosti hodnoty Braggovy rezonanční vlnové délky  $\lambda_B(T)$  uniformní mřížky, vytvořené ve standardním ITU-T G.652.D jednovidovém vláknu, na teplotě. Vláknem je v tomto případě v oblasti mřížky zbaveno obvyklé akrylátové primární ochranné vrstvy, která v malém měřítku mění tento průběh. Významější změny lze zaznamenat je-li vlákno s mřížkou opatřeno primární ochrannou vrstvou z polyimidu. Tento tvrdý, houževnatý a chemicky odolný polymer zvyšuje, v závislosti na tloušťce vrstvy, zejména koeficient  $\alpha$  teplotní expanze vlákna, který ovlivní celkový průběh závislosti  $\lambda_B(T)$ . Kalibrace teplotních sensorů s Braggovou mřížkou vyvíjených a vyráběných ve firmě NETWORK GROUP, s.r.o. [32], [33] ukazují, že nezanedbatelné změny v teplotní závislosti Braggovy rezonanční vlnové délky  $\lambda_B$  jsou spojeny také s některými specifickými parametry vyrobených mřížek, zejména s délkou a odrazivostí, se společným jmenovatelem v dosažených změnách indexu lomu v mřížkové struktuře a tím ve změnách efektivního indexu lomu vlnovodu s mřížkou. Dále lze na základě praktických zkušeností konstatovat, že teplotní závislost  $\lambda_B$ , byť ne zcela lineární, nevykazuje hysterezi, což je důležitý faktor při sensorovém využití mřížek [37].



Obr. 2.1: Typická závislost hodnoty Braggovy rezonanční vlnové délky  $\lambda_B$  na teplotě pro stripované jednovidové vlákno ITU-T G.652.D

## 2.2 Podélné napětí ve vláknové Braggově mřížce

Působení podélného napětí na optické vlákno s mřížkou vyvolá, podobně jako v případě teploty, dva účinky spojené se změnou Braggovy rezonanční vlnové délky  $\lambda_B$ . Prvním z nich je pružná deformace (expanze nebo komprese) vlákna s mřížkou v podélném směru. Díky ní se lineárně k napětí ve vláknu změní délka mřížky  $L_m$  a adekvátně i perioda mřížky  $\Lambda_G$  ve vláknu 1.4, 1.5.

Druhým z působících faktorů je elastooptický jev, díky němuž dochází při existenci mechanického napětí v materiálech jádra i pláště vlákna ke změnám indexů lomů, které vedou k změně efektivního indexu lomu vláknového vlnovodu s mřížkou [11]. Působení těchto vlivů na hodnotu Braggovy vlnové délky a její změnu  $\Delta\Lambda_G$  při geometrické změně délky mřížky  $\Delta L_m$  s relativním prodloužením struktury v ose vlákna  $\varepsilon_z = \frac{\Delta L_m}{L_m}$  lze vyjádřit úpravou a derivací rov. 1.1 pro první Braggův difrakční řád, kdy  $s = 1$ :

$$\Delta\lambda_B = 2\left\{\frac{\Lambda_G \cdot \delta n_{eff}}{\delta L_m} + \frac{n_{eff} \cdot \delta\Lambda_G}{\delta L_m}\right\} \cdot \Delta L_m = 2\Lambda_G \cdot n_{eff} \left\{\frac{n_{eff}^{-1} \cdot \varepsilon_z \cdot \delta n_{eff}}{\delta\varepsilon_z} + \varepsilon_z\right\}. \quad (2.5)$$

Zavedením efektivního elastooptického koeficientu  $p_{eff} = -n_{eff}^{-1} \cdot \frac{\delta n_{eff}}{\delta\varepsilon_z}$ , jenž postihuje změnu efektivního indexu lomu vláknového vlnovodu s mřížkou  $n_{eff}$  a tím i adekvátní změnu Braggovy vlnové délky  $\Delta\lambda_B$  vlivem deformace vlákna s poměrným prodloužením  $\varepsilon_z$ , dospějeme k výrazu pro přeladění Braggovy mřížky  $\Delta\lambda_B$  mechanickou deformací vlákna:

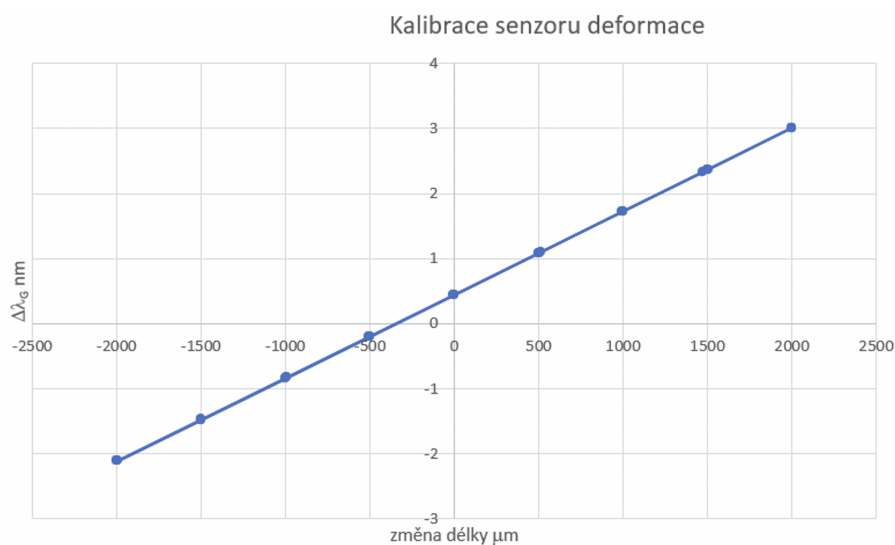
$$\Delta\lambda_B = \lambda_B \cdot (1 - p_{eff}) \cdot \varepsilon_z \quad (2.6)$$

Hodnotu fotoelastického koeficientu  $p_{eff}$  [15] lze vyčíslit jako:

$$p_{eff} = \frac{1}{2} n_{eff}^2 (p_{12} - \nu (p_{11} + p_{12})), \quad (2.7)$$

kde  $p_{11} = 0,113$ ,  $p_{12} = 0,252$ , komponenty elastooptického tenzoru s hodnotami pro křemenné vlákno a  $\nu = 0,16$  značí Poissonův poměr s hodnotou pro křemenné vlákno. Pro hodnotu  $n_{eff} = 1,4509$  vlákna G.652.D při  $\lambda_0 = 1321,42$  nm nabývá fotoelastický koeficient  $p_{eff}$  hodnoty 0,2038. Relativní změna Braggovy vlnové délky při podélné mechanické deformaci vlákna je v tomto případě  $(\Delta\lambda_B/\lambda_B)/\varepsilon_z = 0,7962 \cdot 10^{-6}/\mu\varepsilon$  či  $K_\varepsilon = \Delta\lambda_B/\varepsilon = 1,052$  pm/ $\mu\varepsilon$ . K těmto závěrům je třeba dodat, že změna Braggovy vlnové délky i relativní změna Braggovy vlnové délky podélnou deformací vlákna jsou v širokém rozsahu  $\varepsilon_z \in (-3000 \mu\varepsilon; +3000 \mu\varepsilon)$  lineárními funkcemi poměrné deformace s konstantními strmostmi. Koeficienty strmosti jsou však závislé na výchozí hodnotě Braggovy vlnové délky při nulovém napětí, na hodnotě maximální odrazivosti mřížky a na teplotě, neboť se měnou

těchto veličin se mění ve vláknu efektivní index lomu. Koeficienty strmostí se vlivem teploty mění v řádu  $10^{-4} \text{ pm} \cdot \mu\epsilon^{-1}/^\circ\text{C}$ ,  $(\delta K_\epsilon(T)/\delta T = 0,14 \text{ fm} \cdot \mu\epsilon^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1})$ , a vlivem výchozí Braggovy vlnové délky v řádu  $10^{-5} \text{ pm} \cdot \mu\epsilon^{-1}/\text{nm}$ . Při použití Braggovy mřížky ke přesnému měření změn délek je proto nutné provést teplotní kalibraci hodnot strmosti změny vlnové délky na deformaci pro každou individuální měřicí mřížku. Podobně jako u teplotní závislosti Braggovy rezonanční vlnové délky, závislost  $\Delta\lambda_B$  na podélné deformaci nevykazuje pozorovatelné hystereze a je pozoruhodně časově stálá. Příklad závislosti změny vlnové délky Braggovy resonance na podélné deformaci vlákna s mřížkou zjišťované a použité jako kalibrační funkce mřížkového senzoru deformace ve firmě NETWORK GROUP, s.r.o. ukazuje obr. 2.2.



Obr. 2.2: Kalibrační funkce mřížkového senzoru deformace.

Senzor vyhodnocuje změnu délky 1000 mm vlákna s měřicí mřížkou referenční (výchozí) vlnové délky  $\lambda_G = 1545 \text{ nm}$ . Koeficient strmosti změny vlnové délky je zde  $K_\epsilon = \Delta\lambda_B/\epsilon_z = 1,27705 \text{ pm}/\mu\epsilon$ . Tomu odpovídá fotoelastický koeficient  $p_{eff} = 0,17343$ . Vlnový posun při hodnotě deformace  $\Delta L = 0$  je dán měřením k referenční hodnotě vlnové délky volného senzoru a vznikl při fixaci senzoru ke kalibrační stoličce.

## 2.3 Simultánní měření napětí a teploty

Z předchozího je zřejmé, že Braggovy mřížky jsou mimořádně vhodné pro měření teploty. Při měření napětí je třeba provádět korekci na teplotu, která významně mění efektivní index lomu vlákna s mřížkou. Při vyhodnocování bez korekce by docházelo ke vzniku soustavné chyby měření. Existují však práce [31], které se zabývají separací teplotního vlivu a vlivu mechanického napětí na posuv odrazného spektra



mřížky. Pro tento účel se využívá sestava dvou mřížek s velmi rozdílnými výchozími hodnotami Braggovy rezonanční vlnové délky,  $\lambda_{B1}$ ,  $\lambda_{B2}$  ve společném vláknu. Jedna z prací využívala dokonce stejnou strukturu mřížky a dva její odrazy v prvním a druhém difrakčním řádu. Tyto odrazy s vlnovými délkami lišícími se přibližně v poměru 1:2 (přibližně proto, že efektivní indexy lomu pro tyto vlnové délky jsou rozdílné) mají jak teplotní tak deformační (fotoelastické) koeficienty posuvu vlnové délky dostatečně rozdílné a je tak možno řešit rozdělení obou vlivů. Práce [27] k tomuto účelu využívala dvou mřížek na vlnových délkách 850 nm a 1300 nm. Zkušenosti s přesným vyhodnocováním Braggových mřížek [38] však vedou i k možnosti použití mřížek s nepříliš rozdílnou periodou k simultánnímu a separovatelnému měření teploty a deformace, podmínkou je zde však použití Braggových mřížek s malou šířkou hlavního laloku odrazného spektra. Změnu vlnové délky mřížky kombinovaně zatížené deformací a teplotou lze vyjádřit jako

$$\Delta\lambda_B(\varepsilon, T) = K_\varepsilon \cdot \Delta\varepsilon_z + K_T \cdot \Delta T, \quad (2.8)$$

kde  $K_T = \xi(T) + \alpha(T)$  značí koeficient teplotní citlivosti mřížky. Dvě mřížky s rozdílnými výchozími vlnovými délkami pak vlivem shodného zatížení teplotou a deformací vykazují změny vlnových délek  $\Delta\lambda_{B1}$ ,  $\Delta\lambda_{B2}$ :

$$\Delta\lambda_{B1} = K_{\varepsilon1} \cdot \Delta\varepsilon_z + K_{T1} \cdot \Delta T$$

$$\Delta\lambda_{B2} = K_{\varepsilon2} \cdot \Delta\varepsilon_z + K_{T2} \cdot \Delta T,$$

tedy

$$\underline{\Delta\lambda_B} = \underline{\mathbf{K}} \cdot \underline{\Delta}. \quad (2.9)$$

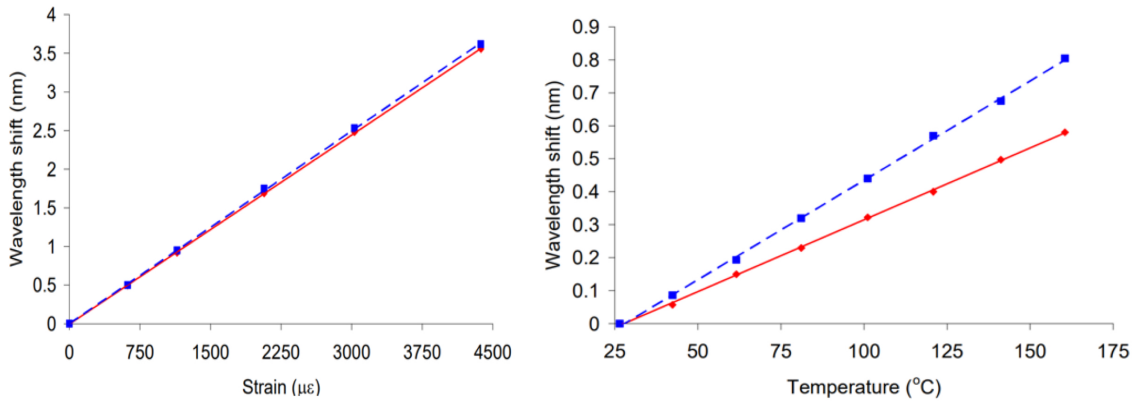
Známe li složky matice  $\underline{\mathbf{K}}$ , individuální koeficienty citlivosti mřížek na působící veličiny, lze stanovení vektoru působících veličin  $\underline{\Delta}$  docílit vyčíslením inverzní matice  $\underline{\mathbf{K}}^{-1}$  a výpočtem:

$$\underline{\Delta} = \underline{\mathbf{K}}^{-1} \cdot \underline{\Delta\lambda_B}. \quad (2.10)$$

Spolehlivost takového vyčíslení předpokládá přesné stanovení maticových koeficientů  $K_\varepsilon$  a  $K_T$  a jejich rozdílnost pro rozdílné vlnové délky výrazně vyšší než nepřesnot jejich zjištění a měření vlnových posuvů spekter mřížek. Jen vysoká přesnost a redukce chyb při vyhodnocování mřížek potom dovolí přiblížit hodnoty  $\lambda_{B1}$ ,  $\lambda_{B2}$  tak, aby se dostaly do pásma vlnových délek, které umožní současnou vyhodnotitelnost obou mřížkových odrazů.

Velmi podobnou filosofii k oddělení vlivu napětí a teploty použili ve své práci [16], [17] Chehura et al. Autoři využili k simultánnímu měření obou vlivů nakloněnou

mřížku TFBG, která ve svém transmisním spektru poskytuje ostré minimum potlačení přenosu jádrového vidu odrazem zpět do jádra, vedle nějž pak v transmisním spektru figuruje ostré minimum, tzv. Ghost, který představuje konverzi jádrového vidu do čtyř nejnižších plášťových vidů  $LP_{11} - LP_{14}$  s téměř totožnou fázovou konstantou šíření, zpětně se šířících a zanikajících v plášti vlákna.



Obr. 2.3: Citlivosti posuvu vlnové délky jádrového odrazu (červeně) a Ghost (modře) u TFBG na podélné napětí a teplotu.

Tato minima, obvykle spektrálně vzdálena o 1 – 2 nm, viz sekce 1.3.2 a obr. 1.8 a také [35], disponují opět rozdílnými koeficienty deformační citlivosti  $K_{\epsilon}$  a zejména výrazně rozdílnými teplotními citlivostmi  $K_T(T)$  změny vlnové délky, viz obr. 2.3. Práce [40] prezentuje velikosti citlivostních koeficientů pro jádrový odraz  $K_{\epsilon J} = 0.816 \pm 0.003 \text{ pm}/\mu\epsilon$ ,  $K_{TJ} = 4.222 \pm 0.1 \text{ pm}/^{\circ}\text{C}$ , a pro Ghost  $K_{\epsilon G} = 0.830 \pm 0.03 \text{ pm}/\mu\epsilon$ , a  $K_{TG} = 6.021 \pm 0.07 \text{ pm}/^{\circ}\text{C}$ .

Ještě větší rozdíly těchto koeficientů lze získat srovnáváním chování jádrového odrazu a vyšších plášťových vidů. Zde si však lze představit praktické těžkosti implementace při nutnosti zaručit sledování změn vždy stejného vybraného plášťového vidu ze skupiny mnoha ostatních. Přesto, dostatečně rozdílné chování jádrového odrazu a odrazu do plášťových vidů Ghostu zajistí při přesném vyhodnocování spektrálních posuvů dostatečně přesné simultánní vyhodnocení teploty a podélné deformace. I zde tedy existuje motivace k co nejpřesnějšímu vyhodnocování vlnových posuvů maxima odrazu či minima transmise ve spektru měřicí mřížky.

## 2.4 Příčné napětí ve vláknové Braggově mřížce

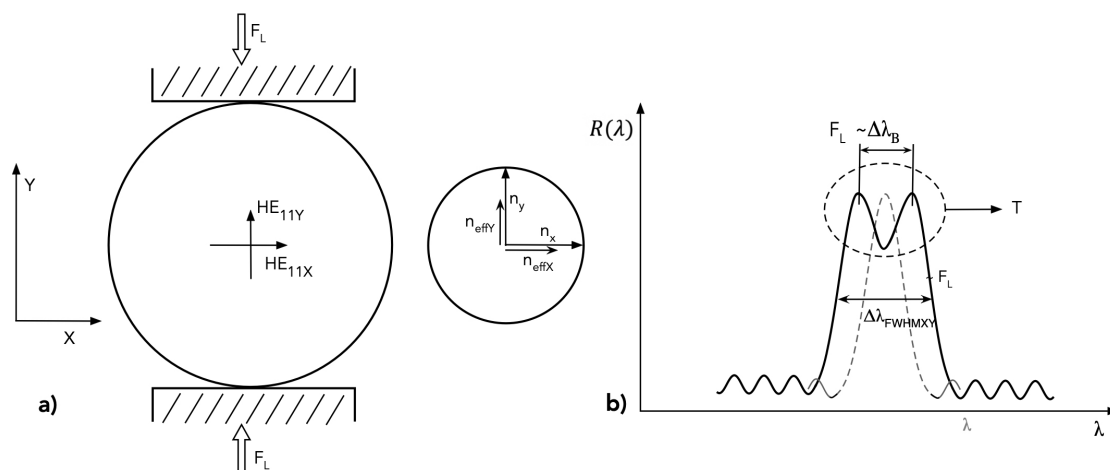
V nemnoha aplikacích je možno se setkat i se situací, kdy je měřicí Braggova mřížka v jednovidovém vlákně vystavena příčnému tlaku. Vlákně je tak mechanicky deformováno a následkem toho se elastoopticky mění tenzor indexu lomu ve vlákně.

Mřížka v takto namáhaném vláknu získá polarizační závislost a vlnovod s mřížkou získá anizotropii ve struktuře indexů lomu, která se stane závislou na polarizaci fundamentálního vidu  $HE_{11}$ . V rovině kolmé na osu vlákna je směrová závislost indexu lomu eliptická s krátkou osou ve směru působení příčné komprese (y) a dlouhou osou kolmou na směr komprese (x). Příchozí záření ve formě vidu  $HE_{11}$  se na této anizotropii štěpí do složek s polarizací v krátké a dlouhé ose. Vyšší index lomu ve směru dlouhé osy způsobuje zpomalení šíření složky  $HE_{11X}$  s polarizací v dlouhé ose, což se projeví vyšším efektivním indexem lomu v tomto směru  $n_{effX}$ . Obdobně, nižší index lomu ve směru krátké osy způsobuje zpomalení šíření složky  $HE_{11Y}$  s polarizací v krátké ose, což se projeví nižším efektivním indexem lomu v tomto směru  $n_{effY}$ . Ve vláknu s příčným napětím bez mřížky bychom mohli pozorovat vznik rotační polarizace šířícího se  $HE_{11}$  vidu, pokud jeho vstupní směr polarizace nekoincidoval s některou z os elipsy indexové anizotropie či šíření lineárně polarizovaného  $HE_{11X}$  s vyšší podélnou fázovou konstantou  $\beta_X$  popřípadě lineárně polarizovaného  $HE_{11Y}$  s nižší podélnou fázovou konstantou  $\beta_Y$ . Existence mřížky v takto namáhaném vláknu způsobí, že společná perioda  $\Lambda_G$  podélné modulace indexu lomu mřížky a rozdílné efektivní indexy lomu  $n_{effX}$  a  $n_{effY}$  pro šíření fundamentálního vidu v osách X a Y vytvoří pro X a Y polarizaci rozdílné difrakční podmínky a pro X a Y polarizaci vzniknou na mřížce vzájemně posunutá odrazná spektra s Braggovými vlnovými délkami lišícími se o

$$\Delta\lambda_B = 2\Lambda_G \cdot (n_{effX} - n_{effY}) = 2\Lambda_G \cdot E_{effXY} \cdot F_L, \quad (2.11)$$

kde  $E_{effXY}$  značí elastooptický koeficient refrakční anizotropie a  $F_L$  působící sílu na jednotku délky vlákna. Tuto situaci a výsledné odrazné spektrum pro nepolarizované záření ukazuje obr. 2.4. Naznačená vzdálenost vrcholů spektra je přibližně rovna hodnotě  $\Delta\lambda_B$ . Chyba je zde způsobena superpozicí originálních spekter odrazu polarizovaných vidů  $HE_{11Y}$  a  $HE_{11X}$  a roste při  $\Delta\lambda_B \rightarrow 0$ . Častěji se proto při vyhodnocování této situace zjišťuje šířka spektra v polovině maxima  $\Delta\lambda_{FWHMXY}$ . Zajímavou vlastností reakce mřížky na příčné namáhání je fakt, že posuvy originálních spekter odrazu polarizovaných vidů  $HE_{11Y}$  a  $HE_{11X}$  teplotou jsou téměř totožné, a tím rozdíl vrcholů  $\Delta\lambda_B$  i šířka  $\Delta\lambda_{FWHMXY}$  odrazného spektra je téměř nezávislá na teplotě, což výrazně usnadní kalibraci závislosti měřených spektrálních veličin na působící síle. Na druhé straně, v praktických implementacích této metody je velmi obtížné zajistit při všech podmínkách měření rovnoměrnost silového působení (stejnou hodnotu měrné síly  $F_L = F/L$ ) podél celé délky L měřící mřížky. Rozdílné působení síly na jednotlivé části mřížky potom vede k čirpovacímu efektu, kdy spektrum ztrácí svoji symetrii a chyby měření rostou. To je hlavním důvodem proč použití působení příčného napětí na vláknovou mřížku není časté a proč aplikace vyžadují použití krátkých mřížek [30]. Snížení chyb při vyhodnocování vyžaduje,

aby měřicí mřížka měla úzkou šířku hlavního laloku a současně malou amplitudu postranních maxim odrazného spektra, tedy vysoké hodnoty OSNR (poměr optického signálu k šumu) či SLS (potlačení postranních maxim – Side Lobe Supression). Tyto požadavky však, jak vidno z předchozího, jsou u uniformních mřížek vzájemně protichůdné a zlepšují se prodlužováním délky mřížky a snižováním její odrazivosti.



Obr. 2.4: Působení příčného napětí na vláknovou mřížku, a) orientace síly a vznik anizotropie indexů lomu ve vlákně, b) odrazné spektrum mřížky po rozkladu vedlého vidu  $HE_{11}$  do ortogonálních polarizací.

Aplikační požadavky jsou obvykle přesně opačné, žádají se délky mřížek nepřesahující výrazně 10 mm a odrazivosti kolem 90%, ne méně než 50%. Existuje tedy motivace k návrhu takové struktury difrakční mřížky, aby dosáhla při omezené délce a vysoké odrazivosti žádaných spektrálních parametrů, t.j. minimalizace  $\Delta\lambda_{FWHM}$  a maximalizace SLS, vyšší měrou, než je to možné u uniformních mřížek.

## 3 Vyhodnocování spektrálního posuvu při mřížkovém snímání

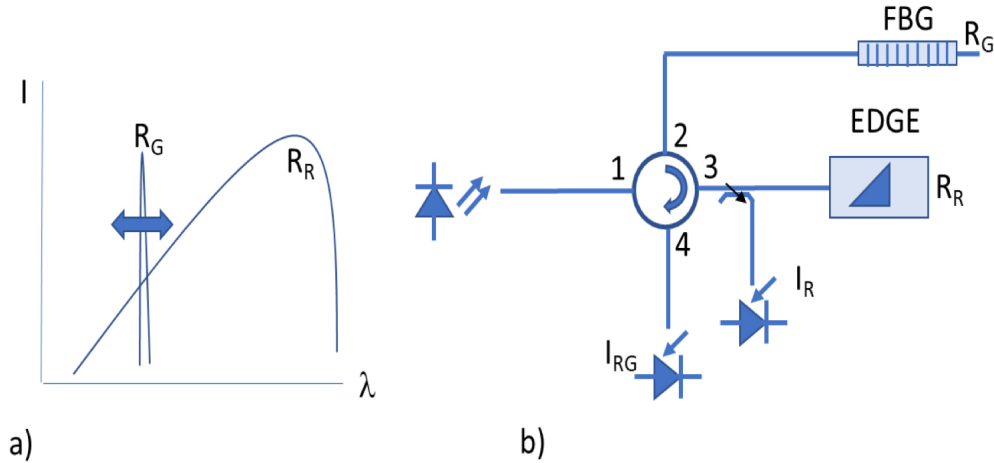
Sumarizací výše uvedeného lze konstatovat následující. Působí-li na vlákno s Braggovou mřížkou fyzikální veličiny jako proměnná teplota či podélná deformace a další, vzniká zde posuv odrazného spektra mřížky, který lze s vysokou přesností, časovou stabilitou a opakovatelností svázat kalibrací s hodnotou působící veličiny [34]. Zjištění spektrálního posuvu odrazivosti mřížky vyvolaného měřenou veličinou je ústřední funkce sensorické soustavy s Braggovými mřížkami fungujícími jako sensorické struktury. Existuje několik metod vyhodnocování takového spektrálního posuvu, které obvykle představují specifický kompromis mezi přesností a rychlostí měření. Při měření teploty posuvem spektra mřížky lze obvykle snadno zajistit, aby mřížka při měření nebyla ovlivněna dalšími faktory, zejména deformacemi vyvolávanými mechanická napětí. Jinak je tomu při měření geometrických změn, které se převádějí na deformaci mřížky. Vyhodnocování poměrné deformace Braggovou mřížkou přitom ovlivňuje teplota [18]. Při kalibraci změn spektra na poměrnou podélnou deformaci mřížky je třeba vzít tuto skutečnost vždy v potaz. V praxi je tato situace často řešena buď postupem, kdy současně s měřením posuvu spektra měřící mřížky zjišťujeme teplotu měřícího vlákna a provádíme početní korekci na základě kalibračních dat postihujících současný vliv poměrné deformace a teploty na posuv spektra nebo využíváme poměrovou metodu srovnání spektrálních posuvů dvou identických mřížek, měřící zatížené a referenční nezatížené, držných na stejné teplotě.

### 3.1 Mřížkové sensorické soustavy s měřením spektra převodem na intenzitu

Jednoduché a oblíbené jsou metody vyhodnocení vlnového posuvu spektra mřížky pomocí jeho převodu na intenzitu optického signálu. Tyto metody zpravidla nenabízí ani vysokou přesnost ani vysoké rozlišení, tyto parametry jsou zde většinou ovlivněny šumy v detekovaném optickém signálu, nelinearitami a nestabilitami referenčních optických prvků. Výhodou těchto metod je jejich jednoduchost a rychlost vyčítání měřených změn.

#### 3.1.1 Metoda rampového filtru

Často používaná implementace převodu spektrálního posuvu měřící mřížky na intenzitu signálu je metoda rampového filtru, viz. 3.1



Obr. 3.1: Vyhodnocování FBG spektra pomocí rampového filtru, a) konvoluce spekter rampového filtru a FBG, b) schema optické části vyhodnocovacího systému

Záření z širokospektrálního zdroje je zde vedeno přes čtyřramenný cirkulátor z portu 1 do portu 2, k němuž je připojena větev s měřicí mřížkou. Odraz  $R_G$  této mřížky je promítnut cirkulátorem do portu 3 na rampový filtr s funkcí odrazivosti  $R_R$ . Výsledný odražený signál rampového filtru, daný překrytím spektrálních průběhů  $R_G$  a  $R_R$ , je veden do ramene 4 cirkulátoru k přímé detekci. Při vyhodnocení posuvu spektra je detekovaný signál  $I_{RG}$ , pro potlačení vlivů fluktuace intenzity záření zdroje a nestejně spektrální hustoty výkonu záření zdroje v oboru vlnových délek změn spektra FBG, referencován k hodnotě  $I_R$  odrazu od měřicí mřížky  $R_G$ . Tato referenční veličina je s výhodou získávána pomocí směrové odbočnice v rameni 3 cirkulátoru před rampovým filtrem a je vedena na detektor reference  $I_R$ . Vyhodnocovaná funkce  $S(\lambda)$ :

$$S(\Delta\lambda) = A \cdot \frac{[\int R_G(\lambda - \Delta\lambda) \cdot R_R(\lambda) \delta\lambda]}{[\int R_G(\lambda) \delta\lambda]} \cong B \cdot R_R(\lambda_0 - \Delta\lambda) \cong C \cdot \Delta\lambda; \quad (3.1)$$

kde: A, B, C – přenosové konstanty,  $\Delta\lambda$ - měřený posuv spektra mřížky vlivem snímané veličiny,  $\lambda_0$ -vlnová poloha maxima  $R_G(\lambda)$  bez působení měřené veličiny, sleduje přibližně tvar spektrální funkce  $R_R$  a v závislosti na tvaru gradientní části spektra rampového filtru může být považována za lineární funkci měřeného posuvu spektra mřížky. Pro zajištění dobré linearity a přijatelného rozlišení a měřicího rozsahu při měření změn polohy střední vlnové délky spektra měřicí mřížky  $\Delta\lambda$  je třeba splnit dvě podmínky. Předně je třeba zajistit design rampového filtru s dostatečně dlouhou oblastí lineárního růstu reflexivity a s pokud možno vysokým poměrem hodnot maximální  $R_{Rmax}$  a minimální  $R_{Rmin}$  odrazivosti filtru v lineární oblasti.

$$\frac{R_{Rmax}}{R_{Rmin}} > 10 \quad (3.2)$$

Tepelné či mechanické deformace mřížek při snímání vedou, jak je ukázáno dále, k použitelným změnám vlnové délky maxima odrazivosti nejčastěji v oblasti  $\Delta\lambda \in \langle -1\text{nm}; +1\text{nm} \rangle$ . Mezní hodnoty změn vlnových délek odrazivosti mřížky však mohou dosahovat i  $\pm 2,5$  nm, což může být nad možnostmi designu účinných odrazných vláknových mřížkových struktur pro funkci rampového filtru. Druhou, neméně důležitou podmínkou je, aby design měřících mřížek zajistil průběh jejich funkce odrazivosti s šířkou hlavního laloku  $\Delta\lambda_{FWHM}$ ;

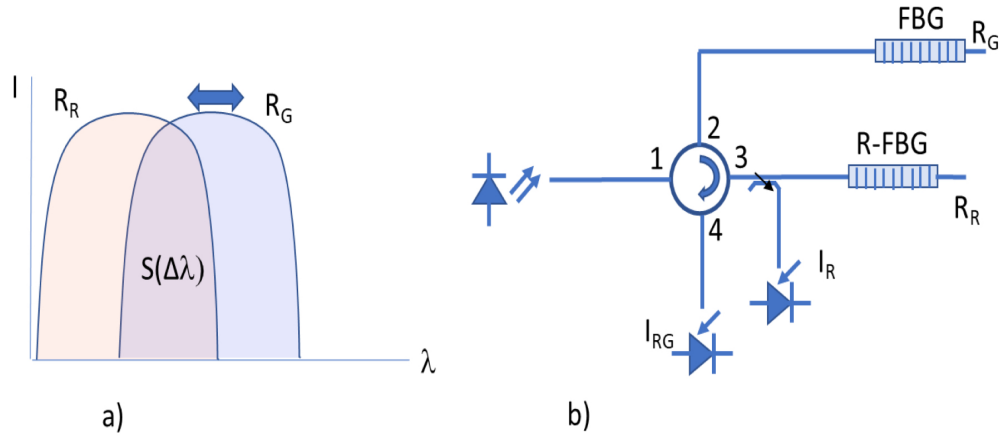
$$\Delta\lambda_{FWHM} \ll \Delta\lambda; \Delta\lambda_{FWHM} < 100 \text{ pm}. \quad (3.3)$$

Dalším důležitým faktorem designu měřících mřížek pro tento způsob vyhodnocování je zajištění co nejvyšší hodnoty odstupů postranních laloků v odrazném spektru mřížky SLS alespoň -10 až -20 dB. Vedle požadavků na design rampového filtru tak implementace popisované metody klade nároky na návrh měřící mřížky, kde je výhodné dosáhnout nízkou FWHM šířku odrazného spektra s minimalizací či odstraněním postranních spektrálních maxim. Taková spektrální charakteristika je označována jako jehlový filtr.

### 3.1.2 Metoda korelace s referenční mřížkou

Variantou výše uvedeného způsobu vyhodnocení posunu spektra měřící mřížky převodem na intenzitu záření korelací měřící mřížky s rampovým filtrem je způsob vyhodnocení posuvu spektra měřící mřížky její korelací s referenční mřížkou, viz obrázek 3.2.

Opět se zde využívá ozařování měřící mřížky širokospektrálním zdrojem a extrakce referenčního signálu  $I_R$ , jako v metodě rampového filtru. Metoda korelace s referenční mřížkou je s výhodou využitelná tam, kde je třeba vyhodnocování rychlých dějů a snímaná veličina je například mechanická (posunutí, deformace..). Vliv teploty na spektrum mřížky je potom ke snímané veličině parazitní. Vzhledem k tomu, že měřená a referenční mřížka zde mohou být identické, budou mít i stejnou teplotní závislost posuvu vlnové délky. V takovém případě se nabízí umístit referenční mřížku do blízkosti měřící mřížky a zajistit tak, že posuv vlnové délky teplem  $\Delta\lambda_T$  bude u obou mřížek stejný a výsledná hodnota konvoluce jejich spekter bude záviset výhradně na rozdílu posuvů spekter  $\Delta\lambda_\epsilon$  obou mřížek způsobeném pouze měřenou (například mechanickou) veličinou. Lze tak dosáhnout významného potlačení parazitního vlivu teploty na měření. Také zde je snahou, aby vyhodnocovaná funkce  $S(\Delta\lambda)$ :



Obr. 3.2: Vyhodnocování FBG spektra pomocí referenční mřížky, a) konvoluce spekter referenční a měřící FBG, b) schema optické části vyhodnocovacího systému

$$S(\Delta\lambda_\varepsilon) = A \cdot \frac{[\int R_G(\lambda + \Delta\lambda_T - \Delta\lambda_\varepsilon) \cdot R_R(\lambda + \Delta\lambda_T) \delta\lambda]}{[\int R_G(\lambda) \delta\lambda]} \cong C \cdot \Delta\lambda_\varepsilon \quad (3.4)$$

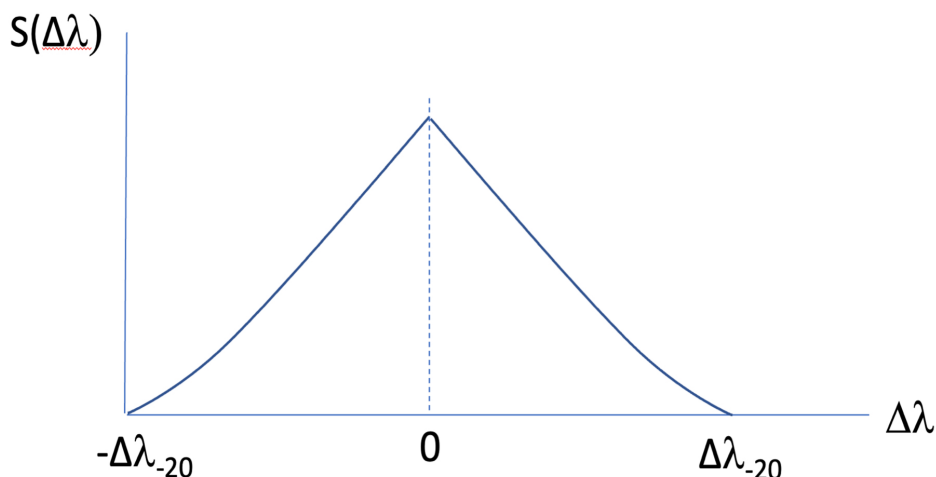
vykazovala pokud možno lineární průběh. Toho je možno dosáhnout v případě, že průběhy spekter  $R_G(\lambda) = R_R(\lambda)$  budou blízké obdélníkovému. Pro ideálně obdélníkový průběh  $R_G(\lambda)$  a  $R_R(\lambda)$  je vyhodnocovaná funkce  $S(\Delta\lambda)$  rovnoramenný trojúhelník s délkou ramen v horizontálním směru odpovídající rozsahu měření posunu spektra měřící mřížky

$$\Delta\lambda_{MAX} - \Delta\lambda_{MIN} = \Delta\lambda_{-20}; \quad (3.5)$$

kde  $\Delta\lambda_{-20}$  - šířka spektra odrazivosti mřížky v úrovni -20 dB hodnoty maxima odrazivosti, reálnou situaci přibližuje obr. 3.3. Při měření se využije jen jedno rameno kvazitrojúhelníkového průběhu z obr. 3.3, obvykle posunem spektra měřící mřížky aplikací mechanického předpětí na měřící mřížce tak, aby střed hlavního laloku spektra měřící mřížky koincidoval s hranou hlavního laloku spektra referenční mřížky.

Vláknové mřížky vhodné pro tento způsob snímání by tedy měly vykazovat téměř obdélníkový tvar spektra odrazivosti s šířkou  $\Delta\lambda_{-20}$  odpovídající předpokládanému měřicímu rozsahu spektrálního posunu  $\Delta\lambda$ . Další důležitou vlastností mřížek pro tuto aplikaci je opět vysoký odstup amplitudy postranních laloků spektra odrazivosti.





Obr. 3.3: Konvoluce spekter  $R_G(\lambda + \Delta\lambda)$  a  $R_R(\lambda)$  měřící a referenční mřížky

Metody vyhodnocování posuvu spektra mřížky pomocí jeho převodu na intenzitu záření obvykle vyhoví pro aplikace s rychlými změnami měřené veličiny. Zde obvykle ani četnosti měření přesahující stovky tisíc vzorků za sekundu nejsou překážkou a umožní tak sledovat změny měřené veličiny do frekvencí x.100 kHz. Obvykle však tyto metody trpí nízkou přesností způsobenou nelinearitami v měřícím rozsahu a časovými nestabilitami. Nestability a šумы optických zdrojů a detektorů omezují možnosti dosahovaných přesností, které se jen výjimečně přiblíží úrovní  $10^{-3}$  z měřícího rozsahu, což vede k dosahovaným hodnotám rozlišení vlnového posuvu spektra měřící mřížky  $\delta\lambda_G > 10$  pm. Jinak je tomu obvykle při měření posuvu spektra mřížek metodou rozkladu spektra.

## 3.2 Mřížkové senzorické soustavy s měřením spektra rozkladem

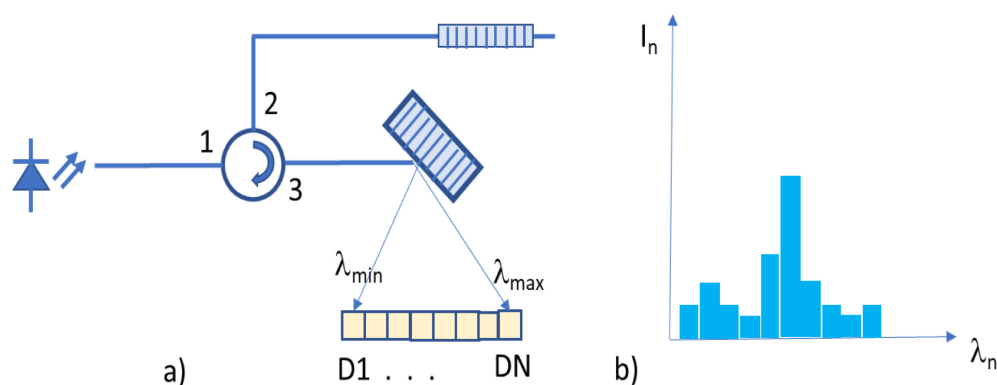
Tento přístup k vyšetřování posuvu spektra měřící mřížky vychází z rozkladu světla odraženého či prošlého snímací mřížkou do spektrálních složek. I zde je vyhodnocovaná mřížka ozařovaná širokospektrálním zdrojem a odražené záření je po průchodu cirkulátorem vedeno na difrakční prvek tvořený obvykle soustavou plošných difrakčních mřížek a zrcadel, kde jsou prostorově separovány směry šíření jednotlivých spektrálních komponent dopadajícího světla. Tyto separované spektrální komponenty jsou promítány na soustavu detekčních prvků, CCD, CID či diodové pole D1-DN, kde jsou paralelně vyhodnocovány jejich intenzity, viz obr. 3.4. Difrakční soustava pracuje s vlnovým měřícím rozsahem  $\Delta_m = \lambda_{max} - \lambda_{min}$ , od minimální snímané vlnové délky  $\lambda_{min}$  k maximální snímané vlnové délce  $\lambda_{max}$ . Vlnové rozlišení

vyšetřování posuvu spektra mřížek v tomto případě závisí na velikosti detektorového pole. Při počtu pixelů  $N = 2048$  px a měřícím rozsahu požadovaném pro jednu měřící mřížku alespoň  $\Delta_m = 3$  nm můžeme očekávat vlnové rozlišení  $\delta\lambda_G$  dosažitelné touto metodou vyhodnocování:

$$\delta\lambda_G = \frac{\Delta_m}{N} = 1 \div 2 \text{ pm.} \quad (3.6)$$

Je-li třeba rozšířit počet simultánně vyhodnocovaných mřížek a využít vlnového multiplexu, rozsah detekčních pixelů se musí rozdělit do subrozsahů pro jednotlivé mřížky. Důsledkem je pak zhoršené rozlišení  $\delta\lambda_{GM}$  úměrně počtu  $M$  simultánně vyšetřovaných mřížek:

$$\delta\lambda_{GM} = \frac{M \cdot \Delta_m}{N} = M \cdot \delta\lambda_G \quad (3.7)$$



Obr. 3.4: Vyhodnocování posuvu spektra mřížky rozkladem spektra, a) princip, b) signály na detektorovém poli

Omezený počet pixelů detektorového pole tedy limituje spektrální rozlišení této metody. Zmíněné situaci se lze vyhnout využitím skenování spektra.

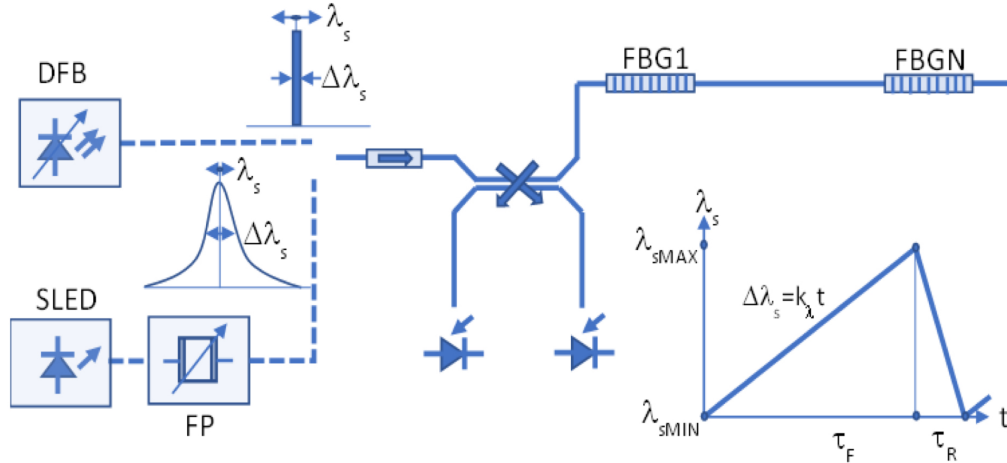
### 3.3 Mřížkové senzorické soustavy se skenovacím měřením spektra

Metoda vyšetřování posuvu spektra mřížky pomocí skenování spektra je založena na využití osvětlení měřené mřížky zářením přeladitelného světelného zdroje s úzkým spektrem, tak jak ukazuje schema na obr. 3.5. Zdroj světla je tu přiveden přes optický izolátor k symetrickému optickému děliči s dělicím poměrem 50:50. Přivedené světlo je zde rozděleno do dvou ramen, do ramene s měřícími mřížkami a ramene

s referenčním detektorem. Poté, co je záření v rameni se snímacími mřížkami částečně odraženo zpět k děliči, dopadá na měřicí detektor. Signál měřicího detektoru je poté normalizován k signálu referenčního detektoru, což minimalizuje vliv fluktuací výkonu optického zdroje. Zdroj je přeladován tak, aby jeho centrální vlnová délka  $\lambda_s$  přecházela lineárně od  $\lambda_{sMIN}$  k  $\lambda_{sMAX}$ , viz obrázek 3.5. Časový průběh výkonu záření odraženého od mřížky dosáhne maxima, když centrální vlnová délka skenovacího záření  $\lambda_s$  přechází maximum odrazivosti měřicí mřížky. Časový okamžik zachycení tohoto maxima je pak přepočítán do hodnoty vlnové délky pozice maxima v reflexním spektru měřené mřížky. Typicky můžeme rozlišit dva typy spektrálního skenování. První typ využívá ultra úzkopásmový optický zdroj, často laserovou diodu s distribuovanou zpětnou vazbou (DFB-LD) u níž se -20 dB šířka spektra může pohybovat i hluboko pod hodnotami  $\Delta f_{s-20} < 100$  MHz,  $\Delta \lambda_{s-20} \cong 0,8$  pm. Omezení při použití takového zdroje je nízký rozsah přeladění a tím i měření  $\Delta_m$  a také nízká dosahovaná rychlost vlnového přeladění  $k_\lambda$ . Cenově úsporné DFB diody ve standardním provedení pro telekomunikační aplikace je možno obvykle přeladit maximálně v rozsahu  $\Delta_m = 10$  nm v O nebo C pásmu s rychlostí přeladění maximálně kolem  $k_\lambda = 10$  nm/s. Druhý typ skenování spektra mřížek využívá stabilní širokopásmový zdroj světla, např. superluminiscenční světloemitující diodu (SLED), která je filtrována přeladitelným úzkopásmovým Fabry-Perot filtrem. Tato kombinace poskytuje skenovací frekvenci až několik stovek Hertzů a rozsah přeladění do  $\Delta_m = 100$  nm, čímž se umožní spojení i více než 20 měřících mřížek do serie a jejich souběžné vyhodnocování skenováním. Oproti této výhodě je však nutno pamatovat, že FP filtr pracuje s mnohem širším spektrem než DFB lasery, a obvyklá hodnota FWHM šířky spektra je zde  $\Delta \lambda_{sFWHM} \cong 60$  pm, a tedy -20 dB vlnová šířka spektra  $\Delta \lambda_{s-20} \cong \Delta \lambda_{sFWHM}/0.603 = 99.5$  pm. Fotoelektrický signál na detektoru  $I_m(t)$  koresponduje se spektrem odrazivosti mřížky ale není jeho lineární kopií:

$$I_m(t) = \int_{min}^{max} R_g(\lambda) \cdot I_s(\lambda - \Delta \lambda_s(t)) \cdot d\lambda; \quad (3.8)$$

kde  $\Delta \lambda_s(t) = k_\lambda \cdot t$  je vlnový posun skenovacího spektra,  $R_g(\lambda)$  značí spektrální odrazivost FBG a  $I_s(\lambda)$  je spektrální intenzita skenovacího záření. Jde o korelační funkci spektrální odrazivosti vyhodnocované mřížky a spektra intenzity skenovacího záření. Hlavní pík časového signálu z měřicího detektoru nabývá maxima v okamžiku koincidence maxima skenovacího spektra s maximem odrazného spektra mřížky. To platí za obvykle splněného předpokladu, že obě spektra jsou symetrická vůči svým maximům.

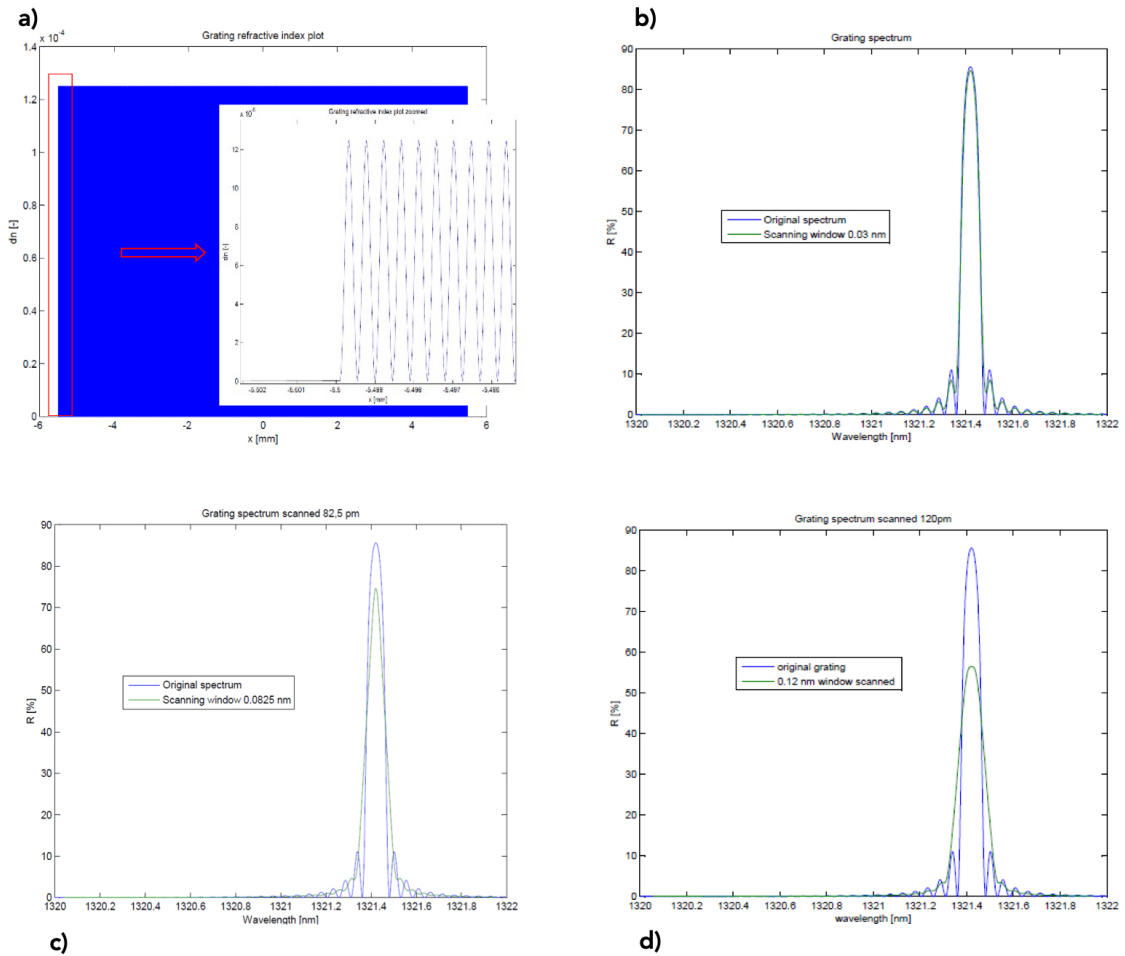


Obr. 3.5: Skenovací metoda vyšetřování mřížky

FWHM šířka píku signálu  $I_m(t)$  je obecně odlišná od odpovídající šířky odrazného spektra vyhodnocované FBG. Pík signálu  $I_m(t)$  může být rozšířen i zúžen v závislosti na skenovacím spektru. Obrázek 3.6 ukazuje příklady skenování, kde můžeme porovnat časové signály  $I_m(t)$ , získané skenováním FBG spektra a reprezentované k odpovídajícím vlnovým délkám (zeleně), s tvarem originálního FBG spektra. Jednotlivá srovnání jsou prezentována pro skenovací spektrum užší  $\Delta\lambda_{sFWHM} \cong 30$  pm, stejné  $\Delta\lambda_{sFWHM} \cong 82,5$  pm, a širší  $\Delta\lambda_{sFWHM} \cong 120$  pm v porovnání s FWHM šířkou spektra vyhodnocované mřížky. Parametry vyhodnocované mřížky přitom jsou – uniformní mřížka s amplitudou modulace indexu lomu  $\Delta n = 1.23 \cdot 10^{-4}$ , délka mřížky  $L=11$  mm, viz Obr. 3.6 a), maximum odrazivosti  $R_{max} = 85.6\%$  a FWHM šířka spektra  $\Delta\lambda_{GFWHM} = 82.46$  pm. Grafy na Obr. 3.6 b), c), d) ukazují změny skenovaného signálu zejména co se týká jeho FWHM šířky a tvaru vrcholu. Oba tyto parametry jsou významné pro vliv šumu na vyhodnocované hodnoty polohy maxima odrazivosti mřížky. Přesnost tohoto vyhodnocování je klíčový prvek ve skenovací metodě vyšetřování FBG. Limit této přesnosti je dán rozlišením vlnového měření  $\delta\lambda_G$ , které vychází z hodnot skenovací periody  $T_{SC}$ , vzorkovací periody  $T_{SA}$  časového signálu  $I_m(t)$  a ze skenovacího vlnového rozsahu  $\Delta_m = \lambda_{smax} - \lambda_{smin}$ ,

$$\delta\lambda_G = \Delta_m \cdot T_{SA}/T_{SC} \leq 0.01 \text{ pm} \quad (3.9)$$

Je-li vlnový posuv přeladění lineární funkcí času v rozsahu  $\Delta_m = \lambda_{smax} - \lambda_{smin}$ , jak ukazuje Obr. 3.5, a je-li vzorkovací perioda dostatečně krátká, rozlišení může být velmi malé. Přesnost určení maxima odrazivosti FBG skenováním spektra ovlivní šířka spektra vyhodnocované mřížky a šumy superponované v detektorových obvodech na detekovaný signál  $I_m(t)$  při skenování.



Obr. 3.6: Uniformní mřížka, design No. 10-82, a) profil indexu lomu mřížky; původní a skenované spektrum mřížky při použití skenovacího spektra  $\Delta\lambda_{sFWHM} = 30$  pm b),  $\Delta\lambda_{sFWHM} = 82.5$  pm c) a  $\Delta\lambda_{sFWHM} = 120$  pm d)

Rozsah využitelných vlastností této metody vyhodnocování posuvu měřicí mřížky je značný. Je možné ji využít k získání velmi jemného rozlišení měření s nízkou frekvencí skenování i pro střední rozlišení s vysokou frekvencí skenování. Význam této metody byl motivací k provedení podrobnější analýzy faktorů ovlivňujících její přesnost a s tím souvisejících požadavků na design měřících mřížek a skenovacích spekter.

### 3.3.1 Šum při měření posuvu spektra mřížky skenováním

Časový signál  $I_m(t)$ , viz rovnice 3.8, nesoucí informaci o časovém vývoji optického výkonu odraženého od mřížky skenované přeladovaným zdrojem záření, je zatížen

a zkršen superponovaným šumem  $I_N$ . To naruší správné určení vlnové pozice maxima odrazného spektra skenované mřížky. Obvody fotodetektoru skenovacího systému obsahují několik zdrojů šumů. Nejzávažnější z nich jsou šum temného proudu detektoru  $I_{DN}$ , výstřelový šum detekovaného fotoelektrického proudu  $I_{SH}$  a tepelný šum zatěžovacího obvodu detektoru  $I_{TH}$ . Stručná analýza ukáže jejich význam. V senzorových systémech obecně platí, že se zde dosahují relativně vysoké hodnoty přijímaného optického výkonu na detektorech ve srovnání s obvyklými úrovněmi ve vláknových systémech pro přenos dat [26]. Přijmeme předpoklad, že přijímaný optický výkon při skenování v maximu odrazivosti mřížky je řádově  $50 \mu W$ . Další veličiny ovlivňující šumové poměry a jejich běžné hodnoty jsou: šířka pásma optického detektorového obvodu  $BW = 1 \text{ MHz}$ , transimpedanční zátěžový rezistor  $R_C = 50 \text{ k}\Omega$ , temný proud fotodetektoru  $I_D = 1 \text{ nA}$ . Na základě nich lze stanovit RMS hodnoty šumových proudů, [38]:

$$I_{DN} = \sqrt{(2eI_D BW)} = 30 \text{ pA}; \quad I_{TH} = \sqrt{(4kTBW/R_C)} = 0.57 \text{ nA}; \quad (3.10)$$

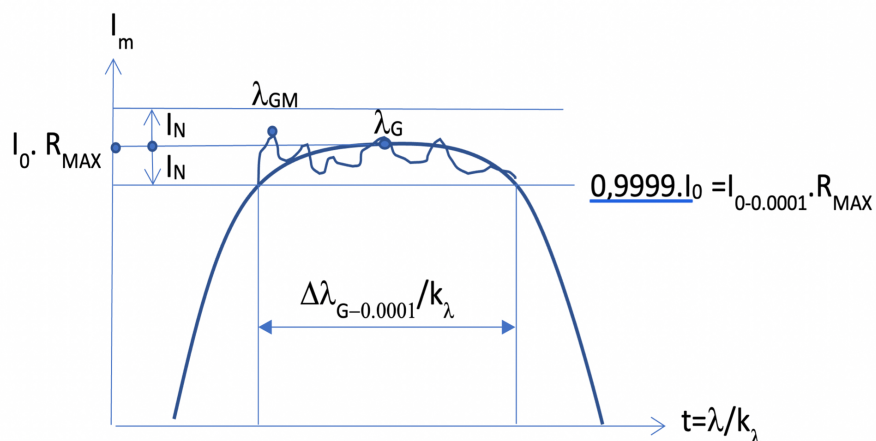
$$I_{SH} = \sqrt{2eI_0 BW} = 4 \text{ nA}.$$

Je zřejmé, že dominantním je výstřelový šum fotoproudu detektoru  $I_N \cong I_{SH} = 4 \text{ nA}$ . Můžeme tedy vyjádřit poměr signál šum ve fotoelektrickém přijímači jako:

$$\frac{I_S}{I_N} = \frac{(I_0 \cdot R_{max})}{\sqrt{(2eI_0 \cdot R_{max} \cdot BW)}} = K \cdot \sqrt{R_{max}} \cong 10^4, \quad (3.11)$$

kde  $R_{max}$  vyjadřuje maximální hodnotu spektrální odrazivosti mřížky. Poměr signál šum tedy lineárně roste s odmocninou mřížkové odrazivosti. Uvedený typický aplikační případ dále ukazuje, že RMS hodnota šumového proudu superponovaného na časový signál  $I_m(t)$  je v řádu  $10^{-4}$  hodnoty tohoto signálu v okamžiku skenování maxima spektrální odrazivosti. Obrázek 3.7 ukazuje vliv superponovaného šumu na určení maxima signálu  $I_m(t)$ .

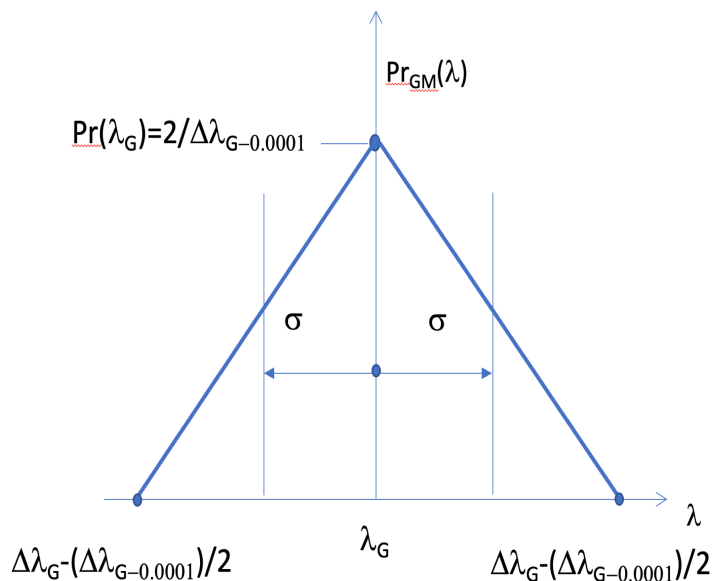
Jak je z obrázku 3.7 zřejmé, časová poloha maxima signálu s šumem se může lišit od polohy maxima odrazivosti, nicméně s velkou pravděpodobností bude ležet uvnitř intervalu  $\Delta\lambda_{G-0.0001}/k_\lambda$ . Takto zjištěné maximum odrazivosti  $\lambda_{GM}$  pak leží v intervalu  $\lambda_{GM} \in \langle \lambda_G - \Delta\lambda_{G-0.0001}/2; \lambda_G + \Delta\lambda_{G-0.0001}/2 \rangle$ . Tento interval o velikosti  $\Delta\lambda_N = \Delta\lambda_{G-0.0001}$  důležitý pro určení chyb stanovení polohy maxima odrazivosti mřížky budeme v dalším nazývat **šumová šířka spektra mřížky**. Hustota pravděpodobnosti  $Pr_{GM}(\lambda)$  nalezení maxima odrazivosti při určité hodnotě  $\lambda = \lambda_{GM}$  není v intervalu  $\lambda \in \langle \lambda_G - \Delta\lambda_{G-0.0001}/2; \lambda_G + \Delta\lambda_{G-0.0001}/2 \rangle$  konstantní, s nevýznamným zjednodušením ji lze v zmíněném intervalu reprezentovat rampovou funkcí:



Obr. 3.7: Vliv superponovaného šumu na určení maxima odrazivosti skenované mřížky

$$Pr_{GM}(\lambda) = 2/\Delta\lambda_{G-0.0001} - 4 \cdot |\lambda - \lambda_G|/(\Delta\lambda_{G-0.0001})^2 \quad (3.12)$$

viz. obrázek 3.8.



Obr. 3.8: Pravděpodobnost nalezení maxima v signálu  $I_m(t)$  s šumem

Zde vidíme, že nejvyšší pravděpodobnost nalezení maxima je v centrální pozici intervalu šumové šířky pásma při  $\lambda = \lambda_G$ . Díky symetrii spektra mřížky i skenovacího spektra je také funkce  $Pr_{GM}(\lambda)$  symetrická se střední hodnotou v  $\lambda = \lambda_G$ . Skenování tedy nevnaší do vyhodnocování posuvu spektra systematickou chybu. RMS odchylka

lokalizace maxima od střední hodnoty, jinými slovy RMS chyba měření vlnové délky maxima odrazivosti  $\sigma = RMS(\lambda_{GM} - \lambda_G)$  je zde:

$$\sigma = \Delta\lambda_{G-0.0001}/(2 \cdot \sqrt{6}) \quad (3.13)$$

Vzhledem k tomu, že spektrální funkci odrazivosti pro uniformní mřížku lze ve zjednodušení vyjádřit vztahem:

$$R(\lambda) = R_{MAX}(\Delta\lambda_0)^2 \cdot \sin^2(2\pi(\lambda - \lambda_G)/\lambda_0)/(4\pi^2(\lambda - \lambda_G)^2), \quad (3.14)$$

Lze zjistit, že šumová šířka pásma mřížky  $\Delta\lambda_{G-0.0001}$  je u uniformní mřížky svázána s hodnotou FWHM šířky odrazného spektra  $\Delta\lambda_{GFWHM}$  a hodnotou šířky hlavního laloku  $\Delta\lambda_0$  spektra :

$$\Delta\lambda_{G-0.0001} \cong 0.022\Delta\lambda_{GFWHM} = 0.603 \cdot \Delta\lambda_0 \quad (3.15)$$

Další důležitý faktor při návrhu parametrů mřížky pro sensorické aplikace s využitím skenovacího vyhodnocování spektra je tedy šumová šířka spektra mřížky a přeneseně FWHM šířka spektra. Odmocnina z reflexivity mřížky  $\sqrt{R_{max}}$  z rovnice 3.11 je činitel, který omezuje míru vlivu šumu na vyhodnocení polohy maxima odrazivosti, je tedy také důležitým parametrem pro návrh mřížek pro sensoriku se skenovacím vyhodnocováním. Oba parametry,  $\sqrt{R_{max}}$  a  $\Delta\lambda_{GFWHM}$ , však jsou při návrhu mřížky vzájemně závislé, proto definujeme k posouzení vhodnosti mřížky ke skenovacímu vyhodnocování tzv. **činitel kvality mřížky  $Q_G$**  jako:

$$Q_G = \frac{\sqrt{R_{max}}}{\Delta\lambda_{GFWHM}}; [-; \%, nm]. \quad (3.16)$$

Tento parametr napomůže rychlému vyhodnocení vhodnosti konkrétního designu mřížky ke skenovacímu vyhodnocování spektrálního posuvu.

### 3.3.2 Návrh mřížek pro vyhodnocování technikou skenování spektra

Jak jsem již zmínil, parametry snímacích Braggových vláknových mřížek významně pro vliv šumů na měření při skenovacím vyhodnocování posuvů spektra mřížky  $\sqrt{R_{max}}$  a  $\Delta\lambda_{GFWHM}$  jsou vzájemně svázané veličiny na jejichž hodnoty významně působí fyzická délka mřížky a amplituda modulace indexu lomu. Fyzická délka vláknové mřížky  $L$  je veličina, kterou často designér systému nemůže volit čistě z pohledu

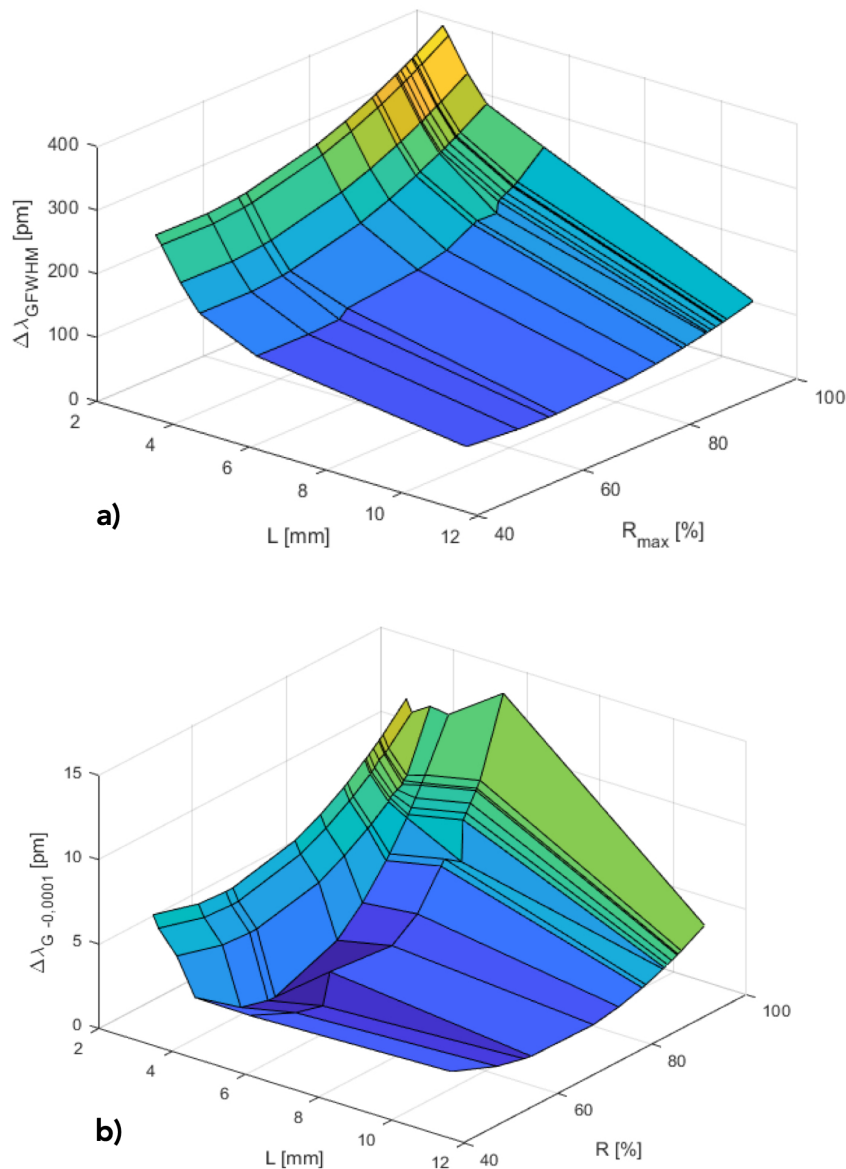


maximalizace činitele kvality  $Q_G$ . Naopak, délku mřížky často determinuje aplikace měření i možnosti technologie při její výrobě. Mnohdy se setkáváme se situací, kdy je délka mřížka vstupním parametrem designu měřící Braggovy vláknové mřížky vycházející buď z povahy měřené veličiny samé nebo z technických možností mřížku s vláknem opatřit vhodnou ochranou a integrovat ji přiměřeně do podpůrných konstrukcí použitých v dané měřící úloze. Pro posouzení jednotlivých faktorů návrhu mřížky a dále pro simulace chování mřížek v celé mé práci jsem použil aplikačně upravený simulační program pro výpočet odrazného spektra Braggových mřížek založený na využití transfer matic pro popis podélného přenosu a chování protisměrně se šířících optických vln fundamentálního vidu  $HE_{11}$  na úsecích vlnovodu s konstantním efektivním indexem lomu a na rovinách se skokovou změnou indexu lomu [12]. Simulace využívá sinusový průběh modulace indexu lomu v mřížce, který je definován velikostí indexové změny  $\Delta n$  v jádru vlnovodu, periodou  $\Lambda_G$  a hustotou schodové aproximace sinusového průběhu. Experimentálně jsem zjistil, že hustota schodové aproximace vyšší než 8 schodů na periodu mřížky nevede k dalšímu zpřesnění výpočtů. Pracoval jsem tedy s hustotou 8 schodů na periodu mřížky. Jako univerzální parametr jsem použil vstupní hodnotu velikosti periody mřížky  $\Lambda_G = 450$  nm, což spolu s efektivním indexem lomu  $n_{eff} = 1,4682$  dává centrální vlnovou délku spektra odrazu struktury kolem 1321 nm. Volba této vlnové oblasti byla použita proto, že je nejbližší realitě, neboť při použití klasických ekonomických G.652.D telekomunikačních jednovlákových vláken je O pásmo (1260 nm – 1360 nm) oblíbená vlnová oblast využití Braggových mřížek v senzorice pro nízkou citlivost přenosu signálů těchto vlnových délek k ohybům vláken a kvůli malému vlivu chromatické disperze na zbytkový čirp mřížky (závislost optické periody mřížky  $n_{eff} \cdot \Lambda_G$  na vlnové délce  $\lambda$ ), který vytváří nesymetrie a rozšíření spektra její odrazivosti. Simulační program byl, kvůli dosažení dostatečné věrnosti simulací, přesto doplněn o modul změny efektivního indexu lomu s vlnovou délkou. Použil jsem lineární aproximaci průběhu  $n_{eff}(\lambda)$  [31]:

$$n_{eff}(\lambda) = 1,4682 - 12,1 \cdot 10^{-6} \cdot (\lambda - 1300); [-; nm] \quad (3.17)$$

Výsledky simulací pro uniformní mřížky ukazují 3D grafy na obr. 3.9. . Vstupními parametry simulací jsou délka mřížky a velikost změny indexu lomu (dvojnásobek amplitudy sinusové modulace indexu lomu). Variacemi indexových změn jsem získal dostatek hodnot reflexivity a šířek spektra. Z průběhů spektrální závislosti reflexivity na vlnové délce  $R(\lambda)$  mřížky daných parametrů jsem početně zjišťoval šířku hlavního maxima průběhu v odstupě  $R_{MAX} \cdot (1 - 10^{-4})$ , tedy hodnotu šumové šířky spektra mřížky  $\Delta\lambda_{G-0,0001}$ . Spektra simulovaných mřížek bylo nutno vyčíslit se značně vysokým rozlišením až 0,05 pm, což vedlo k velké časové náročnosti výpočtů (cca

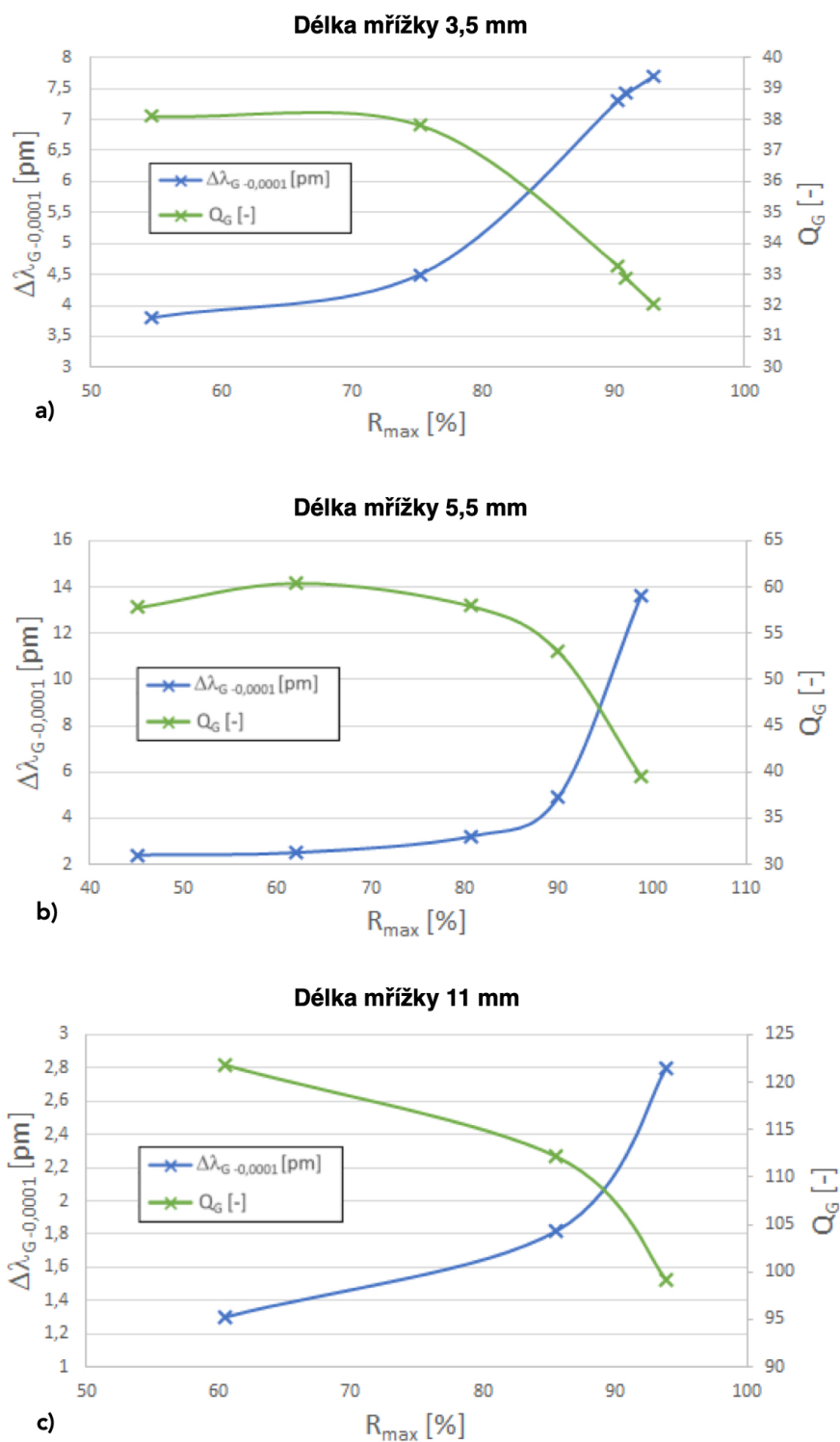
10 hod strojového času multijádrového serveru na výpočet jedné mřížkové simulace), přesto, že je použita Transfer Matrix metoda jednou z nejefektivnějších a zároveň nejstabilnějších numerických metod pro takovou simulaci. První graf, obr. 3.9 a), ukazuje závislost FWHM šířky spektra na délce mřížky a odrazivosti, druhý, obr. 3.9 b), ukazuje závislost šumové šířky spektra na délce mřížky a její odrazivosti.



Obr. 3.9: Vyhodnocení závislosti spektrálních vlastností uniformní Braggovy mřížky na délce mřížky  $L$  a dosažené hodnotě maximální reflexivity  $R_{MAX}$

Graf 3.9 a) ukazuje, že FWHM šířka spektra uniformní mřížky značně závisí na její délce a reflexivitě a šířka spektra prudce roste se zkracováním mřížky pod

4 mm a se zvyšováním reflexivity nad 80%. Z obrázku 3.9 b) je vidět, že hodnoty šumové šířky spektra se nemění přesně proporcionálně k FWHM šířce spektra. V tomto grafu lze lokalizovat oblast optimálních hodnot odrazivosti mřížky ve vazbě na délky mřížek, které poskytují minimální hodnoty šumové šířky spektra. Tato oblast je kolem odrazivosti  $R_{max} \cong 60\%$  a délek  $L \geq 5$  mm. Takto optimalizovaný návrh uniformní mřížky (design 10-60) s délkou  $L = 10$  mm, při amplitudě indexových změn  $2 \cdot \Delta n_{AC} = \Delta n_{ph} = 0,8 \cdot 10^{-4}$  a s odrazivostí v maximu  $R_{max} \cong 60\%$  dává FWHM šířku spektra  $\Delta\lambda_{GFWHM} = 63,83$  pm, šumovou šířku spektra  $\Delta\lambda_N = \Delta\lambda_{G-0.0001} = 1,3$  pm a RMS chybu při skenování úzkým spektrem  $\sigma = 0.265$  pm. Dále jsem zkoumal vzájemnou souvislost parametrů charakterizujících vlivy šumu na přesnost vyhodnocení spektrálního posunu mřížky, a to činitele kvality  $Q_G$ , definovaného vztahem 3.16 a šumové šířky spektra mřížky  $\Delta\lambda_{G-0.0001}$ , viz obr. 3.7, opět ve vztahu k délce mřížky a k její maximální reflexivitě. Tyto závislosti prezentuje obr. 3.10 pro tři typické délky uniformních senzorických mřížek používané v aplikacích při měření teplot, mechanických tahů a tlakových deformací. Z prezentovaných grafů je zřejmé, že obě veličiny mají přibližně stejnou vypovídací schopnost s poněkud přesnějším postižením šumových vlivů u nižších odrazivosti v případě činitele kvality mřížky  $Q_G$ .



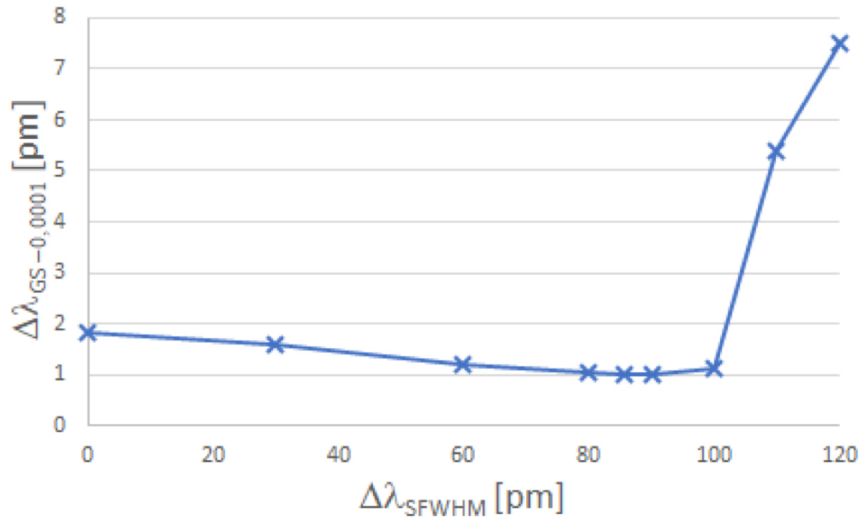
Obr. 3.10: Závislost šumových parametrů uniformní mřížky na reflexivitě pro délky mřížky a) 3,5 mm, b) 5,5 mm, c) 11 mm

Grafy z obr. 3.10 jsou vodítkem, jak pro sensorické aplikace se skenovacím způsobem vyhodnocení spektrálního posuvu zvolit k různým délkám uniformních mřížek jejich odrazivost a jaké jsou pro tyto délky mřížek dosažitelné hodnoty šumové šířky spektra. Uvedené grafy podporují závěr, že při použití uniformních mřížek k sensorickým účelům se skenovacím vyhodnocováním posuvu spektra je nevhodnější rozsah odrazivostí mřížky  $R_{max} \in \langle 50\%; 70\% \rangle$ . Pokud se týká délek mřížek  $L$ , simulace i experimenty potvrzují, že nejlepší výsledky a minimální hodnoty šumové šířky spektra se dosahují s délkami mřížek při horní hranici aplikačních možností,  $L \geq 10$  mm. Popsaná situace však přesně platí pro případ, že odraz mřížky je skenován zdrojem s velmi úzkým spektrem, kdy  $\Delta\lambda_{SFWHM} \ll \Delta\lambda_{GFWHM}$ . Tuto situaci při skenování ukazuje obr. 3.6 b). Skenujeme-li však vyhodnocované mřížky širším spektrem, například při použití laditelného FP rezonátoru v kombinaci se širokopásmovým zdrojem jako skenovacího zdroje, situace se stává komplexnější a tvar časového průběhu detekovaného signálu odrazu od mřížky při skenování, promítnutého do vlnové oblasti  $I_m(\lambda)$ , daného korelací spektrální odrazivosti mřížky  $R_G(\lambda)$  a přeladovaného spektra skenovacího zdroje  $I_s(\lambda)$ , viz rovnice 3.8, bude obecně odlišný od spektra  $R_G(\lambda)$  a tedy šířka maxima signálu  $I_m(\lambda)$  bude také odlišná od šířky maxima odrazivosti mřížky  $R_G(\lambda)$ . Vztah šířky spektra měřící mřížky a šířky spektra skenovacího zdroje je tedy další významný faktor ovlivňující přesnost měření při skenovacím vyhodnocování. Význam tohoto vztahu naznačil již obr. 3.6 b), c), d), kde je vidět, že skenováním stejné mřížky zdroji záření s různými šířkami spektra získáme detekovaný signál (zelené křivky) se značně rozdílnými tvary maxima. Z hlediska vlivu šumů se opět soustředíme na šířku maxima v poklesu o  $10^{-4} \cdot I_{mMAX}$  od hodnoty maxima  $I_{mMAX}$  funkce  $I_m(\lambda)$ . Tuto šířku  $\Delta\lambda_{NS} = \Delta\lambda_{GS-0.0001}$  budeme označovat jako **skenovaná šumová šířka spektra mřížky**. Pro analýzu tohoto chování jsem zvolil uniformní mřížku s designem 10-82, kde  $L = 11$  mm,  $\Delta n_{ph} = 1,25 \cdot 10^{-4}$ ,  $R_{max} = 85,6\%$ ,  $\Delta\lambda_{GFWHM} = 82,46$  pm. Šumová šířka spektra této mřížky je  $\Delta\lambda_{GS-0.0001} = 1,82$  pm. Zjištění hodnot skenovací šumové šířky spektra této mřížky pro různé hodnoty šířky spektra skenovacího zdroje  $\Delta\lambda_{SFWHM}$  ukazuje obr. 3.11. Je zde vidět, že minimální hodnotu nabývá skenovaná šumová šířka spektra při shodě velikostí šířek spektra skenovacího zdroje a spektra mřížky samé

$$\Delta\lambda_{SFWHM} = \Delta\lambda_{GFWHM}. \quad (3.18)$$

Tato minimální hodnota je pro náš příklad  $\Delta\lambda_{GS-0.0001} = 0.99$  pm a RMS

chyba  $\sigma = 0.20$  pm, kdy šířka spektra skenovacího zdroje nabývá optimální hodnotu  $\Delta\lambda_{SFWHM} = \Delta\lambda_{GFWHM} = 82.5$  pm.



Obr. 3.11: Skenovaná šumová šířka spektra mřížky 10-82 pro různé šířky spektra skenovacího zdroje

Všimněme si, že tato optimální, minimální skenovaná šumová šířka spektra je téměř poloviční hodnotě skenované šumové šířky spektra  $\Delta\lambda_{NS} = \Delta\lambda_{GS-0.0001} = 1.82$  pm a RMS error  $\sigma = 0.37$  pm získané skenováním stejné mřížky, ale zdrojem s ultraúzkým spektrem  $\Delta\lambda \approx 0$ . Z grafu vidíme, že šumová šířka spektra při rostoucí skenovací šířce spektra zpočátku pozvolna klesá až ke své minimální, optimální hodnotě. Poté přejde v pozvolný růst až asi do 120% hodnoty  $\Delta\lambda_{SFWHM} = 1,2 \cdot \Delta\lambda_{GFWHM}$ . Pak skenovaná šumová šířka spektra prudce roste a prudce rostou i chyby měření.

Závěry ohledně skenování a šířky spektra měřících mřížek vůči spektru skenovacího zdroje vycházející z obr. 3.11 a vztahu 3.18 mají univerzální platnost. Pravidla pro optimální odrazivost a délku mřížky k maximalizaci přesnosti měření, jak jsou promítnuty do obr. 3.10, jsou plně aplikovatelné pro uniformní mřížky. Vývoj v technikách přípravy mřížek dává další nástroje k formování odrazných spekter mřížek a tedy potenciálně další nástroje k dalšímu zlepšení přesnosti, linearitě i měřícího rozsahu v systémech mřížkového snímání. Tyto nástroje jsou založeny na modifikaci indexové struktury mřížek, využitím změn amplitudy periodického průběhu indexu lomu tvořícího mřížku. Tento proces, původně určen k potlačení velikosti postranních maxim v odrazném spektru mřížky získal označení apodizace mřížky.

Simulace a praktické experimenty ukázaly, že procesem apodizace získáváme dobrou šanci nejen ke zmíněné redukci postranních maxim, užitečné v případě sériového řazení více měřících mřížek do jednoho skenovacího vyhodnocovacího kanálu, ale také ke snížení šumové šířky spektra struktur měřících mřížek a k vytváření zvláštních mřížkových struktur užitečných pro tzv. amplitudové mřížkové systémy s převodem posuvu spektra mřížky na přímo vyhodnocovanou intenzitu záření.





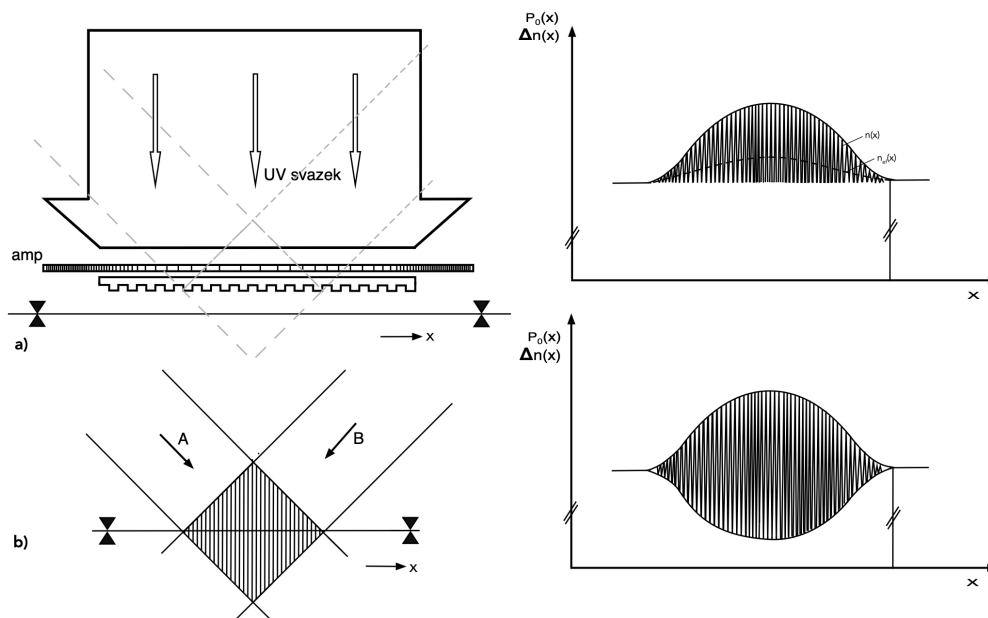
## 4 Apodizace mřížek

Jeden ze základních problémů přímé expozice indexových struktur pomocí fázové masky a UV laseru je to, že každá zapisovaná struktura vyžaduje vytvořit specifický průběh kvaziperiodického UV pole. Tedy např., vytvoření mřížky s konstantní periodou ve vláknu vyžaduje pořízení fázové masky s reliéfní strukturou o dvojnásobné periodě, než je žádaná perioda vláknové mřížky. Jakákoliv požadovaná nepravidelnost v rozložení hustoty čar mřížky vyžaduje výrobu specifické fázové masky s adekvátním rozložením čar reliéfu. Možnosti výroby mřížek přímou expozicí přes fázovou masku tak fundamentálně závisí na schopnosti výroby fázových masek a na ekonomice pořízení masek (zakázková výroba fázových masek např. elektronovou litografií je omezena na několik málo pracovišť na světě a je značně nákladná, žádné z pracovišť nenabízí přípravu masek s nekonstantní periodou pro chirpované mřížky). Dalším atributem je, že přímou expozicí přes fázovou masku nelze vytvářet mřížky s proměnnou amplitudou indexových změn. Uvedená omezení metody přímé expozice přes fázovou masku nahrazuje vhodnost této metody pro komerční výrobu mřížek tkvící v její dobré definovanosti, stabilitě a opakovatelnosti. Nezanedbatelným pozitivem je také možnost využití laserových zdrojů s poměrně nízkou koherenční délkou, i menší než 1 mm, což otevírá pole pro využití komerčních UV excimerových pulsních laserů. Je tedy opodstatněná snaha o rozšíření využití této metody k realizaci pokročilejších mřížkových struktur, které mohou lépe plnit požadavky a očekávání aplikací. Prvotní motivací v mém případě bylo identifikovat typy a kritické vlastnosti vláknových mřížkových struktur pro využití v senzorce, které mohou vést ke zlepšení parametrů snímání. Návazně pak prozkoumat a ověřit možnosti využití expozice uniformních mřížek přes fázovou masku, implementované a rozvinuté na pracovišti speciální vláknové optiky ve firmě NETWORK GROUP, ke tvorbě specifických pokročilých mřížkových struktur pomocí zobecnělé metody Moaré.

### 4.1 Pravá a nepravá apodizace

Jak již bylo uvedeno, pravá apodizace mřížky musí zajistit, že při proměnné modulační složce  $\Delta n_{AC}(x)$  indexu lomu vlákna (obvykle jdoucí k nule na koncích mřížky a dosahující maxima uprostřed délky mřížky), složka indexu lomu  $\Delta n_{DC}(x)$  je v mřížce konstantní, a tak se prakticky nemění ani efektivní index lomu pro fundamentální jádrový vid. Při pravé apodizaci jde například o situaci, kdy interferenční obrazec UV záření použitý pro expozici mřížky, viz odst 1.3 Interferenční techniky, má prostorově proměnnou velikost maxim a minim, avšak střední hodnota intenzity záření expozičního paprsku podél exponovaného vlákna je konstantní a konstantní

je tak i hodnota efektivního indexu lomu pro fundamentální vid podél exponované mřížky, jak ukazuje obr. 4.1b. Tato technika je založena na, a může být využita jen při, vhodné koherenční délce UV záření, v daném případě odpovídající polovině šířky svazku či  $\frac{1}{2\sqrt{2}}$  z exponované délky mřížky. S daným zdrojem UV záření je však zpravidla neproveditelné koherenční délku měnit a dosahovat tak potřebné parametry apodizace mřížek. Vedle pravé apodizace se setkáváme s tzv. nepravou apodizací, jejím příkladem je použití amplitudové masky, transparentní desky s nestejnou transmisivitou, umístěné nad fázovou maskou. Amplitudová maska vyvolá podélnou proměnnou velikost změn indexu lomu mřížky, viz obr. 4.1a. Je zřejmé, že střední hodnota indexu lomu, a tedy i efektivní index lomu pro fundamentální vid, v této struktuře kolísá, a byť je geometrická perioda mřížky stálá, struktura se chová jako čirpovaná mřížka vlivem změn efektivního indexu lomu měnících ve struktuře optickou periodu mřížky.



Obr. 4.1: a) nepravá apodizace mřížky pomocí expozice přes amplitudovou masku, b) pravá apodizace mřížky pomocí interference paprsků s omezenou koherencí

## 4.2 Apodizační profily

V praxi byla analyzována řada funkcí  $\Delta n_{AC}(x)$  k dosažení zlepšeného tvaru spektrální hustoty výkonu v odrazu, významného pro použití mřížek v senzorice a telekomunikacích, a k dosažení specifického tvaru spektrální závislosti skupinového zpoždění, důležitého především při práci s chromatickou disperzí v telekomunikačních přenosech. Z nejvýznamnějších apodizačních funkcí uvedme:

Funkce cosinus

$$\Delta n_{AC}(x) = A \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot x}{L_m}\right), x = \langle x_1; x_2 \rangle \quad (4.1)$$

vykazuje zvýšení OSNR a snížení amplitudy postranních laloků ve spektru s mírným rozšířením hlavního laloku.

Funkce rised cosinus

$$\Delta n_{AC}(x) = A \cdot \cos^n\left(\frac{\pi \cdot x}{L_m}\right), x = \langle x_1; x_2 \rangle \quad (4.2)$$

zvyšuje hlavní lalok ve spektru a zvyšuje strmost jeho hran, snižuje reflexivitu a dále potlačuje postranní laloky.

Apodizace useknutou Gaussovskou funkcí

$$\Delta n_{AC}(x) = A \cdot \exp\left(-2 \cdot \left(\frac{\mathcal{B} \cdot x}{L_m}\right)^2\right), x = \langle x_1; x_2 \rangle \quad (4.3)$$

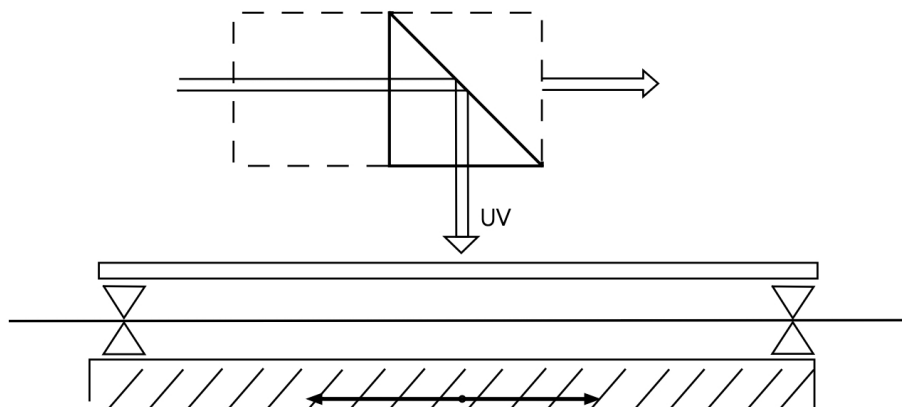
v závislosti na parametru  $\mathcal{B}$  zvyšuje strmost hran hlavního laloku ve spektru, snižuje reflexivitu a silně potlačuje postranní laloky. V literatuře se lze setkat dále s apodizačními funkcemi **tanh**, **sinc** i některými dalšími.

### 4.3 Apodizační techniky

Bylo popsáno několik postupů realizace pravé apodizace mřížek. Jednou z nich je použití **fázové masky s nestejnou difrakční účinností**. Tato technika, viz odst. 1.3, vyžaduje náročnou výrobní technologii přípravy fázových masek – zpravidla elektronovou litografií a je vždy doprovázena vlnou s nultým difrakčním řádem a prostorově proměnnou intenzitou. Použití těchto masek je komplikováno vysokou citlivostí na vzdálenost masky od exponovaného vlákna. Daný apodizační profil a délka mřížky vyžaduje individuální masku, což je značně nákladné. Odladěný proces je však poté velmi stabilní a opakovatelný a je vhodný pro výrobu velkých sérií identických prvků.

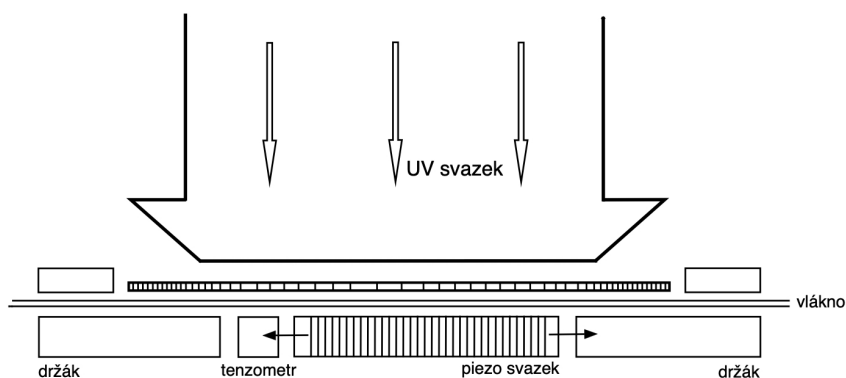
Jinou metodou je technika **podélných posuvů vlákna proti masce** [20], viz obrázek 4.2. Zde je uniformní fázová maska pomalu konstantní rychlostí skenována úzkým UV paprskem pulsního laseru a pod ní umístěné vlákno osciluje pomocí piezoelektrického aktuátoru podélně kolem středové polohy s proměnnou amplitudou od nuly do poloviny periody masky. Oscilace držáku s vláknem jsou synchronizovány s opakovací periodou laseru. Různou amplitudou oscilací při průchodu UV paprsku podél masky je dosažena různá míra “rozmazání” interferenčního obrazce UV záření promítaného na vlákno. Při amplitudě oscilací rovné polovině periody masky je interferenční struktura smyta úplně a kontrast zapsaných změn  $\Delta n_{AC}(x)$  je nulový.

Při tom průměrná hodnota energie UV paprsku dopadající na různé sekce vlákna je konstantní, tím je i  $\Delta n_{DC}(x)$  konstantní. Vzhledem k tomu, že tato struktura vzniká postupným podélným zápisem, v němž se není možné vrátet, je mimořádně obtížné řídit proces tak, aby jeho výsledkem byly mřížky se žádanými parametry, např. odrazivostí. Výsledná odrazivost struktury je zde dána souhrou několika faktorů – návrhem délky mřížky a jejího profilu apodizace na jedné straně a kolísající energií expozice s nestejnou lokální fotocitlivostí vláken na druhé straně. Sladit tyto faktory vyžaduje obvykle několik „kalibračních“ pokusů.



Obr. 4.2: Apodizace podélnými oscilacemi vlákna proti difrakční fázové masce

Apodizace **symetrickým natahováním vlákna proti masce s vyvoláním efektu MOARÉ** je dalším z postupů realizace pravé apodizace. Vlákno pro expozici mřížky přes fázovou masku je umístěno bezprostředně pod maskou v držácích, jejichž vzájemná vzdálenost je ovládána piezoaktuátorem, viz obr. 4.3



Obr. 4.3: Apodizace mřížky metodou dvojí expozice přes fázovou masku s napínáním vláken

V prvním kroku se do počátečně předepjatého vlákna exponuje uniformní mřížka č. 1 (primární), s periodou indexových změn

$$\Lambda_{G1} = \frac{\Lambda_M}{2} \quad (4.4)$$

V druhém kroku se vlákno řízeně napne a do něho se identickým interferenčním polem s periodou  $\Lambda_{G1}$  naexponuje další uniformní mřížka č. 2 (sekundární), která tak má po uvolnění vlákna zpět do počátečního stavu nižší periodu  $\Lambda_{G2}$  než mřížka 1. Překrytím mřížek 1 a 2 dojde k superpozici indexových změn ve vláknu. Za splnitelného předpokladu, že energie expozice první a druhé mřížky jsou totožné a zápis obou mřížek probíhá v lineární oblasti fotorefrakčních změn, vzniká ve vláknu struktura indexu lomu přibližně sledující funkci

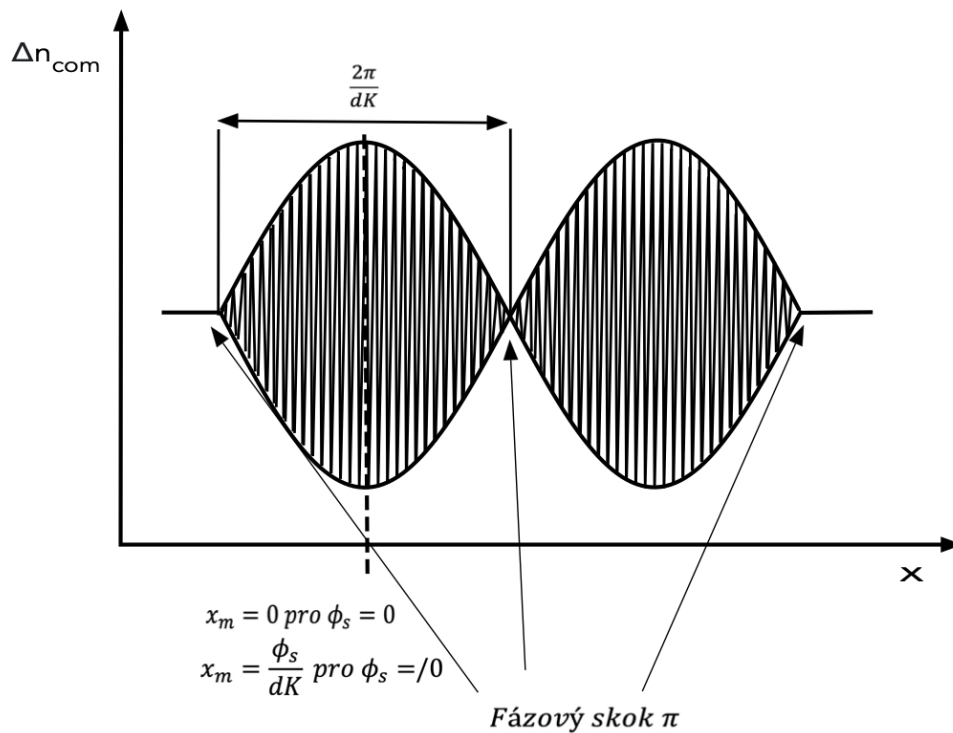
$$n(x) - n_1 = \Delta n_{DC} + \Delta n_{AC} \cdot \cos\left[\frac{2\pi}{\Lambda_{G12}} \cdot x + \Phi_{G12}\right] \cdot \cos\left[\left(\frac{\pi}{\Lambda_m} \cdot x + \Phi_m\right)\right] \quad (4.5)$$

kdy  $\Delta n_{DC}$  značí konstantní nárůst indexu lomu podél struktury mřížky,  $\Delta n_{AC}$  vyjadřuje maximum kosinové modulace amplitudy střídavé složky indexu lomu s „periodou“ (vzdáleností mezi minimy amplitudy střídavých indexových změn)  $\Lambda_m$

$$\Lambda_m = \Lambda_1 \cdot \frac{\Lambda_2}{\Lambda_1 - \Lambda_2}, \quad (4.6)$$

a periodou střídavé složky průběhu indexu lomu  $\Lambda_{G12}$

$$\Lambda_{G12} = 2 \cdot \Lambda_1 \cdot \frac{\Lambda_2}{\Lambda_1 + \Lambda_2} \neq \frac{\Lambda_M}{2}. \quad (4.7)$$



Obr. 4.4: Interference dvou uniformních mřížek s blízkou periodou při Moaré apodizaci.

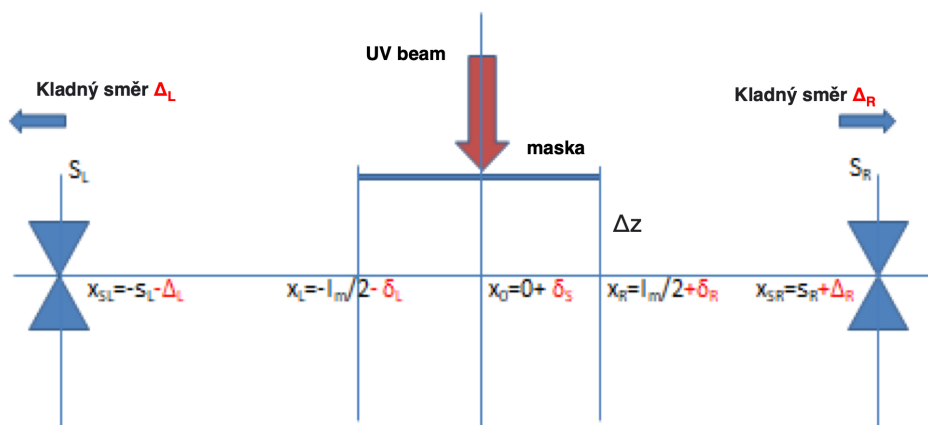
To je mřížka se symetrickou kosinovou funkcí obálky průběhu střídavé modulace indexu lomu. Situaci ukazuje obr. 4.4. Tento efekt je stejného původu, jako v optice známé překrývání málo odlišných rastrových struktur, Moaré (z francouzského Moiré).

## 5 Apodizace mřížek technikou zobecnělé metody MOARÉ

V předchozím jsme ukázali princip a základní postupy při vytváření apodizované mřížky metodou Moaré, která je založena na dvojí expozici difrakční struktury uniformní mřížky do stejné sekce vlákna. V této části práce rozšíříme pohled na Moaré techniku a ukáží, jaké tvary obálky interference dvou pravidelných periodických struktur indexu lomu lze dosáhnout při změnách v napnutí exponovaného vlákna a při využití podélného posuvu vlákna mezi expozicemi, a konečně jaké možnosti skýtá využití vícenásobné expozice s napínáním a posuvy pro konstrukci apodizovaných Braggových mřížek s žádanými vlastnostmi. Tento rozšířený přístup k Moaré apodizaci pomocí dvojnásobné (nebo vícenásobné) postupné expozice dílčích uniformních mřížkových struktur přes identickou fázovou masku do společné sekce vlákna s postupným symetrickým i nesymetrickým napínáním a posuvem označíme jako **technikou zobecnělé metody MOARÉ**.

### 5.1 Principy a matematický popis zobecněné metody Moaré

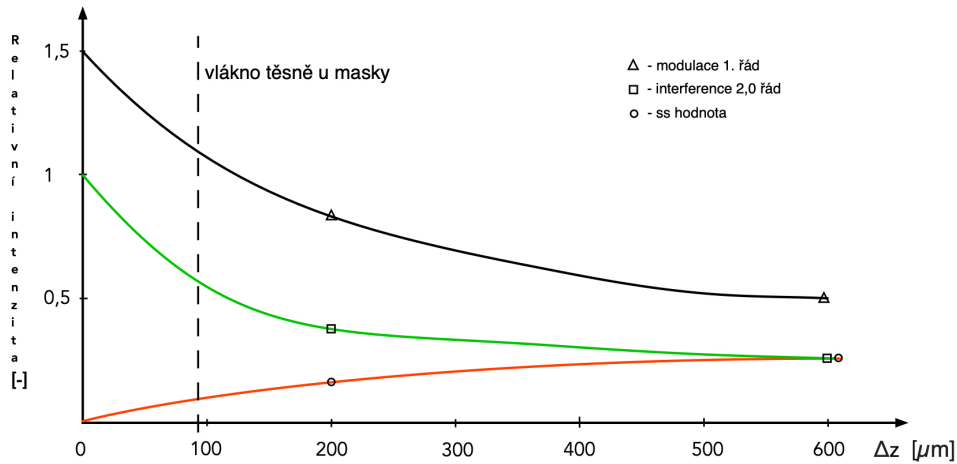
Schéma systému polohování vlákna vzhledem k fázové masce, promítající interferenční obrazec vln  $+1$ . a  $-1$  difrakčního řádu vzniklých na mřížce do vlákna ve směru podélné osy, ukazuje obr. 5.1. Je zde znázorněno, že vlákno je umístěno pod maskou ve směru přicházejícího expozičního UV záření s odstupem  $\Delta z$ . Tato vzdálenost je pro fungování metody MOARÉ jednou z klíčových parametrů. V rámci projektu NELDIS řešeného společně oddělením SFO firmy NETWORK GROUP, s.r.o. a oddělením Elektronové litografie Ústavu přístrojové techniky ČAV byly analyzovány důležité aspekty expozice Braggových mřížek fázovou maskou [39].



Obr. 5.1: Model pozicování vlákna k fázové masce při aplikaci zobecněné metody MOARÉ k apodizaci Braggovy mřížky

Porozumění a využití závěrů analýzy vytvořily základnu pro možnosti dalšího rozvoje expozičních postupů. Významný faktor, který byl řešen, je hloubka a profil reliéfu fázové masky. Tento faktor je zodpovědný za dobrý či špatný poměr intenzit záření konvertovaných na masce do jednotlivých difrakčních řádů. Byly nalezeny vhodné hloubky a střídy reliéfu masek příslušné k vlnové délce expozičního UV Excimerového laseru tak, aby maximalizovaly poměr difrakční účinnosti  $+1$ . řádů k difrakční účinnosti  $+2$ . řádů a k intenzitě zbytkového  $0$ . řádu. Na základě těchto prací, které jistě přispěly ke zlepšení kvality zapisovacího interferenčního pole a tím i k stabilnějším výsledkům vícenásobných expozičních, jsme mohli spolehlivěji kvantifikovat vlivy nežádoucích interferencí na masce, zejména interferenčního pole  $+1$  a  $-1$  druhých difrakčních řádů a interferencí paprsků  $+2$ . a  $0$ . řádu.





Obr. 5.2: Intenzity interferencí pod fázovou maskou

Praktické pokusy ukázaly, že zejména posledně jmenovaná interference je pravděpodobnou příčinou nepřesností výsledků experimentů. Ukázalo se, že parametr ovlivňující tyto nepřesnosti je právě odstup vlákna od roviny masky  $\Delta z$ , s nímž jsou spjaty intenzity jednotlivých interferencí. Experimenty i výpočty vedly ke stanovení závislostí jednotlivých významných interferencí na odstavu vlákna od masky, spojené s difrakčními účinnostmi masky a koherencí použitého zařízení. Při využití optimalizovaných masek a seřízení rezonátoru UV laseru na minimální obsah příčných vidů získáváme experimentálně početní závislosti žádaných a nechtěných interferencí ve vláknu pod maskou, viz obr. 5.2. Správná poloha vlákna pod maskou je výsledkem volby kompromisu mezi protichůdnými účinky. S rostoucím odstavem vlákna od masky sice klesá přítomnost rušivých interferencí vyšších řádů a nultého řádu, ale také roste délka zápisu mřížky spojená s růstem parazitních vlivů tepla absorbovaného v zařízení při expozici.

Modelové schéma z obr. 5.1 ukazuje situaci, kdy vlákno je fixováno ve dvou bodech, ne zcela symetricky kolem pozice středu fázové masky o periodě reliéfu  $\Lambda_M$  ozařované zapisovacím UV paprskem. Pozice fixačních bodů vzhledem k referenčnímu středu masky (resp. ke středu clonky paprsku vymezující budoucí délku mřížky) a současně ke středu budoucí exponované mřížky je dána blízkými hodnotami konstrukčních vzdáleností  $s_R$  a  $s_L$ . Fázová maska se clonkou vymezuje délku budoucí mřížky na hodnotu  $l_m$ .

První expozicí vznikne ve vláknu primární mřížka s konstantní periodou  $\Lambda_G = \Lambda_M/2$ , fázovou konstantou  $K_G = \frac{2\pi}{\Lambda_G}$  a podélným průběhem indexu lomu v jádře

$$\Delta n_{cop}(x) = A_p \cdot (1 + \sin(K_G \cdot x + \phi_p)) \quad (5.1)$$

v lineární oblasti fotorefrakce. Vlákno je poté napnuto (symetricky či nesymetricky ke středu vzniklé primární mřížky) a provedena druhá expozice přes stejnou masku. Vznikne sekundární mřížka, jejíž podélný průběh indexu lomu v jádře vlákna po obnovení úvodního napnutí

$$\Delta n_{cos}(x) = A_p \cdot (1 + \sin((K_G + dK) \cdot x + \phi_p + \phi_s)) \quad (5.2)$$

je superponován na průběh  $\Delta n_{cop}$  primární mřížky. Za poněkud zjednodušujícího předpokladu, že i při skládání obou mřížek na sebe neopustíme lineární oblast fotorefrakce, se vytvoří superpozicí obou mřížek tzv. moaré struktura s průběhem indexu lomu:

$$\begin{aligned} \Delta n_{com}(x) = \Delta n_{cop} + \Delta n_{cos} = & A_p \cdot (1 + \sin(K_G \cdot x + \phi_p)) \\ & + A_s \cdot (1 + \sin((K_G + dK) \cdot x + \phi_p + \phi_s)) \end{aligned} \quad (5.3)$$

Veličiny  $A_p$  a  $A_s$  zde značí hloubky promodulování indexu lomu primární a sekundární mřížky (dvojnásobek amplitudy sinusového průběhu střídavé složky indexu lomu), veličiny  $\phi_p$  a  $\phi_s$  značí fázové posuvy sinusových modulací indexu primární mřížky vůči referenčnímu bodu (daná polohou masky vůči cloně) a sekundární mřížky vůči primární mřížce. Při shodné expoziční dávce primární a sekundární mřížky  $A_p = A_s = A$  máme situaci, která vede ke spektrální symetrii odrazu výsledné struktury, kdy

$$\Delta n_{com}(x) = 2 \cdot A \cdot (1 + \sin((K_G + dK/2) \cdot x + \phi_p + \phi_s/2)) \cdot \cos((dK/2) \cdot x + \phi_s/2), \quad (5.4)$$

viz obr. 4.4. Moaré mřížka je tedy periodický sled maxim a minim modulace indexu lomu jádra, kdy vzdálenost mezi minimy – perioda moaré  $\Lambda_m$  je dána:

$$\Lambda_m = \frac{2\pi}{dK} \quad (5.5)$$

Natažením vlákna pomocí suportů  $S_L$  a  $S_R$  s iniciálními vzdálenostmi od středu soustavy ( $x=0$ )  $s_L$  a  $s_R$  a posunutími suportů  $-\Delta_L$  a  $+\Delta_R$  dojde k posunu středu (centrálního bodu) primární mřížky o

$$\delta_S = -\Delta_L \left( \frac{s_R}{s_L + s_R} \right) + \Delta_R \left( \frac{s_L}{s_L + s_R} \right) = (\Delta_R \cdot s_L - \Delta_L \cdot s_R) / (s_R + s_L), \quad (5.6)$$

a k posunu koncových bodů primární mřížky o

$$\delta_L = \Delta_L \left( (s_R + \frac{l_m}{2}) / (s_L + s_R) \right) - \Delta_R \left( (s_L - \frac{l_m}{2}) / (s_L + s_R) \right) \quad (5.7)$$

a

$$\delta_R = -\Delta_L((s_R - \frac{l_m}{2})/(s_L + s_R)) + \Delta_R((s_L + \frac{l_m}{2})/(s_L + s_R)) \quad (5.8)$$

A když se napnutí vrátí do úvodního stavu, tak se střed primární mřížky vrátí do bodu  $x_0 = 0$  a střed sekundární mřížky se posune od tohoto bodu o

$$-\delta_S = \frac{(\Delta_L \cdot s_R - \Delta_R \cdot s_L)}{(s_R + s_L)}, \quad (5.9)$$

Pro periody  $\Lambda_1$ ,  $\Lambda_2$  a fázové konstanty  $K_1$ ,  $K_2$  obou mřížek tedy platí následující vztahy. Po expozici první mřížky, následně změně napnutí vlákna, exponování druhé mřížky a navrácení napnutí zpět do původního stavu expozice první mřížky jsou parametry primární mřížky

$$K_1 = K_G = \frac{2\pi}{\Lambda_G} = \frac{4\pi}{\Lambda_M}; \quad \Lambda_1 = \Lambda_G \quad (5.10)$$

Pro sekundární mřížku platí:

$$K_2 = 2\pi \cdot \frac{s_R + s_L + \Delta_L + \Delta_R}{\Lambda_G \cdot (s_R + s_L)}; \quad \Lambda_2 = \frac{\Lambda_G \cdot (s_R + s_L)}{s_R + s_L + \Delta_L + \Delta_R} \quad (5.11)$$

A rozdíl mřížkových konstant lze vyjádřit výrazem

$$dK = K_2 - K_1 = \frac{2\pi \cdot (\Delta_L + \Delta_R)}{\Lambda_G \cdot (s_R + s_L)} \quad (5.12)$$

Z těchto vztahů lze určit periodu Moaré  $\Lambda_m$ , (vzdálenost mezi sousedními uzlovými body moaré struktury), viz. rov. 4.6 a obr. 4.4:

$$\Lambda_m = \frac{2\pi}{dK} = \left| \frac{\Lambda_1 \cdot \Lambda_2}{\Lambda_1 - \Lambda_2} \right| = \left| \frac{\Lambda_G \cdot (s_R + s_L)}{2 \cdot (\Delta_L + \Delta_R)} \right|. \quad (5.13)$$

Absolutní hodnota výrazu vyjadřuje z hlediska periody Moaré  $\Lambda_m$  shodnost situace, kdy je při expozici sekundární mřížky vlákno s primární mřížkou napínáno nebo je povolováno o stejné absolutní hodnoty  $\Delta_L + \Delta_R$ , v obou případech vznikne stejná perioda moaré. Střídavá složka indexu lomu v moaré struktuře dvou mřížek má fázovou konstantu

$$K_{12} = \frac{K_2 + K_1}{2} = K_1 + \frac{dK}{2} = 2\pi \cdot \frac{s_R + s_L + \frac{\Delta_L + \Delta_R}{2}}{\Lambda_G \cdot (s_R + s_L)} \quad (5.14)$$

a periodu, podle vztahu 4.7:

$$\Lambda_{G12} = \frac{2 \cdot \Lambda_1 \cdot \Lambda_2}{\Lambda_1 + \Lambda_2} = \frac{\Lambda_G \cdot (s_R + s_L)}{s_R + s_L + \frac{\Delta_L + \Delta_R}{2}} \quad (5.15)$$

V případě napínání vlákna pro expozici sekundární mřížky,  $(\Delta_L + \Delta_R)$  záporné, je perioda střídání indexu lomu ve výsledné moaré struktuře

$$\Lambda_{G12} < \Lambda_G = \frac{\Lambda_M}{2}, \quad (5.16)$$

což vede k posuvu odrazného maxima ve spektru moaré mřížky ke kratším vlnovým délkám. V případě povolování vlákna pro expozici sekundární mřížky,  $(\Delta_L + \Delta_R)$  záporné, je perioda střídání indexu lomu ve výsledné moaré struktuře

$$\Lambda_{G12} > \Lambda_G = \frac{\Lambda_M}{2}, \quad (5.17)$$

což vede k posuvu odrazného maxima ve spektru moaré mřížky ke větším vlnovým délkám.

---

Pozn.: dvěma expozicemi  $\Lambda_1$  a  $\Lambda_2$  přes sebe vzroste průměrná hodnota indexu lomu v moaré struktuře a tím vzroste i efektivní index lomu pro šíření fundamentálního vidu ve struktuře  $n_{eff}$ . Tato skutečnost vede k růstu vlnové délky Braggovy rezonance a k posuvu odrazu k větším vlnovým délkám. Tento vliv působí aditivně spolu s vlivem posuvu vlnové délky střídavé složky indexu lomu moaré struktury. Oba protichůdné vlivy determinují výsledný vlnový posuv maxima odrazu.

---

Při nesymetrické změně napnutí vlákna s primární mřížkou pro expozici sekundární mřížky, kdy

$$\frac{\Delta_L}{s_L} \neq \frac{\Delta_R}{s_R}, \quad (5.18)$$

dojde k nenulovému posuvu středu (centrálního bodu) primární mřížky o  $\delta_s$  čemuž odpovídá fázový posun  $\phi_s$  sekundární mřížky proti primární mřížce ve středu mřížkové struktury

$$\begin{aligned} \phi_s &= -(-\delta_s) \cdot K_2 = (K_G + dK) \cdot \delta_s \\ \phi_s &= \frac{2\pi}{\Lambda_G} \cdot \left(1 + \frac{\Delta_L + \Delta_R}{s_R + s_L}\right) \cdot \frac{\Delta_L \cdot s_R - \Delta_R \cdot s_L}{s_R + s_L} \end{aligned} \quad (5.19)$$

Pro fázový posuv primární mřížky proti sekundární pak máme obdobně

$$\phi_{sINV} = \frac{-\delta_s \cdot 2\pi}{\Lambda_G}$$

Fázový posuv sekundární mřížky proti primární mřížce  $\Delta\phi_{12}(x)$  podél celé její struktury

$$\Delta\phi_{12}(x) = \phi_s + (K_2 - K_1) \cdot x = \phi_s + dK \cdot x = \frac{2\pi \cdot (\Delta_L + \Delta_R)}{\Lambda_G \cdot (s_R + s_L)} \cdot x \quad (5.20)$$

je důležitá veličina napomáhající představit o vzniku a tvaru výsledné moaré struktury. Zjednodušíme li situaci volbou  $s_R = s_L = s$ , jde o plně geometricky

symetrický systém a symetrické napínání vlákna pod maskou. Pro takový systém pak máme:

$$\delta_s = 0, s_R = s_L = s \quad (5.21)$$

Bude-li dále

$$\Delta_L = \Delta_R = \Delta,$$

pak

$$\delta_L = \delta_R = \delta = \Delta \cdot \frac{l_m}{2 \cdot s} \text{ a } \phi_s = 0$$

a získáme moaré symetrické ke středu mřížky. Pro získání minima symetrického moaré na okraji mřížky, kdy  $\Lambda_m = l_m$  je třeba, aby posunutí krajních bodů sekundární mřížky vůči primární bylo

$$\delta = \frac{\pi}{K_G} = \frac{\Lambda_G}{2} = \frac{\Lambda_M}{4}, \quad (5.22)$$

a je tedy třeba napnutí obou suportů o

$$\Delta = \frac{\Lambda_G \cdot s}{l_m} \quad (5.23)$$

Pak platí

$$dK = \frac{2\pi}{l_m};$$

a z 5.20

$$\Delta\phi_{12}\left(\frac{l_m}{2}\right) = \left(\frac{2\pi}{l_m}\right) \cdot \left(\frac{l_m}{2}\right) = \pi; \quad \Delta\phi_{12}\left(\frac{-l_m}{2}\right) = \left(\frac{2\pi}{l_m}\right) \cdot \left(\frac{-l_m}{2}\right) = -\pi. \quad (5.24)$$

Technická implementace apodizačního postupu metodou zobecněného moaré však nedovoluje spolehnout se na přísné splnění podmínek zjednodušení definovaných v rovnicích 5.21. Při návrhu apodizované struktury obvykle vycházíme z požadovaného předpokládaného tvaru průběhu modulace indexu lomu, který lze většinou popsat hodnotami  $\delta_L$  a  $\delta_R$  požadovaného posunu primární mřížky vůči sekundární mřížce na levém a pravém okraji mřížkové struktury. K těmto hodnotám pak hledáme parametry posuvů levého a pravého suportu  $\Delta_L$  a  $\Delta_R$ . Vycházejme tedy z obecných rovnic pro posuny okrajů mřížky, rov. 5.7 a 5.8, které lze zapsat v maticovém tvaru jako:

$$\begin{vmatrix} \delta_L \\ \delta_R \end{vmatrix} = \underline{\mathbf{S}} \cdot \begin{vmatrix} \Delta_L \\ \Delta_R \end{vmatrix}, \quad \text{kde } \underline{\mathbf{S}} = \frac{1}{s_L + s_R} \cdot \begin{vmatrix} (s_R + \frac{l_m}{2}) & -(s_L - \frac{l_m}{2}) \\ -(s_R - \frac{l_m}{2}) & (s_L + \frac{l_m}{2}) \end{vmatrix} \quad (5.25)$$

Vyčíslení požadovaných hodnot  $\Delta_L$  a  $\Delta_R$  pro požadované  $\delta_L$  a  $\delta_R$ , kdy předpokládáme znalost technických parametrů  $s_R$ ,  $s_L$  a  $l_m$ , lze provést nalezením inverzní matice  $\underline{\mathbf{S}}^{-1}$ , kdy:

$$\begin{vmatrix} \Delta_L \\ \Delta_R \end{vmatrix} = \underline{\mathbf{S}}^{-1} \cdot \begin{vmatrix} \delta_L \\ \delta_R \end{vmatrix}, \quad \text{kde } \underline{\mathbf{S}}^{-1} = \frac{1}{2 \cdot l_m} \cdot \begin{vmatrix} (2 \cdot s_L + l_m) & (2 \cdot s_L - l_m) \\ (2 \cdot s_R - l_m) & (2 \cdot s_R + l_m) \end{vmatrix} \quad (5.26)$$

Na základě těchto rovnic, které předpokládají znalost geometrických parametrů uchycení vlákna vůči clonce masky  $s_R$  a  $s_L$  a znalost délky clonky clonící fázovou masku a určující délku mřížky  $l_m$ , lze stanovovat provozní hodnoty posuvů levého a pravého suportu  $\Delta_L$  a  $\Delta_R$  pro expozici sekundární mřížky apodizace. Ke stanovení hodnot  $\delta_L$  a  $\delta_R$  je ovšem nutno také znát mřížkovou konstantu fázové masky  $\Lambda_M = 2 \cdot \Lambda_G$ , což je ovšem základní návrhový parametr mřížky.

## 5.2 Dvojmřížkové osově centrálně symetrické Moaré struktury

Úvodní profil dvojexpoziční moaré apodizace, na němž lze ukázat charakteristické vlastnosti a přínos této apodizační metody, je osově centrálně symetrické překrytí dvou indexových mřížek se stejnou amplitudou indexových změn, kdy sekundární mřížka je přes stejnou masku exponována do nataženého vlákna s primární mřížkou tak, že na okrajích výsledné modulované mřížky klesá modulace indexu lomu k nule a mezi těmito body má výsledná struktura jediné maximum kosinové funkce obálky střídavých změn indexu lomu:

$$A(x) = A \cdot \cos\left(\left(\frac{dK}{2}\right) \cdot x\right), \quad \text{kde } \frac{dK}{2} = \frac{\pi}{l_m}, \quad \text{a perioda modulace } \Lambda_m = \frac{2\pi}{dK} = l_m. \quad (5.27)$$

Primární a sekundární mřížka mají tehdy na svých koncích, v bodech  $x = \frac{l_m}{2}$  a  $x = \frac{-l_m}{2}$  fázový rozdíl:

$$\Delta\phi_{12}\left(\frac{l_m}{2}\right) = -\Delta\phi_{12}\left(\frac{-l_m}{2}\right) = \pi. \quad (5.28)$$

A platí, že geometrický posuv primární mřížky proti sekundární na koncích struktury je

$$\delta_L = \delta_R = \frac{\Lambda_G}{2} = \frac{\Lambda_M}{4},$$

a tedy

$$\Delta_L = \frac{s_L \cdot \Lambda_G}{l_m}; \quad \Delta_R = \frac{s_R \cdot \Lambda_G}{l_m}. \quad (5.29)$$

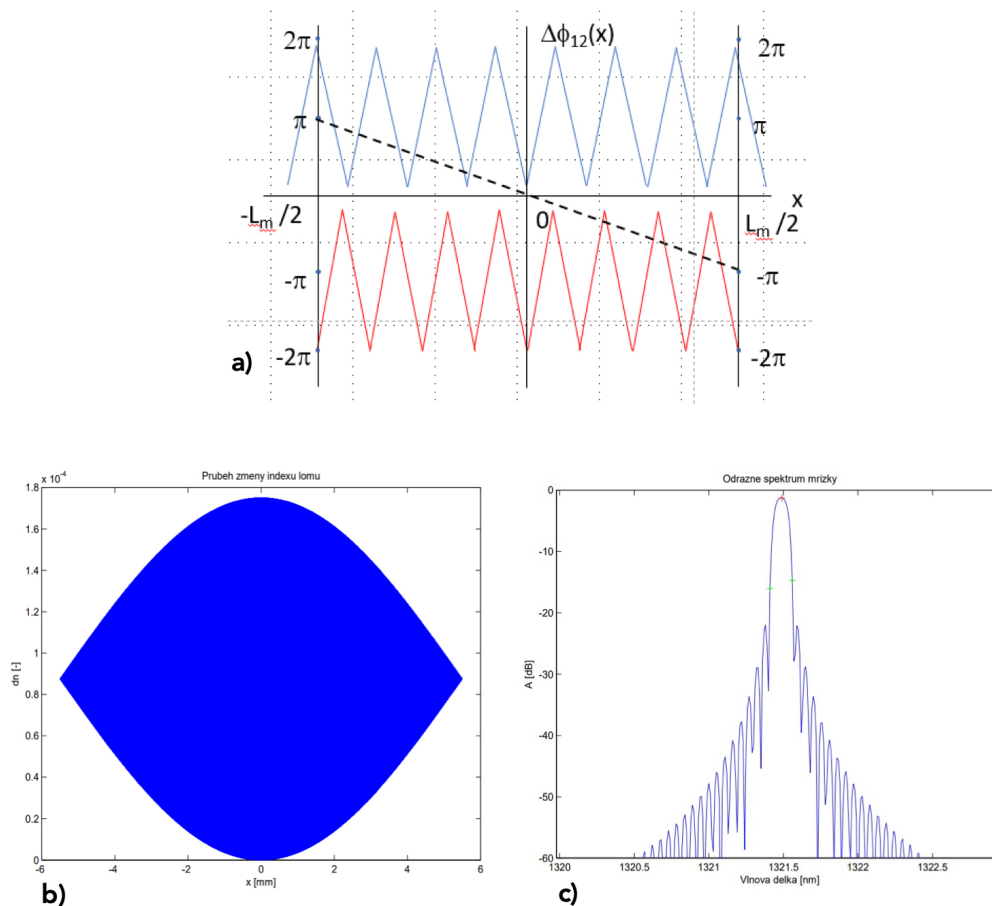
Výsledná struktura má periodu střídavé složky indexu lomu  $\Lambda_{G12}$  odlišnou než primární mřížka nebo než mřížka exponovaná se stejným výchozím napnutím vlákna a stejnou maskou jako naše zmíněná primární mřížka.

$$\Lambda_{G12} = \frac{2\pi}{K_G + \frac{dK}{2}} = \frac{\Lambda_G \cdot l_m}{l_m \pm \frac{\Lambda_G}{2}} \quad (5.30)$$

(+) sekundární mřížka při napnutí; (-) sekundární mřížka při povolení proti primární. U takto vytvořené struktury by se při napnutí pro sekundární mřížku (+), kdy  $\Lambda_{G12} < \Lambda_G$ , dala očekávat také vlnová délka maxima odrazu nižší, než vlnová délka maxima odrazu primární mřížky. Fyzikální realita je zde však složitější, jak uvádím v poznámce výše. Menší vlnová délka střídavé složky indexu lomu v apodizované struktuře je často převážena vzrůstem efektivního indexu lomu vlivem vyšší celkové energie expozice dvou mřížek po sobě, kterými dojde ke zvýšení průměrného indexu lomu ve vlákne s mřížkou a vlnová délka maxima odrazu apodizované struktury může i narůst.

Osově centrálně symetrické překrytí dvou indexových mřížek se stejnou amplitudou indexových změn s fázovým rozdílem mezi primární a sekundární mřížkou v krajních bodech struktury  $-\Delta\phi_{12}(\frac{l_m}{2}) = \Delta\phi_{12}(\frac{-l_m}{2}) = \pi$  a s fázovým posuvem mezi primární a sekundární mřížkou ve středu struktury  $\phi_s = 0$  ukazuje obrázek 5.3. Jde o dvojexpozičně apodizovanou strukturu s povolením při expozici sekundární mřížky, s délkou  $l_m = 11$  mm, s maximem indexové změny  $\Delta n_{com}(x = 0) = 2 \cdot A = 1,75 \cdot 10^{-4}$  a periodou masky  $\Lambda_M = 900$  nm ( $\Lambda_G = 450$  nm,  $\Lambda_{G12} = 450, 010, 125$  nm).

Schéma vzniku osově centrálně symetrické apodizace, viz obr 5.3 a), znázorňuje červeně primární mřížku a k ní modře sekundární mřížku vzniklou po povolení vlákna s primární mřížkou, expozici a natažení vlákna do původního stavu. Čárkovaně je znázorněn lineární průběh fázového rozdílu mezi sekundární a primární mřížkou  $\Delta\phi_{12}(x)$  podél struktury mřížky klesající se strmostí  $dK = -\frac{2\pi}{l_m}$  při nulovém rozdílu fází sekundární a primární mřížky ve středu struktury  $\phi_s = 0$ .



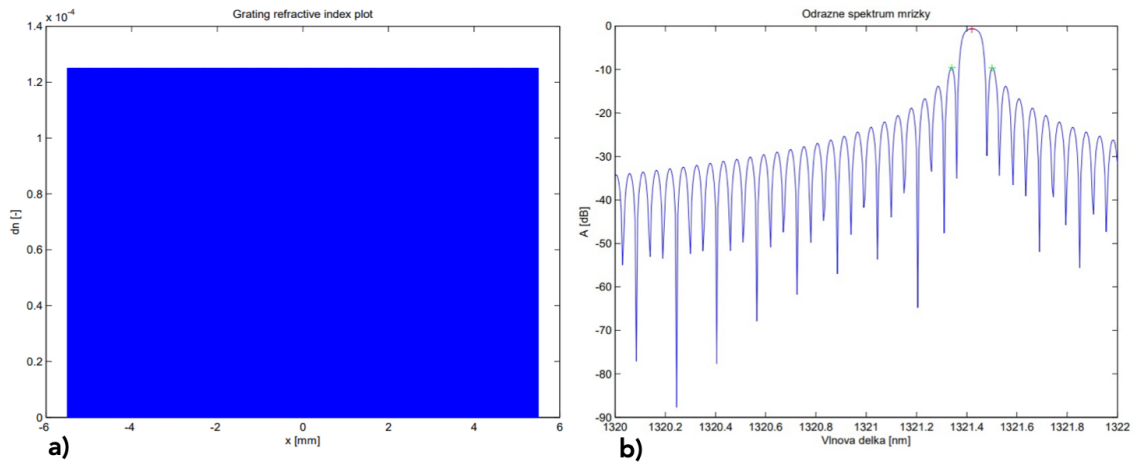
Obr. 5.3: Dvojexpoziční symetrická apodizace se shodnou energií expozice primární a sekundární mřížky, s fázovým posuvem primární a sekundární mřížky na koncích struktury  $\Delta\phi_{12}(\frac{-l_m}{2}) = +\pi$ , a  $dK = \frac{-2\pi}{l_m}$ ;  $\phi_s = 0$ ; (SAM\_14);

a) schema vzniku apodizace; b) indexový profil; c) odrazné spektrum apodizované mřížky.

Jak jsem již uvedl, pro simulace vlastností navrhovaných mřížek jsem v celé práci použil aplikačně upravený simulační program pro výpočet odrazného spektra Braggových mřížek vycházející z teorie transfer matic pro popis podélného přenosu a chování protisměrně se šířících optických vln fundamentálního vidu  $HE_{11}$  na úsecích vlnovodu s konstantním efektivním indexem lomu a na rovinách rozhraní se skokovou změnou indexu lomu [12]. I zde byla použita, jako univerzální parametr, velikost periody mřížky  $\Lambda_G = 450$  nm, což spolu s efektivním indexem lomu  $n_{eff} = 1,4682$  dává centrální vlnovou délku spektra odrazu struktury s daným  $\Lambda_G$  kolem 1321 nm.

V kontrastu se strukturou z obr. 5.3 posuďme uniformní mřížku stejné délky  $l_m = 11$  mm a podobné odrazivosti, ukázanou na obr. 5.4.

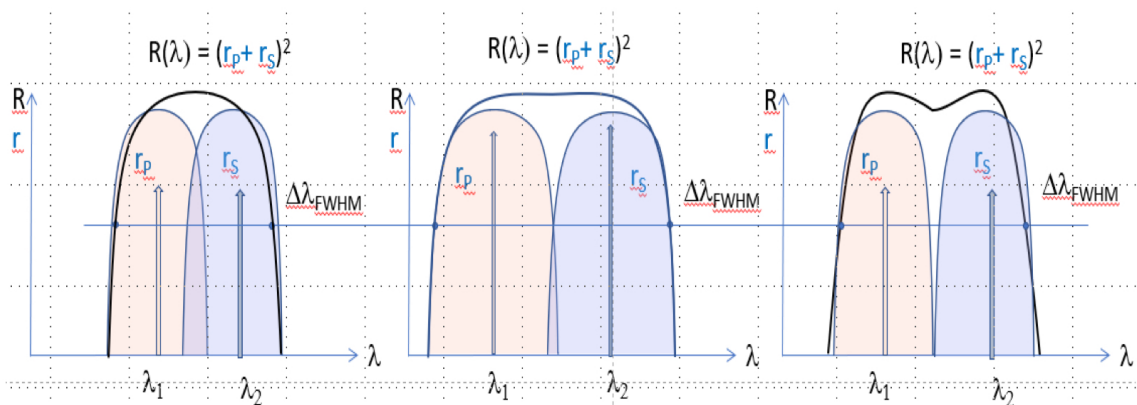




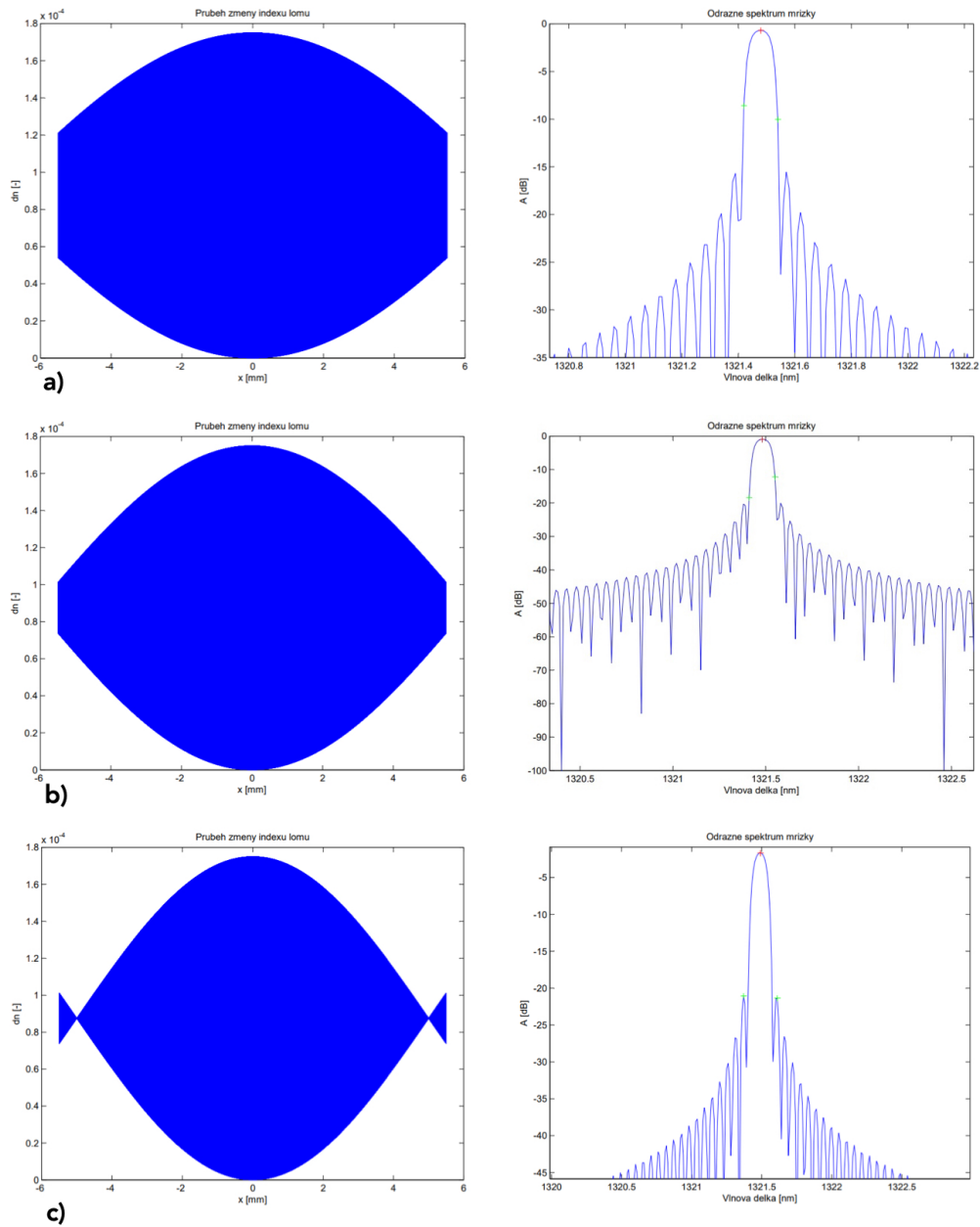
Obr. 5.4: Uniformní mřížka délky  $l_m = 11$  mm (SAM\_10), a) průběh amplitudy změny indexu lomu; b) odrazné spektrum mřížky

Design č.	$R_{MAX}$ [%]	$\lambda_B$ [nm]	dK [ $\cdot(-2\pi/l_m)$ ]	SLS [dB]	$\Delta\lambda_{FWHM}$ [pm]
SAM_10	82,76	1321,44	0	10,2	76,6
SAM_13	85,36	1321,46	0,75	16,0	93,8
SAM_16	79,74	1321,48	0,9	20,0	95,2
SAM_14	<b>74,56</b>	1321,48	<b>1,0</b>	<b>22,5</b>	<b>97,8</b>
SAM_17	68,32	1321,49	1,1	21,0	104,33

Tab. 5.1: Srovnání vlastností uniformní mřížky a symetricky apodizovaných struktur



Obr. 5.5: Superpozice spekter amplitudového odrazu od primární a sekundární mřížky u centrálně symetrického Moaré



Obr. 5.6: Profil indexu lomu (levý sloupec) a odrazné spektrum (pravý sloupec) symetricky apodizované mřížky se stejnou délkou struktury  $l_m = 11$  mm, shodnou energií expozice primární a sekundární mřížky a jimi vyvolanou změnou indexu lomu  $2 \cdot \Delta n_{ACMAX} = 1,75 \cdot 10^{-4}$  a fázovým rozdílem  $\Delta\phi_{12}(l_m/2)$  a)  $-0,75 \cdot \pi$ ,  $SAM_{13}$ ; b)  $-0,9 \cdot \pi$ ,  $SAM_{16}$ ; c)  $-1,1 \cdot \pi$ ,  $SAM_{17}$ .

Z obr. 5.3 a 5.4 a tabulky hodnot 5.1 je zřejmé, že hodnocená dvojexpoziční apodizace mřížky snižuje maximální odrazivost mřížky při srovnávání struktur se stejnou hodnotou maximální změny indexu lomu. Apodizované mřížce podle předpokladu (při povolení vlákna pro expozici sekundární mřížky) roste centrální vlnová délka a také roste šířka maxima odrazného spektra. Zásadní odlišností apodizované struktury od uniformní mřížky je výrazně zvýšený odstup postranních maxim v odrazném spektru, SLS.

### 5.2.1 Mřížkové struktury s vysokým odstupem postranních maxim

V oddíle 1.3.2 jsem poukázal na skutečnost, že apodizovaná mřížka s podélným průběhem amplitudy indexu lomu kopírujícím Gaussovu křivku vykazuje reflexní spektrum také ve tvaru Gaussovy křivky. Spektrální odrazivost zde monotónně bez extrémů klesá s odstupem vlnové délky od hodnoty centrálního maxima. Amplituda postranních maxim klesá u námi vyšetřované apodizované mřížkové struktury tak, jak se podélný průběh amplitudy indexu lomu blíží Gaussově křivce. Vidíme, že parametr SLS u apodizované mřížky *SAM\_14*, jejíž průběh amplitudy indexu lomu vyhovuje podobnosti s Gaussovou křivkou, vzrostl až o 12,3 dB, což znamená v lineárním měřítku zhruba 17 krát nižší amplitudu postranních maxim. Tato vlastnost mřížky je velmi vítaná zejména při sériovém řazení více mřížek za sebe s postupně se měnícími vlnovými délkami  $\lambda_B$ , tedy při měření více mřížkami ve vlnovém multiplexu, kdy vysoké SLS zajistí minimalizování vzájemných vlivů mřížek na výsledky vyhodnocování. Bližší pohled na tuto vlastnost a její vztah ke tvaru apodizace ukazuje následující analýza.

Sledujme parametr SLS u několika apodizovaných struktur odvozených z apodizace *SAM\_14*, jde tedy o struktury se stejnou délkou, stejnou expoziční energií a tím pádem stejnou indukovanou změnou indexu lomu primární i sekundární mřížky. Všechny tyto struktury jsou tvořeny symetrickou expozicí sekundární mřížky vzhledem k primární s hodnotou fázového rozdílu primární a sekundární mřížky ve středu  $\phi_s = 0$ . Jednotlivé struktury se liší strmostí fázového rozdílu  $dK$ . Pozorujme rozdíly při apodizacích s:

$$dK = -0,75 \cdot \left(\frac{2\pi}{l_m}\right); -0,9 \cdot \left(\frac{2\pi}{l_m}\right); -\left(\frac{2\pi}{l_m}\right); -1,1 \cdot \left(\frac{2\pi}{l_m}\right). \quad (5.31)$$

Ve všech těchto apodizacích byla sekundární mřížka exponována do povoleného vlákna s primární mřížkou, kdy platí  $\Lambda_2 > \Lambda_{G12} > \Lambda_G = \frac{\Lambda_M}{2}$  podle schématu vzniku této osově symetrické apodizace z obr. 5.3 a). Příslušné indexové struktury a odrazná spektra ukazuje obr. 5.6 a obr. 5.3.

Simulace chování struktur ukazují, viz tabulka hodnot Tab. 5.2, že s růstem absolutní hodnoty fázového rozdílu na okrajích struktury monotónně klesá odrazivost mřížky, monotónně roste FWHM šířka spektra a také monotónně roste vlnová délka Braggovy rezonance a maxima odrazu  $\lambda_B$  (díky povolování vlákna při sekundární expozici). Potlačení postranních maxim ve spektru odrazu, parametr SLS, vykazuje maximální hodnotu právě v případě apodizace s  $dK = -(2\pi/l_m)$  (stejně tak při  $dK = +(2\pi/l_m)$ ). Data ukazují, že absolutní maximum tohoto parametru může ležet v oblasti  $dK \in \langle -2\pi/l_m; -1.1 \cdot 2\pi/l_m \rangle$ , poblíž hodnoty  $-2\pi/l_m$ . Z této analýzy lze učinit závěr, že odrazná struktura vytvořená symetrickou dvojmřížkovou moaré apodizací dosahuje optimální hodnoty potlačení postranních maxim SLS (či také OSNR) právě při :

$$dK = \frac{2\pi}{l_m} \quad a \quad \Lambda_m = \frac{2\pi}{dK} = l_m \quad (5.32)$$

Design č.	$R_{MAX}$ [%]	$\lambda_B$ [nm]	SLS [dB]	$\Delta\lambda_{FWHM}$ [pm]	$dK$ [rad/mm]
SAM_10	82,76	1321,44	10,2	76,6	0
SAM_11	88,76	1321,45	11,2	78,0	$-0,25 \cdot 2\pi/l_m$
SAM_12	87,65	1321,46	12,0	86,1	$-0,5 \cdot 2\pi/l_m$
SAM_13	85,36	1321,46	16,0	93,8	$-0,75 \cdot 2\pi/l_m$
SAM_16	79,74	1321,47	20,0	95,2	$-0,9 \cdot 2\pi/l_m$
SAM_14	<b>74,56</b>	<b>1321,48</b>	<b>22,5</b>	<b>97,8</b>	<b><math>-0,9 \cdot 2\pi/l_m</math></b>
SAM_17	68,32	1321,49	21,0	104,33	$-1,1 \cdot 2\pi/l_m$
SAM_18	66,82	1321,50	15,7	136,24	$-1,25 \cdot 2\pi/l_m$

Tab. 5.2: Srovnání vlastností dvojeexpozičně symetricky apodizovaných Moaré mřížek s rozdílnými hodnotami  $dK$ , navržených pro zvýšení odstupu postranních maxim SLS

Vraťme se ještě k faktu, že apodizovaným centrálně symetrickým strukturám roste šířka maxima odrazného spektra. Tato vlastnost může být velmi užitečná při použití mřížek v sensorických soustavách, kde je využito vyhodnocování metodou korelace s referenční mřížkou, jak je popsáno v 3.1.2. Obrázek 5.5 ukazuje princip superpozice amplitudových odrazných spekter primární  $r_p$  a sekundární  $r_s$  mřížky, která jsou v této struktuře soufázová. Skládáním těchto dvou původních amplitudových spekter vzniká výsledný odraz intenzity

$$R(\lambda) = (r_p(\lambda) + r_s(\lambda))^2, \quad (5.33)$$

v němž dochází k rozšíření hlavního laloku výsledného odrazného spektra Moaré struktury a dochází také k částečnému překrývání (částečné redukci) postranních

laloků. Je zřejmé, že růst absolutní hodnoty  $dK$  a tedy vzájemné vzdalování spekter  $r_p(\lambda)$  a  $r_s(\lambda)$  vede ke zvyšování FWHM šířky hlavního maxima odrazu. Podobně se spektrum rozšiřuje s rozšiřováním originálních spekter  $r_p(\lambda)$  a  $r_s(\lambda)$ , což nastává zkracováním délky  $l_m$  mřížky a/nebo zvyšováním amplitudy indexových změn mřížky a tím její odrazivosti. Oba tyto faktory také, v souběhu se zvyšováním FWHM šířky spektra odrazu originálních mřížek, zvyšují intenzitu odrazu v postranních maximech originálních spekter  $r_p(\lambda)$  a  $r_s(\lambda)$ . Redukce amplitudy postranních maxim v odrazném spektru výsledné Moaré struktury závisí na vzájemném vlnovém posuvu spekter  $r_p(\lambda)$  a  $r_s(\lambda)$ , tedy na hodnotě  $dK$ . Simulace i experimenty ukazují, že nejsilnějšího potlačení postranních laloků v centrálně symetrické (a také antisymetrické) Moaré struktuře se dosáhne periodicky v situacích, kdy na koncích mřížkové Moaré struktury budou Moaré uzly. Tehdy je průběh amplitudy indexu lomu Moaré struktury „nejpodobnější“ Gaussově funkci. Tedy:

$$\Delta\phi_{12}\left(\frac{-l_m}{2}\right) = \pi \pm 2k_1 \cdot \pi \quad \text{a} \quad \Delta\phi_{12}\left(\frac{+l_m}{2}\right) = \pi \pm 2k_2 \cdot \pi; \quad (5.34)$$

$k_1, k_2$  celé a

$$\Delta\phi_{12}\left(\frac{-l_m}{2}\right) \neq \Delta\phi_{12}\left(\frac{+l_m}{2}\right)$$

Zvětšujeme-li rozdíl  $|\Lambda_1 - \Lambda_2|$  a udržujeme uzel Moaré na začátku struktury, pak situace se zvýšeným potlačením postranních laloků nastávají periodicky při:

$$dK = \pm \frac{2k \cdot \pi}{l_m}; \quad k \neq 0, \quad \text{celé.} \quad (5.35)$$

## 5.2.2 Mřížkové struktury s plochým spektrem odrazu

Jak ukazuje obr. 5.5, zvyšováním  $dK$  v centrálně symetrickém dvojmřížkovém Moaré neboli zvyšováním rozdílu mřížkových period  $|\Lambda_1 - \Lambda_2|$  tedy můžeme generovat struktury s plochým kvazi-obdélníkovým průběhem hlavního laloku odrazného spektra. Prověřme tedy aplikačně významný případ designu mřížky s krátkou délkou  $l_m$  a vyšší odrazivostí  $R_{MAX} > 80\%$ , která by podle závěrů z obr. 5.5 měla přispět k dosažení plochého temene obdélníkového průběhu spektra odrazivosti v co největším rozmezí vlnových délek.

Pro simulace i experimenty návrhu ploché „obdélníkově odrazné“ Moaré struktury byla zvolena délka mřížek  $l_m = 5,5$  mm obvyklá u sensorických mřížek deformačních sensorů s fixací mřížky k podpůrné konstrukci po celé její délce. Základní vlastnosti a návrhové parametry posuzovaných struktur ukazuje Tab. 5.3

Pro posouzení míry aplikovatelnosti navržených struktur v sensorických systémech s amplitudovým převodem a korelací k referenční mřížce se nabízí kombinace kritérií popisujících vlastnosti důležité pro vlnový rozsah měření a pro linearitu převodu vlnového posuvu na intenzitu. Vyjděme z posouzení odchylek průběhu temena maxima odrazného spektra od zvolené horizontální hladiny konstantního odrazu  $R_G$ . K tomuto posouzení byl sestaven softwareový nástroj v prostředí Matlab `eval_data.m`, který dovolí vyhodnocovat odchylky průběhu spektra odrazivosti mřížky  $R_G(\lambda)$  od nastavitelné hladiny odrazu  $R_G$  s vyčíslením šířky intervalu odrazného spektra na temeni maxima s odchylkou od zadané hladiny odrazu menší než zadaná maximálně přípustná odchylka. Vyhodnocuje pak také střední hodnotu odrazu v tomto intervalu a RMS odchylku průběhu odrazu od této střední hodnoty – tedy efektivní hodnotu chyby linearity průběhu temena. Šířka takového intervalu  $\Delta\lambda_L$  pro zvolenou maximální odchylku temena spektra od konstantní hladiny  $\Delta_R$  bude představovat hlavní parametr návrhu.

Zadejme si modelový případ, že převod částečně překrytých spekter identické měřicí a referenční mřížky na intenzitu při vyhodnocování vlnového posuvu požadujeme s procentuální odchylkou od linearity menší, než  $D\%$ , a hledáme maximální procentuální odchylku  $dR$  temena spektra mřížky od konstantní hladiny  $R_{GS}$ . Ze vztahu 3.4 pro korelaci spekter měřicí a referenční mřížky máme:

$$S(\Delta\lambda_\varepsilon) = C \cdot \left[ \int R_G \cdot (\lambda - \Delta\lambda_\varepsilon) \cdot R_R(\lambda) \delta\lambda \right]; \quad (5.36)$$

kde

$$R_G(\lambda) = R_G + \delta R_{GS}(\lambda); \quad R_R(\lambda) = R_G + \delta R_{RS}(\lambda)$$

a

$$\left| \frac{\delta R_{GS}(\lambda)}{R_G} \right| \leq dR; \quad \left| \frac{\delta R_{RS}(\lambda)}{R_G} \right| \leq dR. \quad (5.37)$$

Potom,

$$C \cdot R_{GS}^2 \cdot (1 - 2 \cdot dR) \cdot (\Delta\lambda_L - \Delta\lambda_\varepsilon) \leq S(\Delta\lambda_\varepsilon) \leq C \cdot R_{GS}^2 \cdot (1 + 2 \cdot dR) \cdot (\Delta\lambda_L - \Delta\lambda_\varepsilon); \quad (5.38)$$

a

$$2 \cdot dR = D; \quad dR = \frac{D}{2}.$$

Porovnání vývoje spektra centrálně symetrické mřížkové struktury s  $l_m=5,5$  mm tvořené generačními mřížkami  $R_P$  a  $R_S$  s  $\Delta n_{PH} = 3,75 \cdot 10^{-4}$ , s původní odrazivostí  $R_{MAX} = 96,98\%$  potvrzuje předpoklady rozšiřování spektra s rostoucím  $|dK|$ . Obr. 5.7 ukazuje strukturu a spektrum generační mřížky  $R_P$ ,  $SAM\_63 - 00H$ , dále apodizovanou strukturu  $SAM\_63 - 10H$  s  $dK = -2\pi/l_m$  vykazující minimální SLS ale nepříliš ploché a nepříliš široké temeno odrazného spektra. Zde můžeme konstatovat, že posuv periody  $\Lambda_2$  od  $\Lambda_1$  je již příliš vysoký a optimum plochého temena odrazivosti je nutno hledat mezi limity  $dK = -2\pi/l_m$  a  $dK = -1,5 \cdot 2\pi/l_m$ .

Na obr. 5.7 je u struktury *SAM\_63 – 15H* znázorněn průběh referenční hladiny konstantního odrazu na temenu křivky odrazivosti, kdy je odchylka spektra od této konstantní hladiny rozložena rovnoměrně:

$$\delta R(\lambda)_{MAX} = \Delta_{MAX} \approx -\Delta_{MIN} = \delta R(\lambda)_{MIN} \quad (5.39)$$

Pro rovnost maximální a minimální odchylky  $\Delta_{MAX} \approx -\Delta_{MIN}$  spektra od střední hladiny odrazu na temenu vychází u struktury *SAM\_63 – 15H* konstantní střední hladina v úrovni  $R_{GS} = 87,4\%$ . To odpovídá relativnímu poklesu

$$dR = \frac{(R_{GMAX} - R_{GS})}{R_{GMAX}} = 0,07 \quad (5.40)$$

o cca 7% z maxima odrazivosti ve spektru. Obr 5.7 c) ukazuje reflexní spektrum s touto referenční hladinou (červená horizontální úsečka). Obr. 5.8 a) ukazuje průběh odchylky spektra apodizované mřížky *SAM\_63 – 15H* od referenční hladiny  $R_{GS} = 87,4\%$ . Obr. 5.8 b) prezentuje průběh autokorelační funkce odpovídající konvoluci (integrálu překrytí  $R_G(\lambda - \Delta\lambda_\epsilon \cdot R_R(\lambda))$ ) spekter dvou identických mřížek  $R_G(\lambda) = R_R(\lambda)$  při amplitudovém vyhodnocování posuvu spektra pomocí referenční mřížky.

K vyhodnocení konvoluce spekter mřížek, která vzniká při skenování spektra mřížky přeladovaným zdrojem či při překrývání spekter u amplitudového vyhodnocování posuvu spektra mřížky, byl vytvořen softwareový modul v prostředí Matlab **klouzavý\_prumer.m**. Tento modul provede výpočet konvoluce zadaných spekter nad zadaným intervalem vlnových délek a se zadaným posunem vlnové délky mezi

Design č.	$R_{MAX}$ [%]	$\Delta n_{ph}$ [ $\cdot 10^{-4}$ ]	SLS [dB]	$\Delta\lambda_{FWHM}$ [pm]	dK[rad/mm]
<b>SAM_63-00H</b>	96,98	3,75	6,47	220,19	0
<b>SAM_63-10H</b>	99,19	7,5	22,68	362,05	$-1,2 \cdot 2\pi/l_m$
<b>SAM_63-12H</b>	97,11	7,5	14,74	386,62	$-1,2 \cdot 2\pi/l_m$
<b>SAM_63-125H</b>	96,00	7,5	13,17	394,21	$-1,25 \cdot 2\pi/l_m$
<b>SAM_63-128H</b>	95,15	7,5	12,80	398,77	$-1,28 \cdot 2\pi/l_m$
<b>SAM_63-13H</b>	94,63	7,5	11,95	401,65	$-1,3 \cdot 2\pi/l_m$
<b>SAM_63-132H</b>	94,23	7,5	11,29	404,47	$-1,32 \cdot 2\pi/l_m$
<b>SAM_63-134H</b>	93,93	7,5	10,70	407,12	$-1,34 \cdot 2\pi/l_m$
<b>SAM_63-15H</b>	94,01	7,5	7,97	424,64	$-1,5 \cdot 2\pi/l_m$

Tab. 5.3: Vlastnosti a návrhové parametry dvojexponičně symetricky apodizovaných Moaré mřížek s rozdílnými hodnotami dK, navržených pro získání plochého temene. Délka všech struktur je  $l_m = 5,5 \text{ mm}$

překrývajících se spektry. Může také provést konvoluci zadaného spektra s jednotkovým obdélníkovým spektrem zadané šířky, tedy provést výpočet klouzavého průměru

nad zadaným intervalem vlnových délek. Tento modul umožní studovat vliv šířky skenovacích spekter na přesnost vyhodnocování posuvů měřící mřížky, stejně jako umožní zobrazit průběh konvoluce překrývání kvazi-obdélníkových spekter s plochým temenem k vyhodnocení vlivu zvlnění spektra na temenu. Obr. 5.8 c) ukazuje v detailu kvazilineární část této konvoluce u apodizované mřížky  $SAM\_63-15H$ . Z něho plyne, že odchylka  $D$  konvoluce překrytí identických mřížek  $SAM\_63-15H$  od přesně lineárního průběhu (černá čára) je zde menší než 1%, byť odchylka odrazivosti mřížky  $dR$  od referenční konstantní hodnoty v oblasti temena spektra dosahuje 7%. Příznivá hodnota odchylky  $D$  je dána rozložením a střídáním kladných a záporných hodnot rozdílu  $\delta R_G(\lambda)$  reálného spektra od referenční hladiny. Celá tato kvazilineární oblast vlnového posuvu konvoluce  $\Delta\lambda_L$  je u dané mřížkové struktury široká 374 nm (pro  $D \leq 1\%$ ). Dosažené hodnoty zajišťují slušný měřicí rozsah a slušnou linearitu v aplikacích snímání deformací, kde je třeba zajistit pokrytí velmi rychlých dějů a automatickou tepelnou kompenzaci měření, a je tak vhodné využít převod posuvu spektra měřící mřížky na změnu intenzity záření překrýváním odrazných spekter měřící a referenční mřížky. Obr. 5.8 d) ukazuje průběh transmisního  $Tr_{GdB}(\lambda)$  spektra hodnocené struktury  $SAM\_63-15H$  v logaritmické míře,

$$Tr_{GdB}(\lambda) = 10 \cdot \log(1 - R_G(\lambda)). \quad (5.41)$$

Je na něm zřejmé, že malé změny amplitudy odrazu na temenu křivky odrazného spektra (kdy odraz dosahuje téměř hodnoty 1) se promítají do výrazných změn v oblasti poklesu transmise v logaritmickém měřítku. Změna z 95 % odrazu na 96 % se v transmisi projeví změnou z 13 na 14 dB. Touto cestou získáváme mnohem citlivější nástroj pro indikaci malých změn vysoké odrazivosti. Zmíněný přístup se ukazuje jako velmi vhodná pomůcka řízení on-line expozice primární a sekundární mřížky při výrobě apodizované struktury.

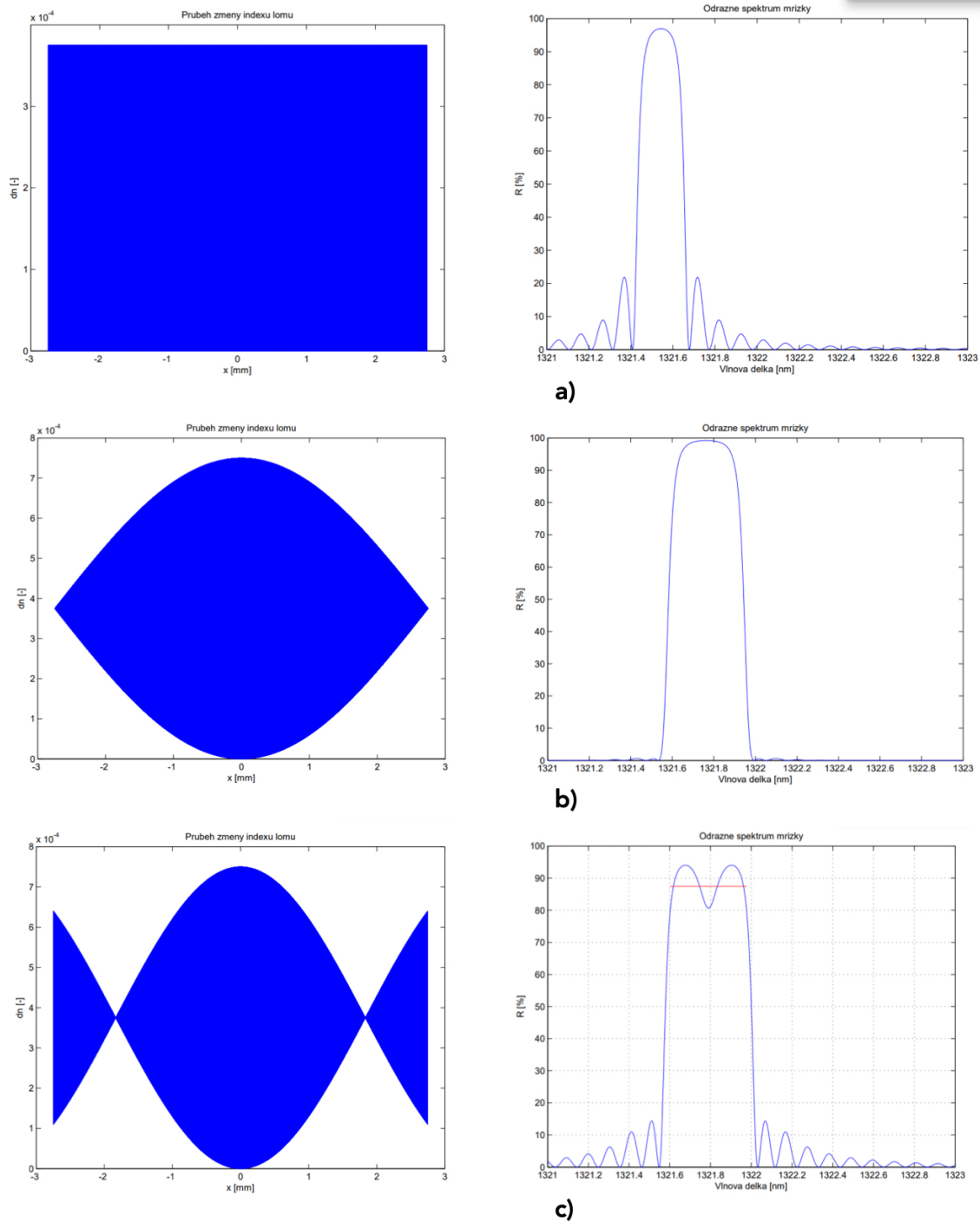
Vyjděme z paralely vztahu  $D$  a  $dR$  u mřížky  $SAM\_63-15H$  a přenesme tento vztah do dalších návrhů struktur s plochým spektrem odrazu. Zvolíme-li tedy pro návrh mřížky odchylku korelace spekter  $R_G((\lambda - \Delta\lambda_\epsilon) \cdot R_R(\lambda))$  od lineárního průběhu  $D = 0,001$  (tj. 0,1%), pak musíme zajistit design mřížky s odchylkou temena spektra odrazu od konstantní referenční hladiny  $dR \leq (5 \div 7) \cdot D \approx 0,005$  (tj. 0,5 %). Hledání řešení, které by při tomto zadání  $dR$  poskytlo maximální vlnový interval lineární oblasti konvoluce spekter, ukazuje Tab. 5.3 a Tab. 5.4. Porovnání spekter s plochým temenem ukazuje obr. 5.9.



Design č.	dR -	$\Delta_{\text{MAX}}$ %	$\Delta_{\text{MIN}}$ %	$R_{\text{GS}}$ %	$\Delta\lambda_L$ pm	$\sigma$ %
<b>SAM_63-125H</b>	0,005	0,48	-0,664	95,70	175	0,313
<b>SAM_63-128H</b>	0,005	0,476	-0,343	94,34	185	0,213
<b>SAM_63-13H</b>	0,005	0,473	-0,533	94,45	210	0,226
<b>SAM_63-132H</b>	0,005	0,42	-0,43	93,96	220	0,218
<b>SAM_63-134H</b>	0,005	0,470	-0,632	93,93	237	0,145
<b>SAM_63-15H</b>	0,07	6,38	-7,275	89,37	374	4,43

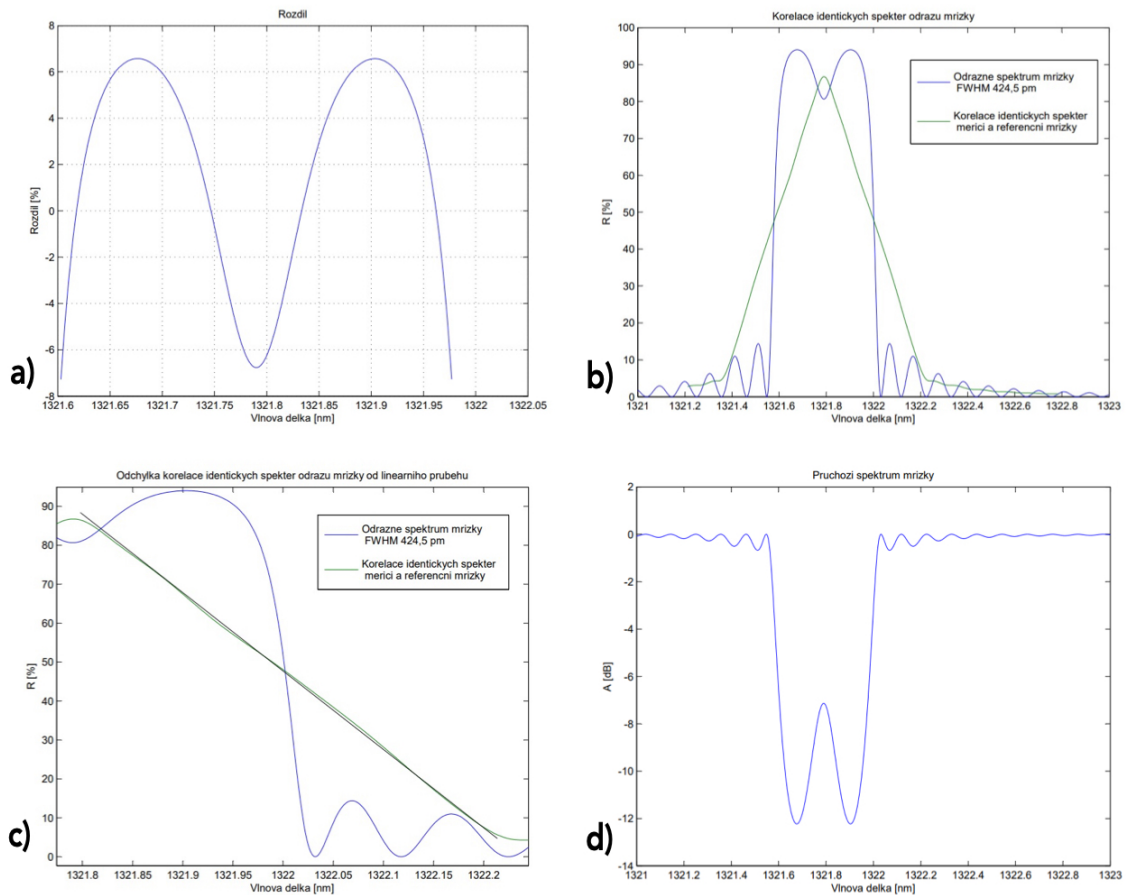
Tab. 5.4: Vlastnosti průběhu temena odrazného spektra dvojexpozičně symetricky apodizovaných Moaré mřížek pro odchylku temena odrazivosti od konstantní hladiny  $dR \leq 0,005$

Transmisní spektra vzájemně podobných struktur  $SAM_{63} - 125H$  ( $dK = -1,25 \cdot 2\pi/l_m$ ),  $SAM_{63} - 128H$  ( $dK = -1,28 \cdot 2\pi/l_m$ ) a  $SAM_{63} - 13H$  ( $dK = -1,3 \cdot 2\pi/l_m$ ), lišících se malou změnou  $dK$  kolem  $dK = -1,28 \cdot 2\pi/l_m$ , ukazují s nejvyšší citlivostí tvar temena odrazivosti. Ukazuje se, že nejplošší průběh temena získáváme v designu  $SAM_{63} - 128H$  ( $dK = -1,28 \cdot 2\pi/l_m$ ) s FWHM šířkou spektra  $\Delta\lambda_{FWHM} = 398,77$  pm. Snižování strmosti poklesu  $\Delta\phi_{12}(x)$  (snižování  $|dK|$ ) a tedy sblížování hodnot mřížkových period  $\Lambda_1$  a  $\Lambda_2$  vede ke vzniku maxima ve středu spektra odrazu apodizované struktury doprovázené snížením  $\Delta\lambda_{FWHM}$  i šířky temena  $\Delta\lambda_L$ , viz.  $SAM_{63} - 125H$ . Zvyšování strmosti poklesu  $\Delta\phi_{12}(x)$  (zvyšování  $|dK|$ ) a tedy vzdalování hodnot mřížkových period  $\Lambda_1$  a  $\Lambda_2$  vede ke vzniku poklesu ve středu spektra odrazu apodizované struktury doprovázené zvýšením  $\Delta\lambda_{FWHM}$  i šířky temena  $\Delta\lambda_L$ , viz.  $SAM_{63} - 13H$ . Obrázek 5.9 c) a d) ukazuje transmisní a reflexní spektrum struktury  $SAM_{63} - 13H$ . Vidíme, že centrální pokles je zřetelněji identifikovatelný v transmisním spektru vyjádřeném v logaritmické míře. Další zvyšování strmosti  $\Delta\phi_{12}(x)$  a růst  $|dK|$  způsobí prohloubení středního poklesu odrazivosti až ke hranici stanovené zadáním  $dR = 0,005$ . Tuto hranici dosáhne struktura  $SAM_{63} - 134H$  při  $dK = -1,34 \cdot 2\pi/l_m$ , viz obr. 5.10 a) s odrazným spektrem a korelační funkcí překrytí spekter.



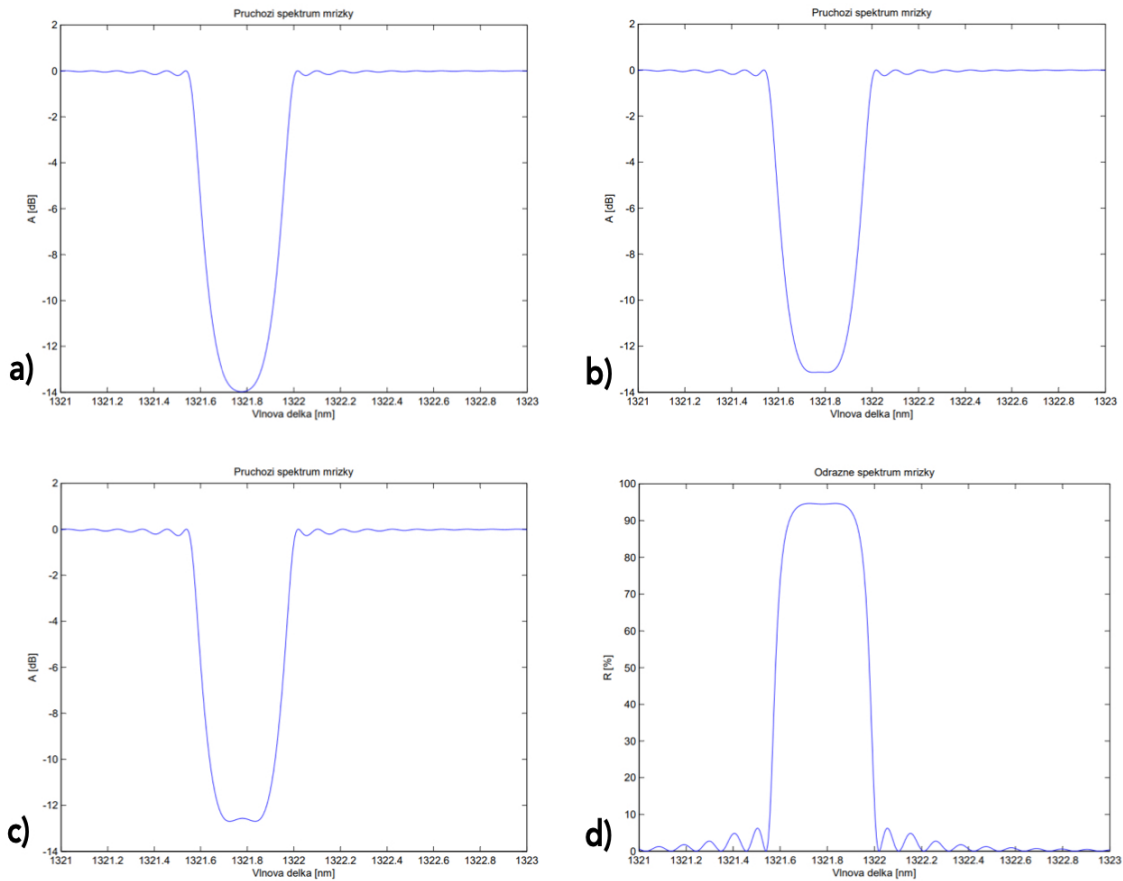
Obr. 5.7: Návrh dvojexpoziční Moaré struktury s plochým temenem. a) generační mřížka Moaré struktur  $SAM_{63} - 00H$ ; b) apodizovaná struktura  $SAM_{63} - 10H$  s  $dK = -2\pi/l_m$ ; c) apodizovaná struktura  $SAM_{63} - 15H$  s  $dK = -1,5 \cdot 2\pi/l_m$ .

Struktura  $SAM_{63} - 134H$  tak poskytuje nejrovnoměrnější rozložení odchylky odrazného spektra od konstantní hladiny  $R_{GS} = 0,995 \cdot R_{GMAX} = 93,45\%$  na

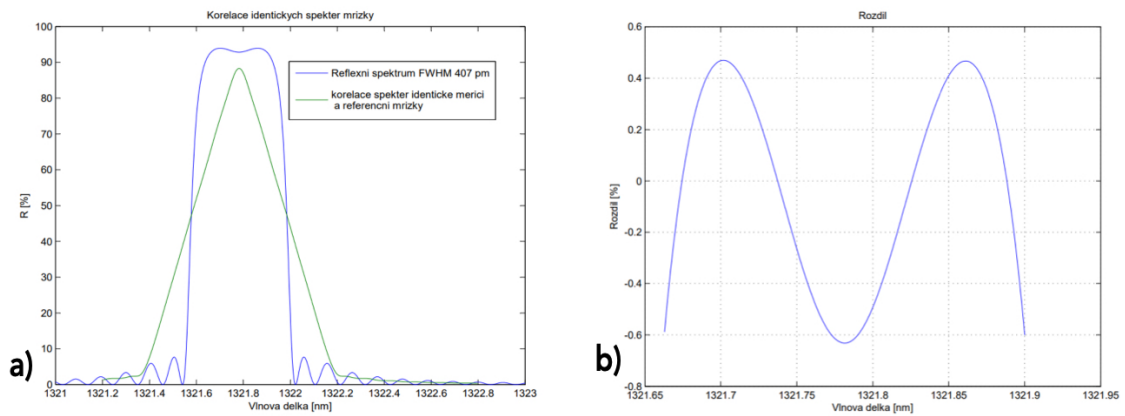


Obr. 5.8: Vlastnosti dvojexpoziční Moaré struktury s plochým temenem  $SAM_{63} - 15H$ . a) průběh rozdílu  $\delta R(\lambda)$  pro pokles konstantní hladiny na  $R_{GS} = 0,93 \cdot R_{GMAX} = 87,4 \%$ ; b) korelace identických spekter (zelená čára)  $R_G(\lambda - \Delta\lambda_\epsilon) \cdot R_R(\lambda)$  pro vzájemný posuv překrytých spekter (pro zelené průběhy korelace spekter platí  $\Delta\lambda_\epsilon = \text{Vlnová délka} - 1321,79 \text{ nm}$ ); c) detail korelace spekter porovnané s přímkou (černá čára); d) průběh transmisního  $Tr_{GdB}(\lambda)$  spektra struktury.

temenu průběhu odrazivosti a také nejširší zónu kvazilineárního průběhu konvoluce při posunu překrytí spekter  $\Delta\lambda_L = 237 \text{ pm}$ , jak je ukázáno na obr. 5.10 b). Odchylka průběhu korelace spekter je zde menší než zadaná hodnota  $D = 0,001$ . Dosažené řešení tak představuje dobrý základ pro praktické využití v senzorických aplikacích.



Obr. 5.9: Dvojexpoziční Moaré struktury s plochým temenem - průběhy transmisního spektra; a) design  $SAM\_63 - 125H$  s maximem odrazu ve středu spektra; b) design  $SAM\_63 - 128H$  s ideálně plochým odrazným spektrem; c) design  $SAM\_63 - 13H$  s poklesem odrazu ve středu spektra; d) reflexní spektrum designu  $SAM\_63 - 13H$  s poklesem odrazu ve středu spektra



Obr. 5.10: *SAM*<sub>63</sub> – 128*H* Moaré struktura s plochým temenem; a) odrazné spektrum a konvoluce překrytí posunutých identických spekter; b) průběh rozdílu  $\delta R(\lambda)$  pro pokles konstantní hladiny na  $R_{GS} = 0,995 \cdot R_{GMAX} = 93,45\%$

### 5.3 Antisymetrické dvojmřížkové Moaré struktury

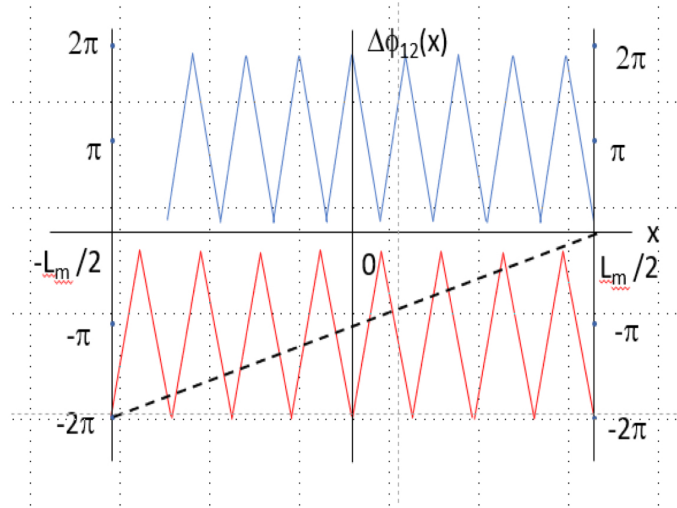
Další zajímavé vlastnosti nabízí moaré struktury s antisymetrií. V oddíle 3.3.1 jsem diskutoval problematiku zvyšování přesnosti měření s Braggovými mřížkami použitými jako senzorické struktury při skenovacím způsobu vyhodnocování spektrálního posuvu indukovaného snímanou veličinou. Dílčí závěry z této oblasti jsou publikovány v lit. [38], [41], [42]. Významným aspektem je zde tzv. šumová šířka pásma mřížky  $\Delta\lambda_N = \Delta\lambda_{G-0.0001}$ , viz rov. 3.15 a obr. 3.7. Ukazuje se, že běžné uniformní mřížky mohou dosahovat šumových šířek pásma  $\Delta\lambda_N$  pohybujících se kolem 1 pm, což je potom i prakticky dosahovaná přesnost měření spektrálního posuvu. Z analýzy této situace v pracích [38], [41], [42] vyplývá, že cesta ke zvýšení přesnosti a snížení šumové šířky pásma mřížky pomocí snižování šířky hlavního maxima spektra odrazivosti mřížky nenese zásadní zlepšení. Přínosné je ale využití zajímavé vlastnosti, kterou vykazují moaré struktury se středovou symetrií. Nazvěme je, k odlišení od osově centrálně symetrických struktur z oddílu 5.2, antisymetrické struktury. Tento typ moaré apodizace vychází z požadavku, aby se uzel Moaré, tedy bod se vzájemným rozdílem fázového úhlu sekundární a primární mřížky  $\Delta\phi_{12}(x) = \pm\pi$  nacházel v centru struktury, kdy tedy  $\phi_s = \pm\pi$ . V tomto případě vede Moaré dvou mřížek k žádanému průběhu indexu lomu jak pro  $\phi_s = +\pi$  i pro  $\phi_s = -\pi$ . Pro obě možnosti z 5.4:

$$\Delta n_{com}(x) = 2 \cdot A \cdot (1 - \cos((K_G + \frac{dK}{2}) \cdot x + \phi_p)) \cdot \sin(\frac{dK}{2} \cdot x). \quad (5.42)$$

Ze vztahu 5.42 vidíme, že ve středu mřížky  $x = 0$  vzniká oblast nulové amplitudy střídavé složky indexu lomu, tedy vytvoření uzlu mřížky, kde se mění amplituda kosinových změn ze záporné, pro  $x < 0$ , na kladnou, pro  $x > 0$ . V místě  $x = 0$  tak dochází na kosinovém průběhu střídavé složky indexu lomu k fázovému skoku  $\phi_0 = \pi$ . Existence takového fázového skoku byla studována a hledány postupy k jeho dosažení, neboť bylo známo, viz odst. 1.2, že vytváří v odrazném spektru vznik ostrého poklesu uprostřed hlavního odrazného maxima, při (či poblíž) vlnové délce Braggovy rezonance. Takovou vlastnost pak lze výhodně využít. Schéma vzniku této antisymetrické apodizace ukazuje obr. 5.11. Znázorňuje červeně primární mřížku a k ní modře sekundární mřížku vzniklou po natažení a posunutí vlákna s primární mřížkou, expozici a povolení vlákna do původního stavu. Čárkovaně je znázorněn lineární průběh fázového rozdílu mezi sekundární a primární mřížkou  $\Delta\phi_{12}(x)$  podél struktury mřížky rostoucí s konstantní strmostí

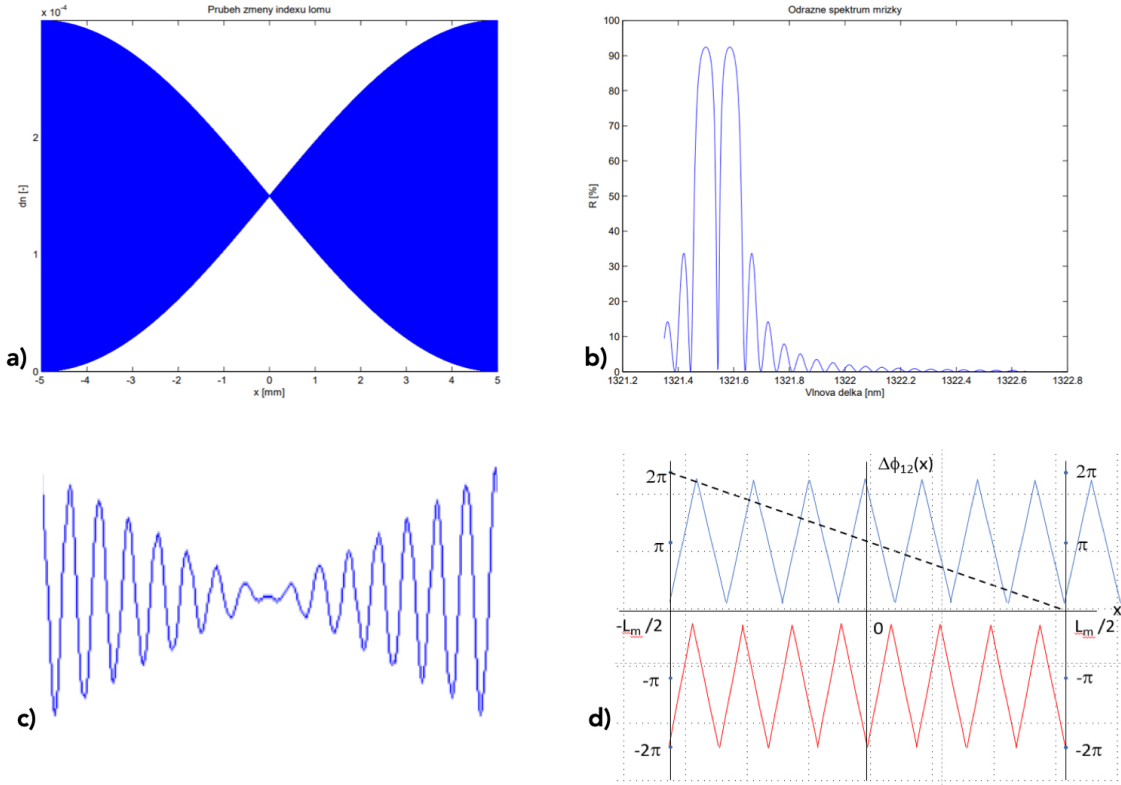
$$\frac{\delta\phi_{12}}{\delta x} = \frac{\Delta\phi_{12}(\frac{l_m}{2}) - \Delta\phi_{12}(\frac{-l_m}{2})}{l_m} = dK = +\frac{2\pi}{l_m} \quad (5.43)$$

při rozdílu fází sekundární a primární mřížky ve středu struktury  $\phi_s = -\pi$ .



Obr. 5.11: Schéma vzniku antisymetrické apodizace se sekundární mřížkou (modře) exponovanou po natažení a posunutí vlákna s primární mřížkou (červeně) vlevo

Průběh indexu lomu této struktury ukazuje obr. 5.12. Je zde vidět amplitudový uzel a fázový skok ve středu struktury. Maximum amplitudy střídavé modulace indexu lomu se zde dosahuje na okrajích struktury, kde jsou vzájemné fázové rozdíly sekundární a primární mřížky  $\Delta\phi_{12}(-\frac{l_m}{2}) = -2\pi$  a  $\Delta\phi_{12}(\frac{l_m}{2}) = 0$ . Ve spektru odrazivosti struktury je vidět ostrý pokles v centru hlavního odrazného maxima, jehož FWHM šířka  $\Delta\lambda_{DFWHM}$  je zlomek FWHM šířky celého hlavního maxima apodizované struktury i FWHM šířky hlavního maxima původních tvořících mřížek. V daném případě z obr. 5.12 je Moaré struktura tvořena primární a sekundární mřížkou s délkou  $l_m = 10$  mm a shodnou střídavou amplitudou modulace indexu lomu, viz rov. 1.6,  $2 \cdot \Delta n_{AC} = 1,5 \cdot 10^{-4}$ , design *SAM\_231*. Maximum odrazivosti této struktury je  $R_{max} = 95,9\%$ , FWHM šířka centrálního poklesu odrazivosti je  $\Delta\lambda_{DFWHM} = 11$  pm. Použijeme-li takovou strukturu jako sensorickou mřížku se sledováním posuvu tohoto úzkého středového poklesu odrazivosti (byť přítomnost dvou sousedních maxim a mezilehlého minima odrazivosti přináší jisté komplikace při vyhodnocování), pak při měření významně klesne šumová šířka pásma, jak je definována v oddílu 3.3.2,  $\Delta\lambda_N = 0,155$  pm.



Obr. 5.12: Antisymetrická struktura Moaré s  $l_m = 10$  mm, shodnou energií expozice primární a sekundární mřížky a jimi vyvolanou změnou indexu lomu  $2 \cdot \Delta n_{ACMAX} = 3 \cdot 10^{-4}$  a fázovým rozdílem  $\Delta\phi_{12}(\frac{l_m}{2}) = 0$ ,  $\Delta\phi_{12}(\frac{-l_m}{2}) = +2\pi$ ,  $\phi_s = +\pi$ ; design *SAM\_231* – 1. a) modulace indexu lomu struktury, b) spektrum odrazu struktury, c) průběh střídavé složky indexu lomu struktury ve středu, d) princip vytvoření struktury posuvem a změnou natažení vlákna po expozici primární mřížky

Nízká hodnota šumové šířky pásma a dosažitelné minimální chyby měření při skenování spektra jsou dostatečnou motivací k podrobnějšímu pohledu na faktory, které mohou ovlivnit  $\Delta\lambda_{DFWHM}$  a  $\Delta\lambda_N$ . Úzký středový lalok poklesu odrazivosti intenzity (výkonu) záření je tvořen interferencí (superpozicí, součtem) amplitudových odrazů  $r_P$  a  $r_R$  primární a sekundární mřížky. Vzájemný prostorový posuv těchto mřížek způsobuje fázový rozdíl mezi amplitudovým odrazem z primární a sekundární mřížky  $\Delta\Phi_{r12}(\lambda) \approx \pi$  rovný přibližně  $\pi$  (přesně platí pouze pro  $\lambda = \lambda_{12}$ ). Amplitudové odrazy se tak v oblasti mezi vlnovými délkami Braggovy rezonance primární a sekundární mřížky  $\lambda_1$  a  $\lambda_2$  vzájemně prakticky odečítají. Jsou-li amplitudové odrazy vzájemně vlnově blízké, tak, že se jejich spektrální maxima částečně překrývají,  $\lambda_2 - \lambda_1 \approx \lambda_{GFWHM}$ , křivka odrazu intenzity záření

$$R(\lambda) = (r_P(\lambda) + r_S(\lambda))^2 = (r_{12}(\lambda))^2, \text{ kde } r_{12}(\lambda) = r_P(\lambda) + r_S(\lambda) \quad (5.44)$$



pak vykazuje v oblasti mezi  $\lambda_1$  a  $\lambda_2$  ostrý pokles až k nulové odrazivosti, kdy se odrazy z primární a sekundární mřížky odečítají přesně. Vlnová délka tohoto nulového odrazu se přibližuje k hodnotě, a pro stejnou fotorefrakční změnu vyvolanou expozicí první i druhé mřížky je prakticky shodná s hodnotou, střední vlnové délky struktury moaré  $\lambda_{12}$ , kdy:

$$\lambda_{12} = n_{eff} \cdot \Lambda_{G12} = \frac{n_{eff} \cdot \Lambda_1 \cdot \Lambda_2}{\Lambda_1 + \Lambda_2} = \frac{n_{eff} \cdot \Lambda_G \cdot (s_R + s_L)}{(s_R + s_L + \frac{(\Delta_L + \Delta_R)}{2})}, \quad (5.45)$$

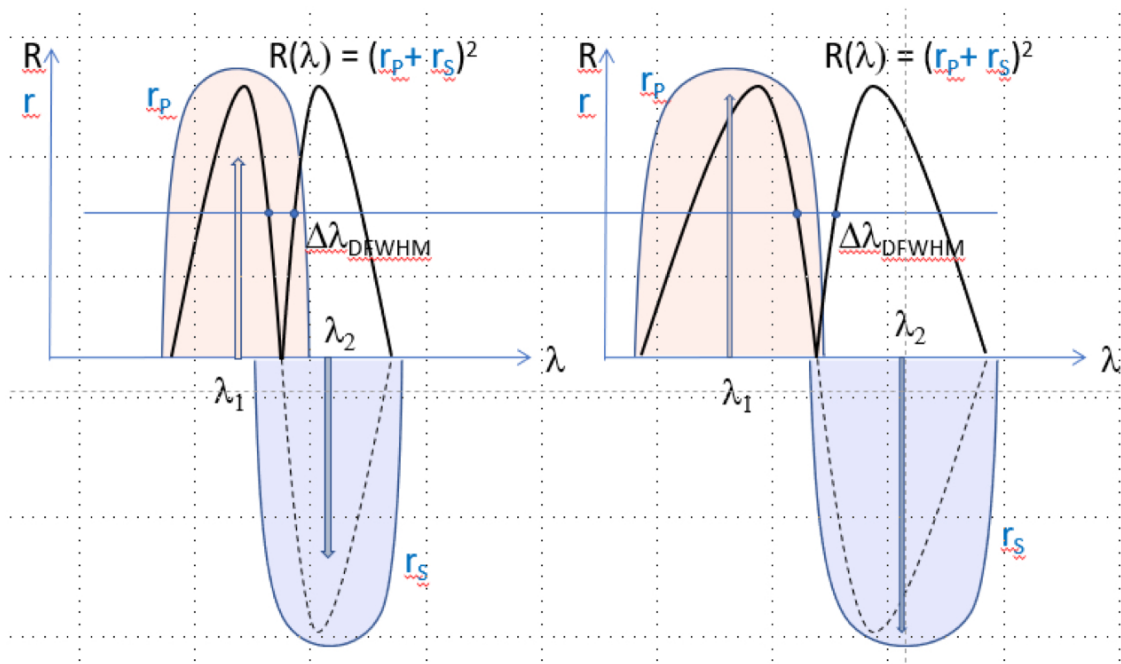
Nestejný příspěvek fotorefrakce od první a druhé mřížky vede k rozdílným průběhům  $r_P(\lambda) + r_S(\lambda)$ , následkem toho se bod minima odrazu odchýlí od středu odrazného spektra struktury  $\lambda_{12}$ . Průběh agregované amplitudové odrazivosti  $r_{12}(\lambda)$  je mezi  $\lambda_1$  a  $\lambda_2$  a zejména v okolí nulového odrazu  $\lambda_{12}$ , přibližně lineární. Tím pádem, viz rov. 5.34, je průběh odrazu intenzity  $R(\lambda)$  v okolí  $\lambda_{12}$  blízký parabolickému s vrcholem paraboly v  $R(\lambda_{12}) = 0$ . V širším okolí  $\lambda_{12}$ , zhruba pro  $R(\lambda) \geq 0,3$ , je průběh  $R(\lambda)$  blízký

$$R(\lambda) \approx C \cdot \sqrt{|\lambda - \lambda_{12}|}, \text{ kde } C - \text{konstanta.} \quad (5.46)$$

Je-li v takovém průběhu intenzitní odrazivosti  $R(\lambda)$  FWHM šířka laloku  $\Delta\lambda_{DFWHM}$ , pak z ní lze jednoduchým odvozením stanovit odhad šumové šířky spektra  $\Delta\lambda_{DN}$ . Při skenování spektrálního poklesu odrazu, který má minimum při  $R(\lambda_{12}) = 0$  bude v signálové bilanci odlišná situace se šumem, než je tomu při skenování maxima, kdy  $R(\lambda_B) \rightarrow 1$ . V případě skenování maxima s  $R(\lambda_B) \rightarrow 1$  dominuje v přijímači výstřelový šum fotoproudu  $I_{SH}$  a poměr signál/šum je  $10^4$ , viz rov. 3.11. Při skenování minima, kdy  $R(\lambda_{12}) = 0$ , je  $I_{SH} = 0$  a dominuje tepelný šum v zatěžovacím obvodu fotodetektoru  $I_{TH}$ , který je cca o řád nižší, než  $I_{SH}$ . Velikost šumu v oblasti centrálního poklesu odrazivosti je tedy nyní v poměru k signálu při maximální odrazivosti výhodnější,  $I_m/I_{TH} = 10^5$ . Na základě těchto úvah lze stanovit vztah pro šumovou šířku pásma při měření vlnového posuvu centrálního poklesu odrazivosti skenováním

$$\Delta\lambda_{DN} = \Delta\lambda_{12+0.00001} = 0,0021 \cdot \Delta\lambda_{DFWHM} \quad (5.47)$$

Simulace ukazují, že tato parabolicko odmocninová aproximace průběhu intenzitního odrazu poskytuje realistická data. Situaci popsanou výše ilustruje superpozice spekter amplitudového odrazu od primární a sekundární mřížky u antisymetrického Moaré na obr. 5.13. Zde jsem se pokusil znázornit hlavní faktory, které působí na důležitý parametr  $\Delta\lambda_{DFWHM}$ . Je zřejmé, že zvyšováním rozdílu mezi  $\lambda_1$  a  $\lambda_2$  se  $\Delta\lambda_{DFWHM}$  a šumová šířka spektra zvyšuje. Snižování rozdílu mezi  $\lambda_1$  a  $\lambda_2$  pod hodnotu  $\Delta\lambda_{GFWHM}$  postupně vede ke snižování odrazivosti a šumová šířka spektra opět roste. Šumovou šířku spektra také ovlivňuje změna šířky výchozích spekter. Tyto poměrně komplexní závislosti ilustrují příklady antisymetrických apodizací, viz obr. 5.14, 5.15, 5.16 a tabulka Tab. 5.6.



Obr. 5.13: Superpozice spekter amplitudového odrazu od primární a sekundární mřížky u antisymetrického Moaré

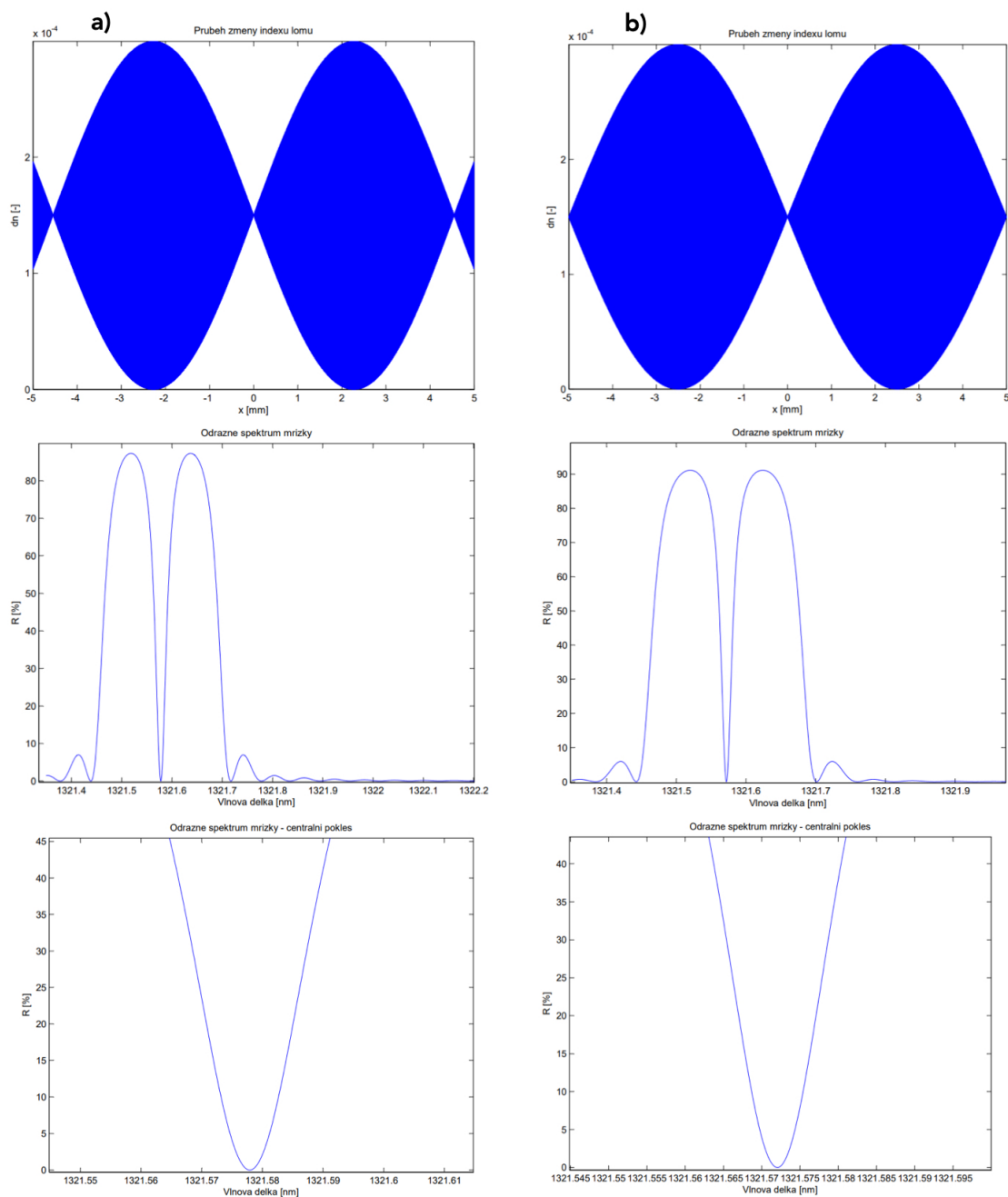
Design č.	$\Delta n_{\text{ph}} [\cdot 10^{-4}]$	dK $[\cdot (-2\pi/l_m)]$	$R_{\text{max}}$ [%]	$\Delta\lambda_{\text{DFWHM}}$ [pm]	OSNR [dB]
SAM_234	5,0	0,3	69,0	22,5	4,8
SAM_234H	6,0	0,3	79,8	21,5	5,2
SAM_230-01H	5,0	0,6	95,9	9,5	2,7
<b>SAM_230-02H</b>	<b>5,0</b>	<b>0,8</b>	<b>98,75</b>	<b>6,3</b>	<b>2,6</b>
SAM_231	5,0	1,0	99,5	11,0	1,45
SAM_231-1	3,0	1,0	92,0	15,0	4,5
SAM_237	2,0	1,0	74,2	25,0	5,9
SAM_232	5,0	1,5	99,7	11,0	2,3
SAM_239	2,5	1,75	89,2	18,1	11,0
<b>SAM_233</b>	<b>5,0</b>	<b>2,0</b>	<b>99,35</b>	<b>13,0</b>	<b>7,0</b>
SAM_235	3,0	2,0	91,13	18,3	12,0
SAM_236	2,0	2,0	71,6	29,6	14,6
SAM_238H	3,0	2,2	87,26	25,0	10,6

Tab. 5.5: Implementace antisymetrické apodizace v mřížkové struktuře  $l_m = 10$  mm,  $\phi_S = +\pi$ , pro různé maximální odrazivosti  $R_{\text{max}}$  a různé strmosti dK fázového rozdílu indexového průběhu primární a sekundární mřížky

Vzhledem k předpokladu, že očekávaná vlastnost této struktury je velmi úzký středový pokles odrazivosti, soustředíme se na faktory, které tuto vlastnost ovlivňují. Dosažené výsledky shrnuté v tabulce Tab. 5.5 dovolují učinit následující závěry. FWHM šířka centrálního poklesu se snižuje u struktur s vysokou maximální odra-

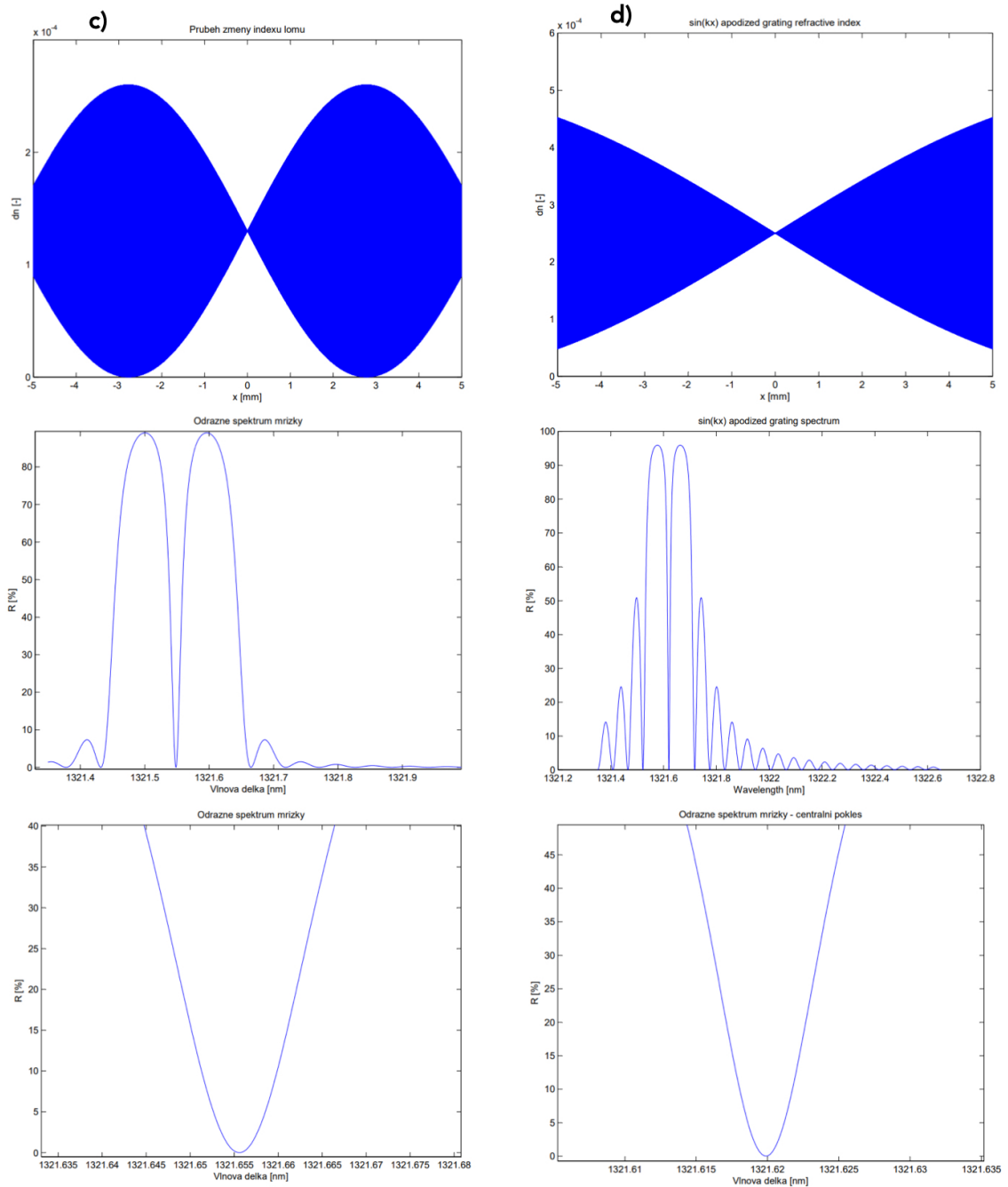
zivostí, tedy u struktur, kde je dosažena vysoká hodnota střídavé změny indexu lomu. V těchto strukturách však zpravidla zjišťujeme nízkou hodnotu SLS, tedy vysokou intenzitu postranních laloků v odrazném spektru. Tato vlastnost je nevíтанá, neboť potenciálně znamená možnost vzájemného ovlivňování měřících mřížek při současném vyhodnocování více mřížek ve vlnovém multiplexu. Vhodné podmínky pro dosažení vysokého odstupu postranních laloků nastávají při vyšších hodnotách  $dK \approx 2 \cdot (-2\pi/l_m)$  a nižších hodnotách odrazivosti. Nejnižší hodnoty FWHM šířky centrálního poklesu  $\Delta\lambda_{DFWHM} = 6,5$  pm jsem dosáhl u struktury *SAM\_230-02H* při strmosti fázového rozdílu  $dK = 0,8 \cdot (-2\pi/l_m)$  a relativně vysoké reflexivitě  $R_{max} = 98,75\%$  (v Tab. 5.5 podbarveno oranžově). Při ní však hodnota SLS = 2,6 dB nebyla příliš příznivá. Při aplikaci takových antisymetrických struktur na místě sensorických mřížek se skenovacím způsobem vyhodnocování spektra je důležitá nejen malá šumová šířka spektra, ale i nízká velikost vedlejších postranních maxim v odrazném spektru, viz odst 3.3.2. Proto se tu jeví jako vhodný kompromis struktura *SAM\_233* s vysokou odrazivostí  $R_{max} = 99,35\%$  a se strmosti fázového rozdílu  $dK = 2 \cdot (-2\pi/l_m)$ . U ní se dosáhlo  $\Delta\lambda_{DFWHM} = 13$  pm a odstupu postranních maxim SLS = 7 dB, (v Tab. 5.5. podbarveno žlutě).

Při skenování odrazného spektra mřížkové struktury s cílem přesně stanovit posuv spektra způsobený měřenou veličinou je výhodné, jak jsem analyzoval v oddíle 3.3 a jak plyne ze vztahu 3.8 pro časový průběh signálu detektoru při skenování, aby skenovací přeladovaný zdroj měl pokud možno stejnou FWHM šířku spektra jako spektrální funkce odrazivosti měřící vyhodnocované mřížky. To samozřejmě platí tehdy, kdy tato dvě spektra, kromě FWHM šířky mají také podobný tvar, symetrický k maximu. Při hledání polohy minima centrálního poklesu odrazivosti u antisymetrické moaré struktury je však situace jiná. Dvě funkce, spektrum mřížky a spektrum přeladovaného zdroje, jejichž korelace z rov. 3.8 vytváří časový průběh signálu detektoru při skenování, jsou v případě antisymetrické Moaré struktury inverzní. To má za následek, že extrém (minimum) skenovacího signálu odpovídající přeběhu spektra skenovacího zdroje přes centrální pokles odrazivosti v antisymetrickém Moaré je skenováním pouze rozšiřován. Namísto funkce s minimem skenované šumové šířky spektra, jakou získáváme při skenování polohy maxima odrazivosti skenovacím zdrojem s různou šířkou spektra, viz obr. 3.11, dostáváme zde monotónně rostoucí závislost šířky spektra centrálního poklesu odrazivosti na FWHM šířce spektra skenovacího zdroje.

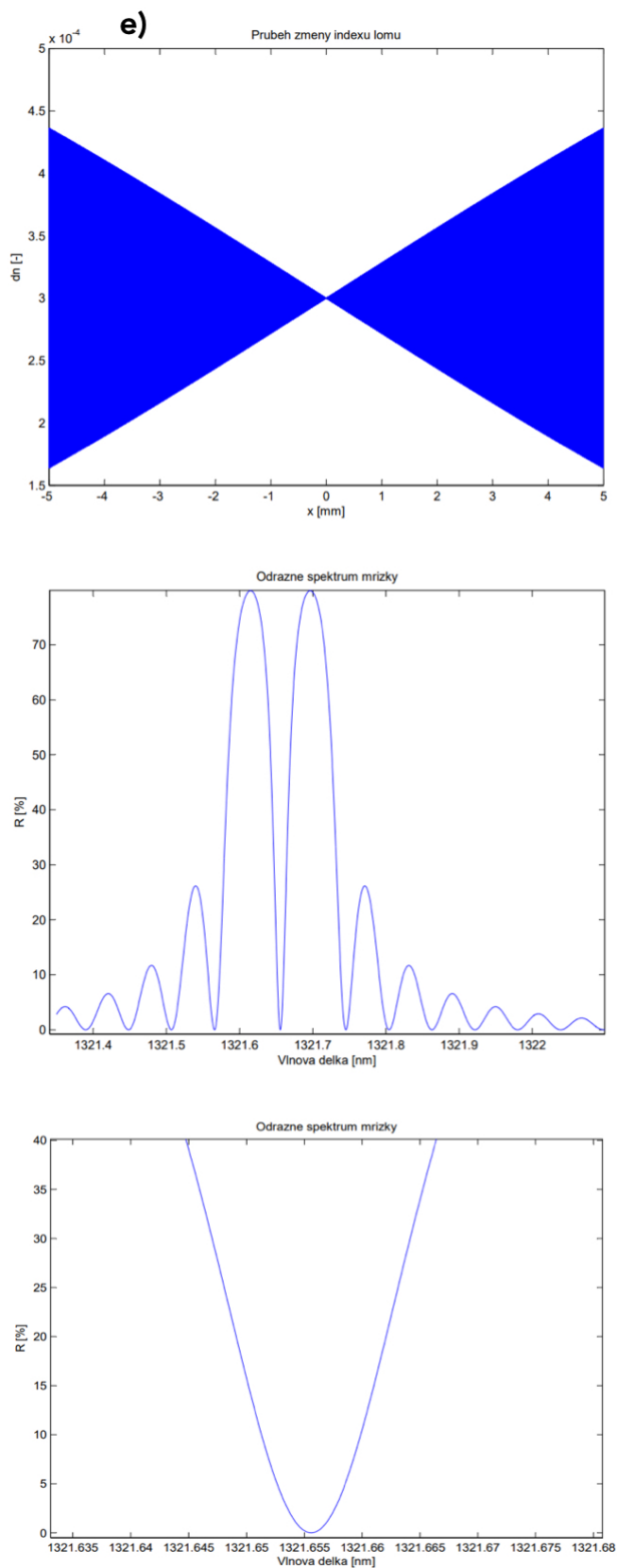


Obr. 5.14: Průběh indexové modulační, spektrum intenzitního odrazu a detail spektra centrálního poklesu odrazivosti v antisymetrické Moaré struktuře pro strmosti  $dK$  rozdílu fáze průběhů indexu lomu primární a sekundární mřížky

a)  $dK = 2, 2 \cdot (-2\pi/l_m)$ ,  $SAM_{238}$ ; b)  $dK = 2, 0 \cdot (-2\pi/l_m)$ ,  $SAM_{236}$



Obr. 5.15: Průběh indexové modulace, spektrum intenzitního odrazu a detail spektra centrálního poklesu odrazivosti v antisymetrické Moaré struktuře pro strmosti  $dK$  rozdílu fáze průběhů indexu lomu primární a sekundární mřížky c)  $dK = 1,75 \cdot (-2\pi/l_m)$ , SAM\_239; d)  $dK = 0,6 \cdot (-2\pi/l_m)$ , SAM\_230 – 01H



Obr. 5.16: Průběh indexové modulace, spektrum intenzitního odrazu a detail spektra centrálního poklesu odrazivosti v antisymetrické Moaré struktuře pro strmosti  $dK$  rozdílu fáze průběhů indexu lomu primární a sekundární mřížky  
 e)  $dK = 0,3 \cdot (-2\pi/l_m)$ ,  $SAM_{234H}$

Další faktor, ovlivňující účinek šumů při skenování je fakt, že skenováním hodnota minima detekované intenzity z centrálního poklesu odrazivosti neklesne k nule, ale bude mít tím vyšší hodnotu, čím širší je skenovací spektrum. Tuto skutečnost dokreslují na obr. 5.17 grafy spekter poklesu odrazivosti a skenů u *SAM\_230 – 01H* antisymetrické Moaré struktury. Zelené křivky představují signál ze skenování spektra převedený z časové do vlnové oblasti. Čím vyšší je hodnota zbytkového odrazu v centru spektra  $R_{SDmin}$ , tím vyšší bude příspěvek výstřelového šumu fotoproudu k termickému šumu, což následně rozšíří pásmo neurčitosti při stanovování extrému(minima) odrazivosti a tím zvětší i naši šumovou šířku spektra. Skenovanou šumovou šířku spektra centrálního poklesu tedy ovlivní jednak rozšíření centrálního poklesu odrazivosti skenováním  $\Delta\lambda_{SDFWHM}$  a také nárůst šumu zvýšením úrovně signálu v minimu odrazivosti skenováním. Vyjádřením obou vlivů máme:

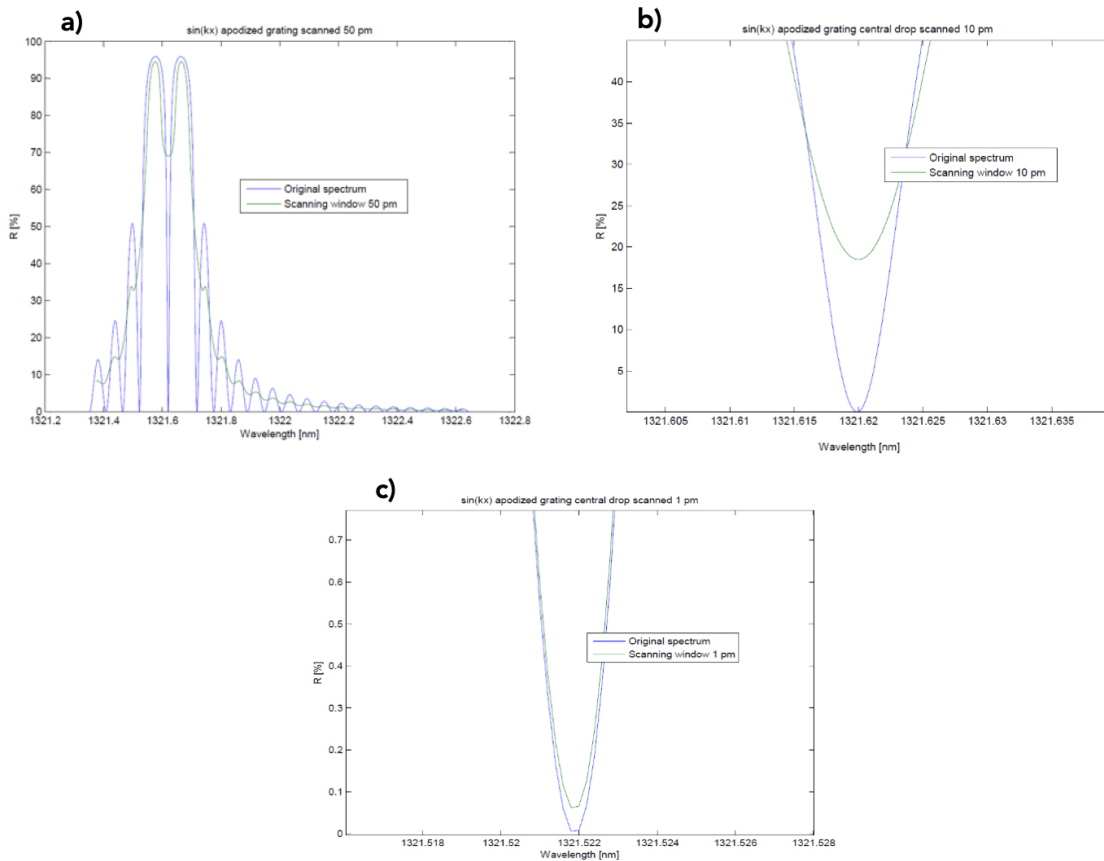
$$\begin{aligned}\Delta\lambda_{SDN} &= 0,0021 \cdot \Delta\lambda_{SDFWHM} + 0,066 \cdot \sqrt{R_{SDmin}} \cdot \Delta\lambda_{SDFWHM} = & (5.48) \\ &= (0,0021 + 0,066 \cdot \sqrt{R_{SDmin}}) \cdot \Delta\lambda_{SDFWHM},\end{aligned}$$

oproti šumové šířce spektra při skenování maxima odrazivosti (např. uniformní mřížky)  $\Delta\lambda_{SN} = 0,022 \cdot \delta\lambda_{SDFWHM}$ . Závislosti 5.48 dokumentují tabulka 5.6 a grafy na obrázku 5.17.

Je zřejmé, že pro využití velmi ostrého minima v centrálním poklesu odrazivosti u antisymetrického moaré k potlačení vlivu šumů při vyhodnocování spektra skenováním je třeba ke skenování zvolit zdroj s co nejužším spektrem. Použití skenovacího zdroje se spektrální šířkou  $\Delta\lambda_S = 0,01$  pm ( $1,25$  MHz) zhorší situaci vzhledem k ideálnímu případu s  $\Delta\lambda_S = 0$  neznatelně. Ve srovnání s referenční uniformní mřížkou typu 10-60 s optimálním skenováním můžeme s antisymetrickou Moaré strukturou dosáhnout šumovou šířku pásma i 30 krát nižší, 23 fm proti 0,707 pm, a také 30 krát nižší měřicí nepřesnosti 0,005 pm proti 0,15 pm u uniformní mřížky. Při šířkách skenovacího spektra pod 1 pm (125 MHz) získáváme stále šumovou šířku spektra menší než 40 fm a chyby měření výrazně pod 0,01 pm, což jsou oproti hodnotám uniformní mřížky stále o více než jeden řád lepší hodnoty. Pro šířky skenovacího spektra nad 1 pm šumová šířka spektra prudce roste a rostou i chyby měření. Budeme-li skenovat naši antisymetrickou Moaré strukturu zdrojem se spektrem 10 pm, šumová šířka spektra a chyby měření narostou natolik, že při použití jako měřicí struktura ztrácíme prakticky všechny přednosti ostrého centrálního minima antisymetrického Moaré vzhledem ke standardní uniformní mřížce.

Design č.	$\Delta n_{ph} [10^{-4}]$	$R_{max} [\%]$	$R_{SDmin}$	$\Delta_{SDFWHM} [pm]$	$\Delta_{DN} [pm]$	$\Delta_{SDN}(\Delta\lambda_S) [pm]$	$\sigma [pm]$
10-60 uniform	0,8	60,5	-	$(\Delta\lambda_{FWHM}) 63,8$	$(\Delta\lambda_N) 1,4$	$(\Delta\lambda_{SN}) 0,707(64 pm)$	0,144
<b>230-01H</b>	2,5	95,9	0,0	$10,6 (= \Delta\lambda_{DFWHM})$	0,022	0,023 (0,01pm; 1,25 MHz)	0,0047
<b>230-01H</b>	2,5	95,9	0,06	10,6	0,022	0,039 (1pm)	0,0079
<b>230-01H</b>	2,5	95,9	18,0	16,5	0,022	0,497 (10pm)	0,101
<b>230-01H</b>	2,5	95,9	69,0	50	0,022	2,85 (50pm)	0,582

Tab. 5.6: Skenovaná šumová šířka spektra maxima odrazivosti uniformní mřížky a spektrálního centrálního poklesu antisymetrické Moaré mřížky stejné délky  $l_m = 10$  mm



Obr. 5.17: Skenování spektra antisymetrické moaré struktury *SAM\_230-01H* zdroji s šířkou spektra  $\Delta\lambda_S$  a) 50 pm; b) 10 pm; c) 1 pm. Modře - původní spektrum, zeleně - skenované spektrum.

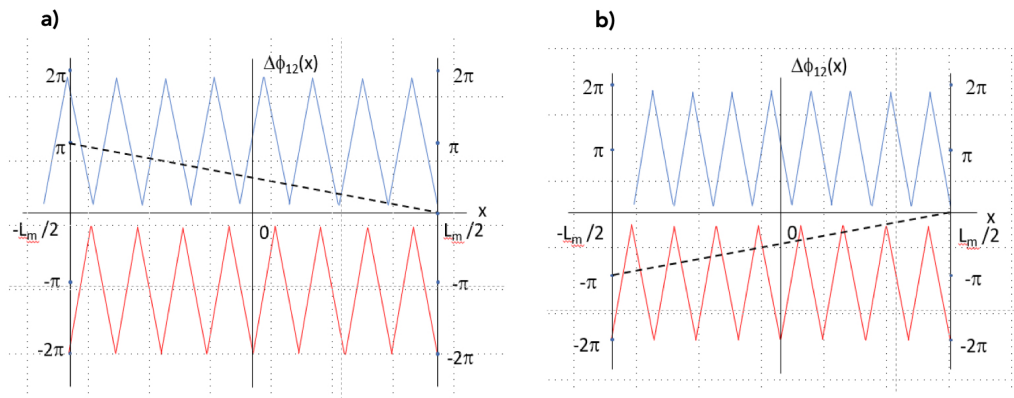


## 5.4 Nesymetrické dvojmřížkové Moaré struktury

K dokončení analýzy možností základních dvojexpozicičních Moaré struktur zbývá podrobit zkoumání nesymetrické struktury. U nich se ukazuje, podobně jako u osově centrálně symetrických struktur, tendence k potlačení postranních laloků. Nesymetrické struktury Moaré se vyznačují tím, že tvořící mřížky mají obecný fázový posuv ve středu struktury proti sobě  $\phi_S \neq \pm\pi$  a  $\phi_S \neq 0$ . Vyjdeme z analogie v symetrických strukturách, kde se sčítají odrazy mřížek bez fázového posunu. Tyto struktury vykazují nejvyšší potlačení postranních laloků v případě, kdy uzel Moaré koinciduje se začátkem mřížky. Tomu nasvědčují i závěry diskuse o apodizovaných mřížkách v odstavci 1.2., kdy vycházíme z předpokladu, že tvar indexové obálky moaré mřížky koinciduje s tvarem časového průběhu impulsové odezvy odrazu mřížky. A tedy, blížili se tvar obálky indexu lomu Gaussově funkci, její Fourierův obraz a tím i spektrum odrazu je opět blízký Gaussově funkci s monotónním klesáním průběhu od jediného maxima při Braggově frekvenci na obě strany frekvenční osy bez postranních maxim. Simulace ukazují, že tato okolnost má širší platnost podpořenou skutečností, že při existenci uzlu moaré na začátku struktury impulsová odezva zpočátku plynule (nikoliv skokem jako u uniformní mřížky) roste a růst se posléze zvrátí v pokles účinkem útlumu postupující vstupní vlny, jejíž energie postupně exponenciálně ubývá odrazem. V těchto strukturách tedy vždy vzniká impulsová odezva odrazu pozvolně narůstající, dosahující maxima a poté pozvolně klesající. Popsaný průběh je bližší ideálnímu Gaussovu průběhu než obdélníkovému. Frekvenční (a zprostředkovaně i vlnové) spektrum odrazu je pak dáno Fourierovým obrazem této impulsové odezvy, která je opět bližší Gaussovu tvaru než funkci  $\text{sinc}^2(v)$  (funkce s jedním hlavním maximem na Braggově vlnové délce a postupně tlumenými postranními maximy na obou stranách od hlavního maxima, která ke charakteristická pro obdélníkový průběh impulsové odezvy).

Soustředíme se tedy na zhodnocení chování struktur s Moaré uzlem na začátku mřížky. Taková struktura vznikne, když po expozici primární mřížky vlákno symetricky napneme či povolíme, čímž vznikne Moaré perioda  $\Lambda_m$  a perioda střídavých změn indexu lomu struktury  $\Lambda_{G12}$

$$\Lambda_m = \frac{\pi}{dK} = \frac{\Lambda_1 \cdot \Lambda_2}{(\Lambda_1 - \Lambda_2)}; \quad \Lambda_{G12} = \frac{2\pi}{(K_G + \frac{dK}{2})} \quad (5.49)$$



Obr. 5.18: Schéma vytvoření nesymetrické Moaré struktury s uzlem na začátku; a) povolání primární mřížky,  $dK < 0$  a posun vlákna o  $\Delta x = +\frac{\Lambda_{G12}}{2}$ , b) napnutí primární mřížky,  $dK > 0$  a posun vlákna o  $\Delta x = -\frac{\Lambda_{G12}}{2}$ .

Na délce mřížky  $l_m$  se vytvoří celkový úhel otočení fázového rozdílu moaré  $\Phi_m$

$$\Phi_m = \Delta\phi_{12}\left(\frac{+l_m}{2}\right) - \Delta\phi_{12}\left(\frac{-l_m}{2}\right) = dK \cdot l_m \quad (5.50)$$

K dosažení uzlu na začátku struktury, kdy platí  $\Delta\phi_{12}\left(\frac{-l_m}{2}\right) = \pm\pi$ , je nutno před expozicí sekundární mřížky posunout vlákno s primární mřížkou o

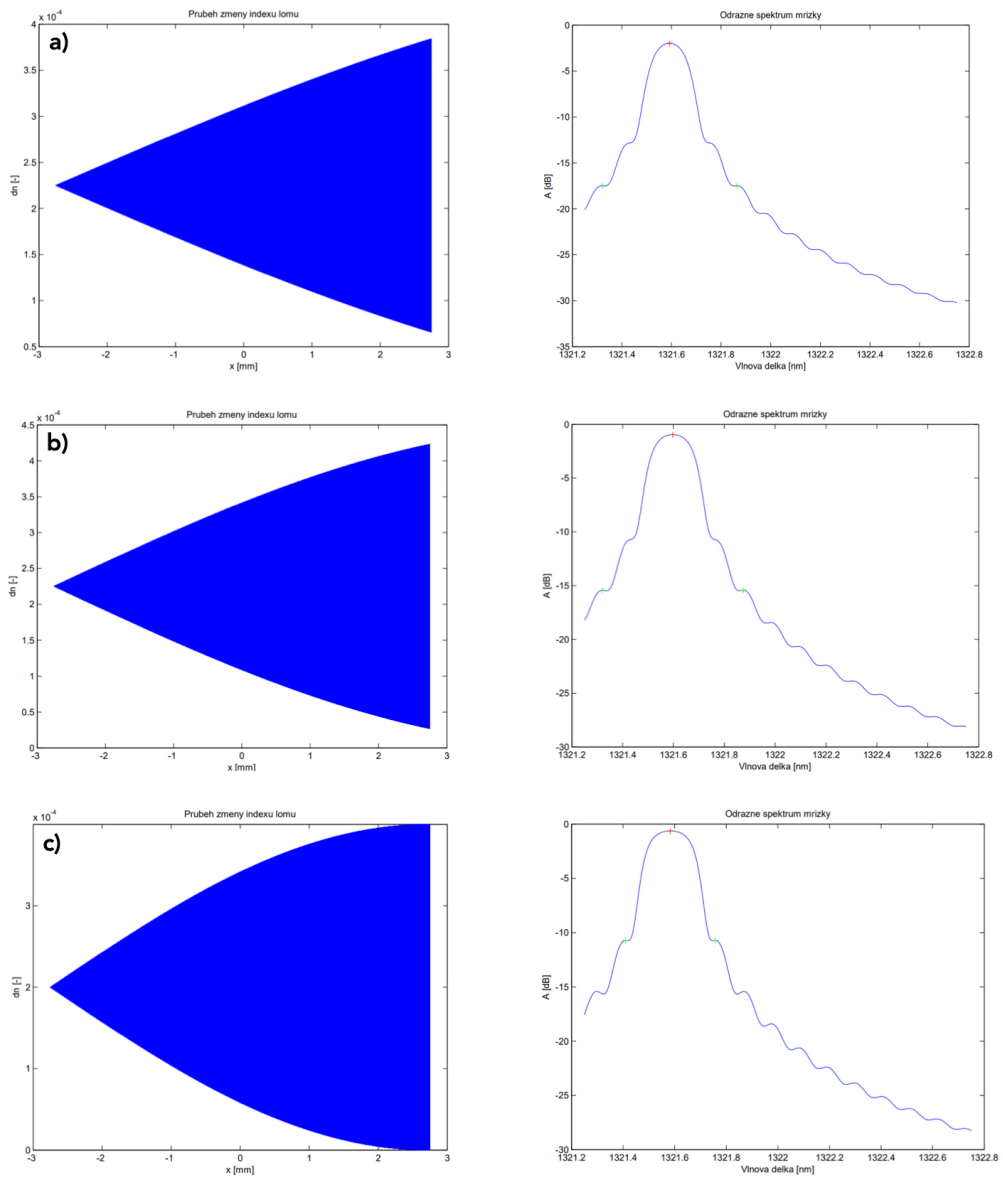
$$\Delta x = \frac{(\pi - \Delta\phi_{12}\left(\frac{-l_m}{2}\right))}{K_G + \frac{dK}{2}} = \frac{\pi - dK \cdot \left(\frac{l_m}{2}\right)}{K_G + \frac{dK}{2}} = (\pi + dK \cdot \left(\frac{l_m}{2}\right)) \cdot \frac{\Lambda_{G12}}{2\pi} \quad (5.51)$$

pro  $dK$  záporné (vlákno před sekundární expozicí povoleno) a

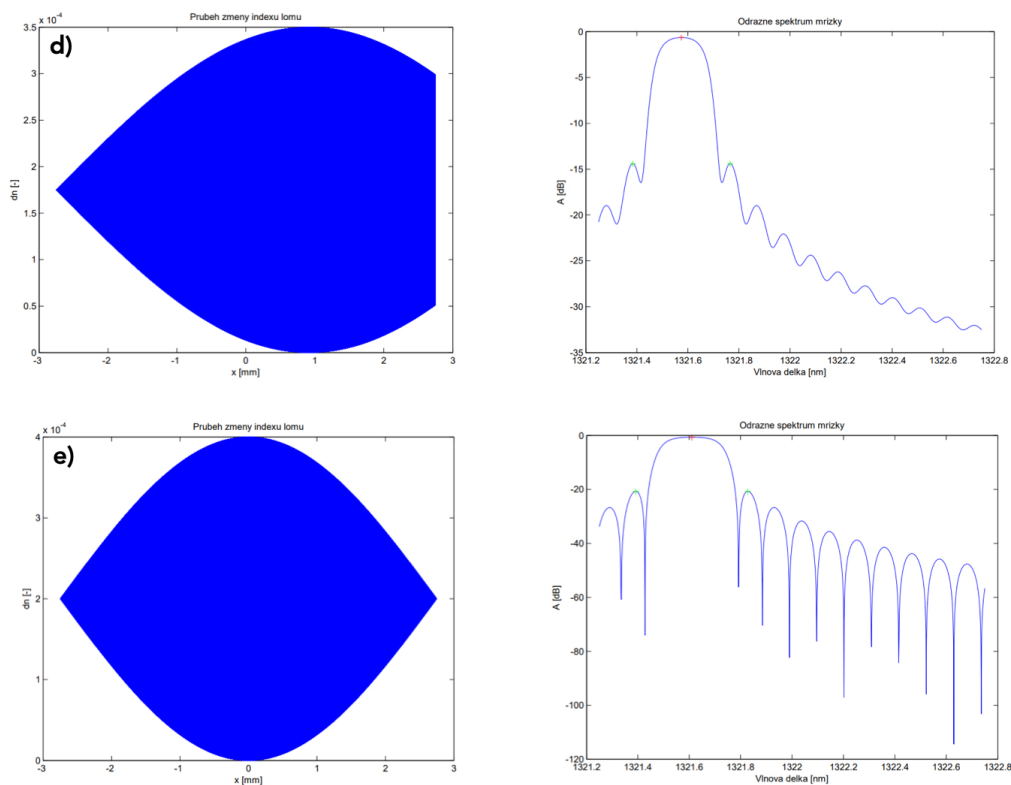
$$\Delta x = \frac{(-\pi - \Delta\phi_{12}\left(\frac{-l_m}{2}\right))}{K_G + \frac{dK}{2}} = \frac{-\pi - dK \cdot \left(\frac{l_m}{2}\right)}{K_G + \frac{dK}{2}} = (-\pi + dK \cdot \left(\frac{l_m}{2}\right)) \cdot \frac{\Lambda_{G12}}{2\pi} \quad (5.52)$$

pro  $dK$  kladné (vlákno před sekundární expozicí napnuto). Struktura získá fázové posunutí sekundární proti primární mřížce ve svém středu  $\phi_S = \pi + dK \cdot \frac{l_m}{2}$  pro  $dK$  záporné a  $\phi_S = -\pi + dK \cdot \frac{l_m}{2}$  pro  $dK$  kladné. Pro povolení/napnutí a posun platí schémata vytvoření moaré na obr. 5.18. Zde je znázorněna situace, kdy  $\Phi_m = -\pi$ ,  $\Lambda_2 - \Lambda_1$  (povolení),  $dK$  záporné a posun vlákna před sekundární expozicí  $\Delta x = +\frac{\Lambda_{G12}}{2}$  (obr. 5.18 a)) a  $\Phi_m = \pi$ ,  $\Lambda_2 < \Lambda_1$  (napnutí),  $dK$  kladné a posun vlákna před sekundární expozicí  $\Delta x = -\frac{\Lambda_{G12}}{2}$  (obr. 5.18 b)). Fázové posunutí mezi sekundární a primární mřížkou ve středu struktury  $\phi_S$  je zhruba fázový úhel, který svírají komplexní amplitudy odrazů od primární a od sekundární mřížky. Je-li úhel rozdílný od celočíselných násobků  $\pi$  pak je ztížen případ, kdy se tyto odrazy mohou vzájemně zcela odečítat. Ve spektru odrazu takové dvojmřížkové struktury se tedy nebudou vyskytovat nulové body či ostrá minima (popřípadě jejich výskyt bude redukován). Na obr. 5.19, 5.20 jsem uvedl struktury a vlastnosti nesymetrických Moaré mřížek s uzlem na začátku v  $x = -\frac{l_m}{2}$  a s hodnotami  $\Phi_m$  od  $-0,5\pi$  do  $-1,5\pi$ . Struktura s  $\Phi_m = -2\pi$  se stává symetrickou s centrální osovou symetrií. Je uvedena pro srovnání a posouzení významu nesymetrických struktur. Jako srovnávané struktury byly zvoleny struktury s malou délkou  $l_m = 5,5 \text{ mm}$  a vysokou odrazivostí  $R_{max} > 80\%$ . To jsou typické parametry měřících mřížek fixovaných v celé délce k podkladu, např. v konstrukcích deformačních senzorů. Krátká délka zde omezuje vznik nežádoucího čirpování struktury a polarizační anizotropie vyvolaných obvykle nerovnoměrným namáháním a deformacemi způsobenými fixací. Krátké a vysokoodrazné mřížky jsou typické vysokou úrovní amplitudy postranních maxim odrazu, což je jeden z faktorů komplikujících jejich použití. Tuto nežádoucí vlastnost můžeme pozorovat ve spektru uniformní mřížky se stejnou délkou a odrazivostí jako Moaré struktury ukázaném na obr. 5.21. Návrh všech struktur uvedených v obr. 5.19, 5.20

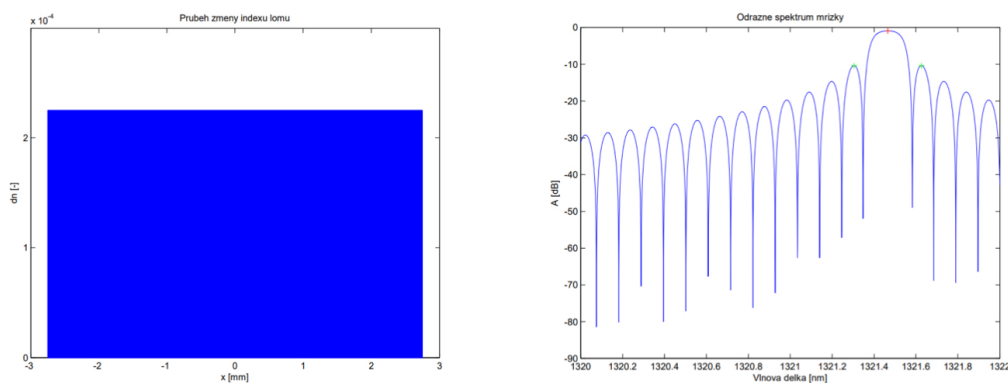
a v tabulce 5.7 vychází ze schématu z obr. 5.18 a) se zápornou hodnotou  $dK$  a  $\Delta\phi_{12}(\frac{-lm}{2}) = \pi$ . Výjimkou je právě struktura  $SAM\_01$ , zmíněná uniformní mřížka, totožná s primární mřížkou apodizovaných struktur  $SAM\_1 - 01$  a  $SAM\_2 - 01$ . Její průběh indexu lomu a reflexní spektrum ukazuje obr. 5.21.



Obr. 5.19: Amplituda indexu lomu a odrazné spektrum nesymetrických Moaré struktur s délkou  $l_m = 5,5$  nm,  $\Delta\phi_{12}(\frac{-l_m}{2}) = \pi$  a rozdílnými hodnotami  $\Phi_m$ ; a)  $\Phi_m = -0,5\pi$ ; b)  $\Phi_m = -0,7\pi$ ; c)  $\Phi_m = -1\pi$



Obr. 5.20: Amplituda indexu lomu a odrazné spektrum nesymetrických Moaré struktur s délkou  $l_m = 5,5$  nm,  $\Delta\phi_{12}(\frac{-l_m}{2}) = \pi$  a rozdílnými hodnotami  $\Phi_m$ ; d)  $\Phi_m = -1,5\pi$ ; e)  $\Phi_m = -2\pi$



Obr. 5.21: Indexová struktura a odrazné spektrum uniformní mřížky  $SAM\_01$  totožné s primární mřížkou struktur  $SAM\_2 - 01H$  a  $SAM\_1 - 01H$

Design č.	$\Delta n_{\text{ph}} [\cdot 10^{-4}]$	$dK [(-2\pi/l_m)]$	$R_{\text{max}} [\%]$	$\Delta\lambda_{\text{DFWHM}} [\text{pm}]$	OSNR [dB]
SAM_2-01H	4,5	0,25	63,50	163,37	-
SAM_1-01H	4,5	0,35	80,27	192,98	-
SAM_7-01H	4,0	0,5	86,38	196,0	15,5
SAM_6-01H	3,5	0,75	86,2	205,37	13,76
SAM_6-02H	4,0	1,0	86,38	227,43	20,08
SAM_01	2,25	0	80,6	154,8	9,45

Tab. 5.7: Vlastnosti nesymetrických Moaré struktur pro potlačení postranních maxim

Z obr. 5.19, 5.20 a tabulky Tab 5.7 vidíme, že průběhy reflexivity pro struktury SAM\_2 – 01 a SAM\_1 – 01 ztrácí mimo hlavní maximum charakter postranních maxim a reflexivita klesá téměř monotónně, byť s periodicky se měnící strmostí při vlnové délce vzdalující se od maxima. Postranní maxima se začínají objevovat od  $|dK| = 0,5$  a výš. Je vidět, že právě pro tuto redukci postranních maxim mohou být nesymetrické Moaré struktury s malým  $dK$  a uzlem na začátku struktury s výhodou využitelné.

## 5.5 Trojmřížkové Moaré apodizace

Rozšířením postupů pro vytváření a využití Moaré struktur generovaných překrytím dvou uniformních mřížek prezentovaných v oddílech 5.1 až 5.4 se dostáváme k možnostem generovat složitější, mřížkové struktury překrytím více základních mřížek. Praktické využití této myšlenky je však limitováno přísnými požadavky na teplotní a mechanickou stabilitu celého procesu postupné několikanásobné expozice základních vzájemně přesně polohovaných superponovaných uniformních struktur. Značnou roli v těchto podmínkách hraje časová stabilita příčného pole expozičního UV svazku, která se zdá být v současnosti nejprísnějším omezením pracoviště pro expozici mřížkových struktur přes fázovou masku, kde jsou také prováděny experimentální práce navazující na výsledky mé práce. Ukazuje se, že zvyšování počtu následných expozic vede k růstu nestabilit a ztráty opakovatelnosti experimentů. Z těchto praktických důvodů se soustředíme na Moaré struktury generované trojmřížkovým překrytím, kde ještě lze dosáhnout dobré shody experimentu s teorií. Vyjděme z poněkud rozvinuté goniometrické ekvivalence při superpozici konstantní kladné úrovně a tří harmonických funkcí se symetricky rozloženými úhlovými frekvencemi (fázovými konstantami)  $K_1, K_2, K_3$  a periodami  $\Lambda_1, \Lambda_2, \Lambda_3$ :

$$\begin{aligned}
K_1 = \frac{2\pi}{\Lambda_1}; K_3 = \frac{2\pi}{\Lambda_3}; K_2 = \frac{2\pi}{\Lambda_2} = K_{13} = \frac{(K_1 + K_3)}{2} &= \pi \cdot \frac{(\Lambda_1 + \Lambda_3)}{\Lambda_1 \cdot \Lambda_3} = & (5.53) \\
&= K_1 + \frac{dK_{13}}{2}; \\
dK_{13} = K_3 - K_1 = 2\pi \cdot \frac{\Lambda_1 - \Lambda_3}{\Lambda_1 \cdot \Lambda_3}; \Lambda_2 &= \frac{2 \cdot \Lambda_1 \cdot \Lambda_3}{\Lambda_1 + \Lambda_3}
\end{aligned}$$

Amplitudy těchto tří harmonických funkcí a velikost konstantní úrovně volme v souladu s fotorefrakční změnou při zápisu uniformní harmonické mřížky UV expozicí přes fázovou masku, kdy ve zidealizovaném případě bez difrakcí vyšších řádů získáváme vždy průběh změn indexu lomu po expozici ve formě:

$$\Delta n_{co}(x) = A \cdot (1 + \sin(K_G \cdot x + \phi_p)),$$

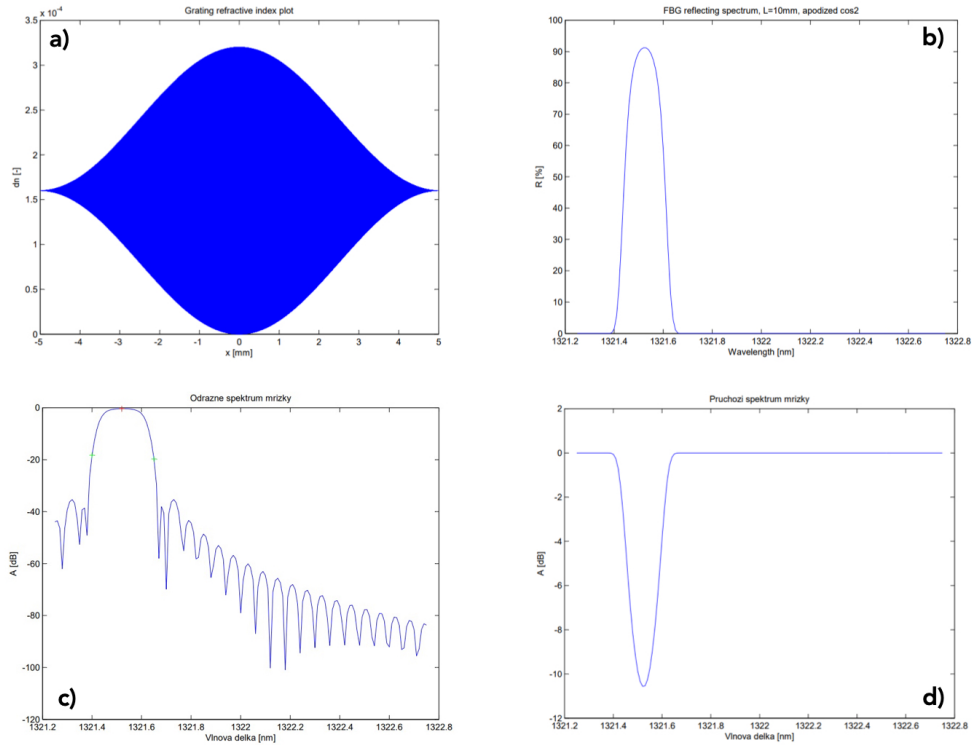
viz rovnice 5.1 a 5.2. Ukažme tedy symetrickou situaci tří superponovaných expozic soufázových harmonických průběhů změn indexu lomu s amplitudami

$$\begin{aligned}
\left(\frac{A}{2}\right) \cdot \left\{1 + \cos\left(\frac{K_1 + K_3}{2}x\right)\right\} + \left(\frac{A}{4}\right) \cdot \left\{1 + \cos(K_1x)\right\} + \left(\frac{A}{4}\right) \cdot \left\{1 + \cos(K_3x)\right\} &= \\
= A \cdot \left\{1 + \cos^2\left(\frac{K_1 - K_3}{4}x\right) \cdot \cos\left(\frac{K_1 + K_3}{2}x\right)\right\} & (5.54)
\end{aligned}$$

Získáváme zde harmonickou funkci s fázovou konstantou  $K_{13} = \frac{K_1 + K_3}{2}$  položenou na konstantní úrovni A s amplitudou modulovanou funkcí  $A \cdot \cos^2\left(\frac{dK_{13} \cdot x}{4}\right)$ . Takovou situaci vidíme na obr. 5.22. Jde o případ vyznačující se tím, že všechny tři tvořící mřížky mají vzájemný fázový posuv ve středu struktury proti sobě  $\phi_S = 0$ , jsou tedy ve středu soufázové. Dále zde platí pro fázové konstanty tvořících mřížek a pro fázové rozdíly na okrajích struktury

$$\Delta\phi_{12}\left(\frac{-l_m}{2}\right) = +\pi \text{ a } \Delta\phi_{12}\left(\frac{l_m}{2}\right) = -\pi; \quad dK_{12} = \frac{-2\pi}{l_m} \quad (5.55)$$





Obr. 5.22: Trojmřížková centrálně osově symetrická Moaré struktura s uzly na okrajích, design *SAM\_22*. a) průběh amplitudy změn indexu lomu; b) reflexní spektrum; c) reflexní spektrum v logaritmické míře; d) transmisní spektrum struktury

$$\Delta\phi_{23}\left(\frac{-l_m}{2}\right) = +\pi \text{ a } \Delta\phi_{23}\left(\frac{l_m}{2}\right) = -\pi; \quad dK_{23} = \frac{-2\pi}{l_m}$$

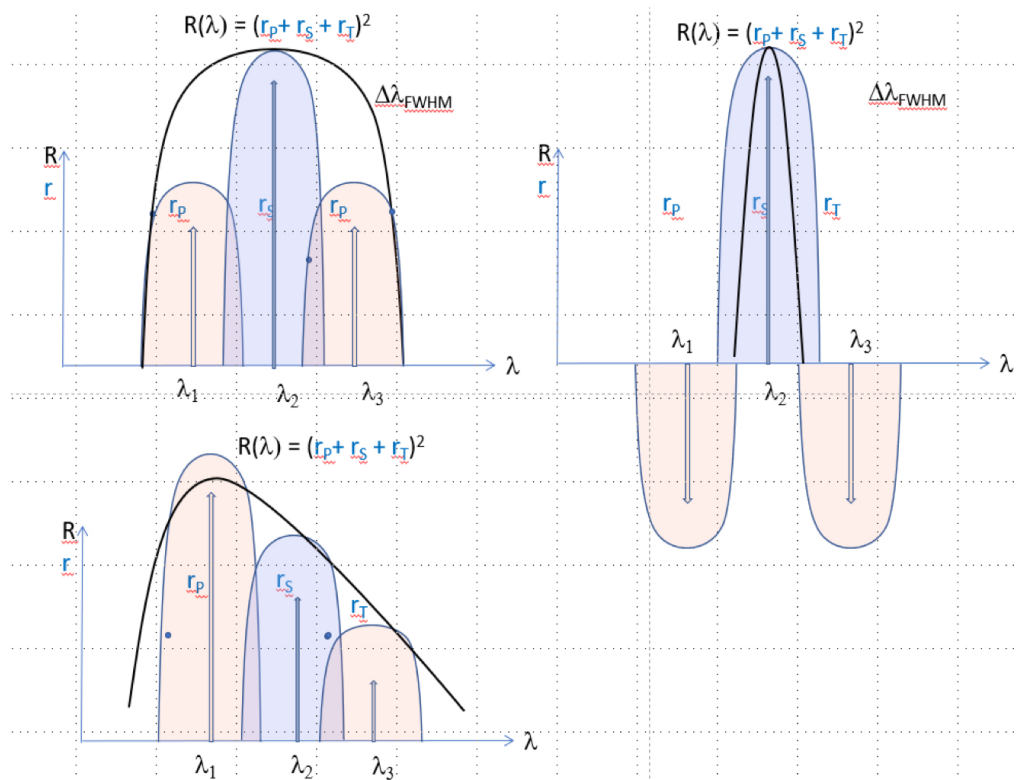
$$\Delta\phi_{13}\left(\frac{-l_m}{2}\right) = +2\pi \text{ a } \Delta\phi_{13}\left(\frac{l_m}{2}\right) = -2\pi; \quad dK_{13} = \frac{-4\pi}{l_m} \quad (5.56)$$

Jak ukazují fázové rozdíly  $\Delta\phi_{13}\left(\frac{\pm l_m}{2}\right)$ , interference mřížek 1 a 3 je na okrajích struktury konstruktivní a Moaré 13 interferuje destruktivně s mřížkou 2. Zvolený poměr amplitud mřížek 1, 2 a 3 zajistí vznik Moaré uzlů na okrajích struktury  $x = \frac{\pm l_m}{2}$ , jak ukazuje obr. 5.22. a). Logaritmické reflexní spektrum (obr. 5.22. c) této trojmřížkové struktury ukazuje silné potlačení postranních maxim. Průběh modulace indexu lomu zde opět splňuje podobnost průběhu modulace indexu lomu struktury s Gaussovou funkcí. Srovnání základních charakteristik této struktury s podobnou dvojmřížkovou strukturou *SAM\_14* z obr. 5.3 ukazuje tabulka Tab. 5.8.

Design č.	$R_{\max}$ [%]	$\lambda_B$ [nm]	SLS [dB]	$\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$ [pm]	dK [rad/mm]
SAM_14	74,56	1321,48	22,5	97,8	$-1,0 \cdot 2\pi/l_m$
<b>SAM_22</b>	<b>91,0</b>	<b>1321,52</b>	<b>36,0</b>	<b>168,9</b>	$-2,0 \cdot 2\pi/l_m$

Tab. 5.8: Srovnání osově symetrické dvoj a trojmřížkové struktury s uzly na okrajích

Srovnání ukazuje dramatický rozdíl v odstupu postranních maxim SLS mezi srovnávanými strukturami. Podobně výrazná zlepšení parametrů ve prospěch trojmřížkových struktur je možné očekávat i u dalších designů mřížek s praktickým využitím.



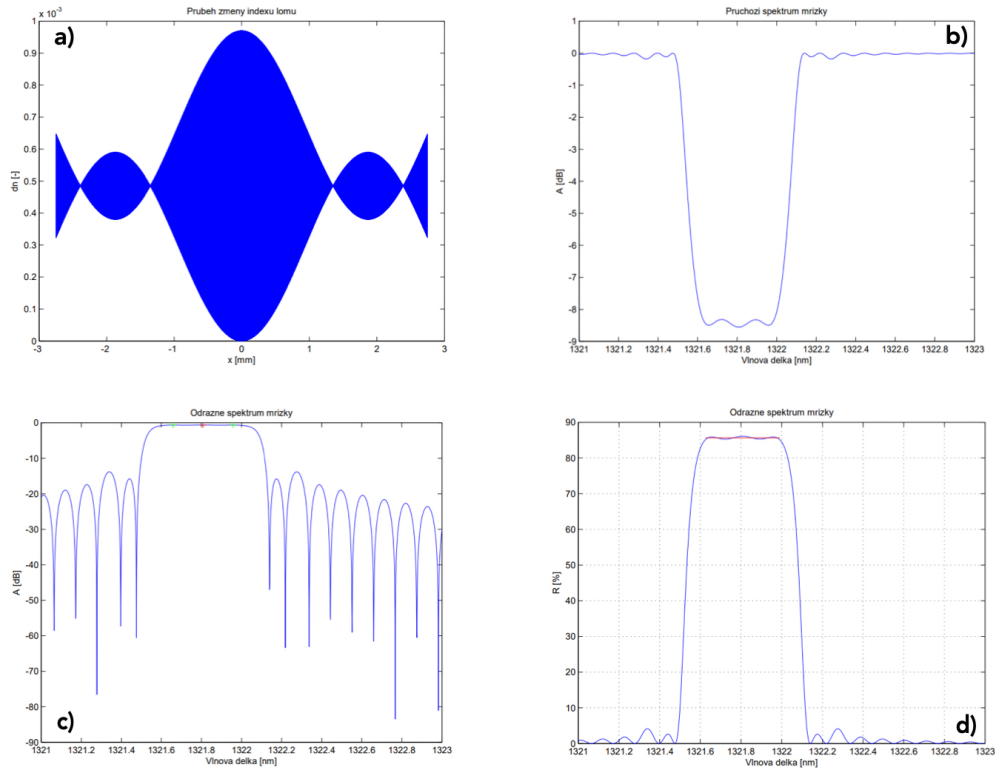
Obr. 5.23: Superpozice amplitudových spekter při trojmřížkové apodizaci: a) schema struktur s potlačeným SLS a struktur s plochým temenem odrazného spektra; b) schema struktur se zúženým hlavním maximem odrazného spektra; c) schema struktur s rampovým průběhem odrazného spektra

Obr. 5.23 ukazuje možnosti superpozice spekter generujících mřížek a typy struktur trojmřížkové apodizace, u nichž lze očekávat zlepšení aplikačních vlastností nebo novou kvalitu při jejich použití v senzorických strukturách. Schéma z obr 5.23 a ukazuje filosofii superpozice SAM\_22 z obr. 5.22 a rov. 5.54. Stejné schema s malou modifikací amplitud a fázových konstant využijeme také pro návrh trojmřížkové Moaré struktury s plochým temenem. Pro skládání spekter k získání co nejširšího

plochého temena je výhodné, aby FWHM šířky samotných tvořících mřížek byly co největší. Tuto vlastnost dosáhneme buď fyzickým zkrácením mřížky, nebo vysokou promodulovaností střídavé složky indexu lomu v mřížce, která vede k vysoké odrazivosti a ke zkrácení efektivní délky mřížky. V obou případech je rozšíření spektra provázeno zvýšením úrovně postranních maxim. Vycházejme z kompromisní hodnoty základního parametru mřížky, délky mřížky  $l_m = 6 \text{ mm}$ . Dalším výchozím parametrem návrhu je odrazivost a s ní spojená amplituda modulace indexu lomu střední generační mřížky  $\Lambda_2$ . S ohledem na potřebnou vyšší FWHM šířku tvořících mřížek volíme jako generační mřížku strukturu obdobnou mřížce  $SAM\_63 - 00H$  s modulací indexu lomu  $2 \cdot \Delta n_{AC} = \Delta n_{ph} = 3,75 \cdot 10^{-4}$  a odrazivostí  $R_{MAX} = 96,98 \%$ , viz tab. 5.3 a obr. 5.7. Intuitivní optimalizace struktury zahrnuje volbu a hledání parametrů  $K_1 \approx K_2 + dK$ ,  $K_3 \approx K_2 - dK$ ,  $\Delta n_{ph1} \approx \Delta n_{ph3}$  doplňujících mřížek a zpětná reiterace a korekce parametrů  $K_2$ ,  $\Delta n_{ph2}$ . Při konstrukci této apodizace se držíme symetričnosti struktury, která implikuje symetričnost odrazného spektra, se snahou zajistit rovnoměrné rozložení kladných a záporných odchylek průběhu temena spektra  $\delta R_{GS}(\lambda)$  od referenční hladiny  $R_{GS}$  s maximální hodnotou relativní odchylky spektra

$$dR = \frac{R_{GMAX} - R_{GS}}{R_{GMAX}} = \frac{R_{GS} - R_{GMIN}}{R_{GMAX}} = 0,005 \text{ (0,5\%)} \quad (5.57)$$

Tento přístup zajišťuje u hledané struktury maximalizaci vlnového intervalu  $\Delta\lambda_L$  s odchylkami spektra  $\delta R_{GS}(\lambda)$  nepřesahujícími zvolenou maximální relativní odchylku  $dR$ . Výsledkem časově náročného procesu desítek simulací při intuitivním optimalizačním postupu je struktura  $SAM\_699 - 04$  s charakteristikami, které ukazuje obr. 5.24



Obr. 5.24: Trojmřížková Moaré struktura  $SAM\_699-04$  s plochým temenem spektra odrazivosti; a) modulace indexu lomu; b) transmisní spektrum; c) reflexní spektrum v logaritmickém zobrazení; d) reflexní spektrum v lineárním zobrazení s referenční hladinou odrazivosti  $R_{GS}$  (červeně)

Optimalizované parametry struktury  $SAM\_699-04$  s plochým temenem spektra odrazivosti jsou uvedeny v tabulce Tab. 5.9. Obrázek 5.24 ukazuje, že optimalizovaná struktura dosahuje poměrně dobrý odstup postranních maxim a velký rozsah vlnových délek  $\Delta\lambda_L$ , kdy spektrum odrazu na temenu splňuje podmínku menší odchylky  $\delta R_{GS}(\lambda)$  než stanoví zadaná relativní odchylka  $dR$ .

Mřížka	$\Delta n_{ph} [\cdot 10^{-4}]$	$\phi_S$	$dK$ [rad/mm]
<b>1</b>	2,95	0	$dK_{12} = -1,47 \cdot 2\pi/l_m$
<b>2</b>	3,80	0	$dK_{23} = -1,47 \cdot 2\pi/l_m$
<b>3</b>	2,95	0	$dK_{13} = -2,94 \cdot 2\pi/l_m$

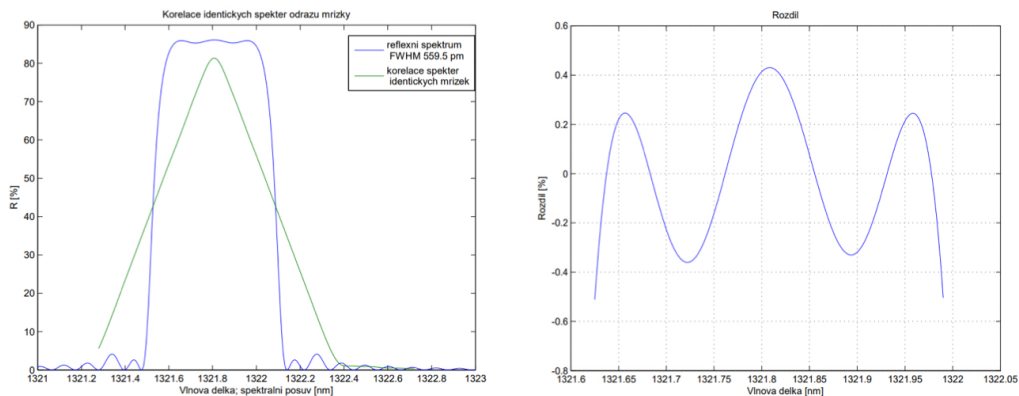
Tab. 5.9: Optimalizované parametry generačních mřížek struktury  $SAM\_699-04$  s plochým temenem spektra odrazivosti

Dosažené hodnoty ve srovnání s nejlepší získanou dvojmřížkovou apodizací s plochým temenem  $SAM\_63-134H$  prezentuje tabulka Tab 5.10. . Vidíme, že základní parametr, délka oblasti temena spektra  $\Delta\lambda_L$ , je u trojmřížkové struktury

vůči dvojmřížkové více než 1,5 násobná. Výrazně lepší je zde také odstup postranních maxim SLS a větší je i FWHM šířka hlavního maxima. Trojmřížková Moaré struktura SAM\_63-134H tak významně vyšší měrou naplňuje požadavky na sensorickou mřížku v aplikaci s amplitudových vyhodnocováním korelací s referenční mřížkou, viz odd. 3.1.2.

Design č.	dR [-]	$\Delta_{MAX}$ [%]	$\Delta_{MIN}$ [%]	$R_{GS}$ [%]	$\Delta\lambda_L$ [pm]	$\sigma$ [%]	$\Delta\lambda_{FWHM}$ [pm]	SLS [dB]
SAM_699_04	0,005	0,43	-0,51	85,57	365	0,25	559,5	13,3
SAM_63-134H	0,005	0,470	-0,632	93,43	237	0,145	407,1	10,7

Tab. 5.10: Srovnání dosažených vlastností Moaré struktur s plochým temenem spektra odrazivosti u trojmřížkové apodizace SAM\_699-04 a dvojmřížkové apodizace SAM\_63-134H

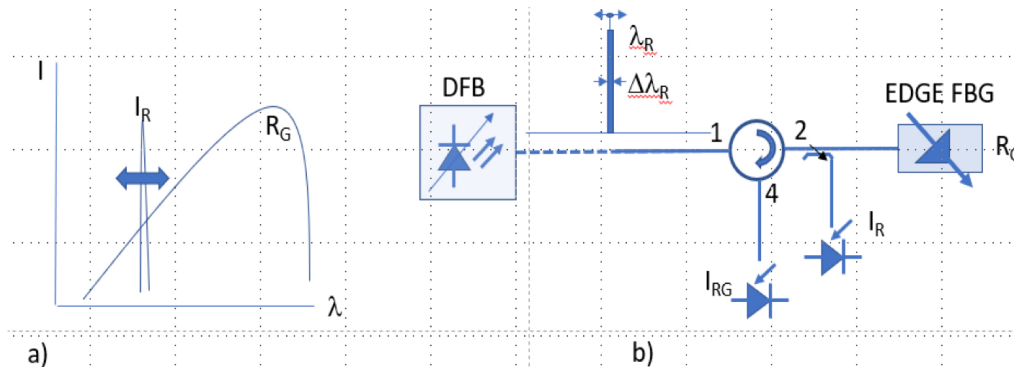


Obr. 5.25: Průběh autokorelační funkce překrytí spekter identických struktur měřící a referenční mřížky designu SAM\_699-04 a rozložení odchylky odrazného spektra  $\delta R_{GS}(\lambda)$

Průběh a linearitu této korelační funkce jakou získáváme při překrytí spekter identických struktur měřící a referenční mřížky spolu s rozložením odchylky odrazného spektra  $\delta R_{GS}(\lambda)$  navržené mřížkové struktury od konstantní referenční hladiny ukazuje obr 5.25.

Další aplikačně zajímavá struktura s potenciálem rozšíření měřících aplikací s Braggovými mřížkami je struktura s rampovým průběhem spektra odrazivosti. Její použití se ukazuje výhodné v sensorických soustavách s amplitudovým vyhodnocováním pomocí rampového filtru, jak diskutuje odd. 3.1.1 a ukazuje obr.3.1. Tyto soustavy jsou vhodné pro měření rychle proměnných veličin se spektrálním rozsahem časových změn v oblasti stovek Hz až stovek kHz. Rozsah měření vlnového posuvu mřížky je zde požadován v řádu několika nanometrů. Tento rozsah musí pokrýt nejen posuv spektra měřící mřížky měřenou veličinou (obvykle několik desetin nm) ale i posun spektra měřící mřížky parazitními vlivy – zejména teplotou

(obvykle jeden až dva nm s charakterem pomalých časových změn do 1 Hz). Takto velký rozsah rampové oblasti filtru se v této aplikaci obvykle zajišťuje pomocí kvadraticky čirpované mřížky s lineární oblastí poklesu odrazivosti. Byť jsou čirpované struktury realizovatelné expozicí interferenčního pole za fázovou maskou, realizace trpí parazitními rezonancemi a interferencemi objevujícími se při expozici za maskou kvůli značnému požadovanému vlnovému rozsahu. Návrh čirpované struktury, na niž jsem se podílel v [16], je ale svou specifickou problematikou mimo zaměření této práce. Vícemřížková Moaré apodizovaná struktura však dovoluje také získat tvar spektra s nesymetrií strmosti hran hlavního maxima. Šířku oblasti s kvazilineárním poklesem odrazivosti zde lze očekávat v řádu několika set pm. Tento rozsah je dostatečný pro pokrytí měření samotného vlivu rychle proměnné měřené veličiny (obvykle tahu, tlaku, deformace), nikoliv pro pokrytí vlivu měřené veličiny i parazitního vlivu teploty. Modifikací schématu amplitudového měření s využitím rampového filtru z obr. 3.1 získáváme zapojení, kdy struktura s rampovým průběhem odrazivosti přebírá roli měřící mřížky a je ozařovaná referenčním čarovým spektrem generovaným pomalu přeladovanou laserovou diodou, jak ukazuje obr. 5.26. Pomalé parazitní teplotní změny podněcující teplotní drift/posuv spektra měřící struktury jsou tu kompenzovány adekvátním přeladěním referenční laserové diody tak, aby její



Obr. 5.26: Amplitudový interogátor pro snímání rychlých dějů rampovou mřížkou s kompenzací teplotního driftu přeladováním referenčního zdroje; a) Konvoluce spekter měřící mřížky  $R_G$  a referenčního zdroje  $I_R$ ; b) schema optické sestavy interogátoru s komparací měřícího signálu  $I_{RG}$  a referenčního signálu  $I_R$

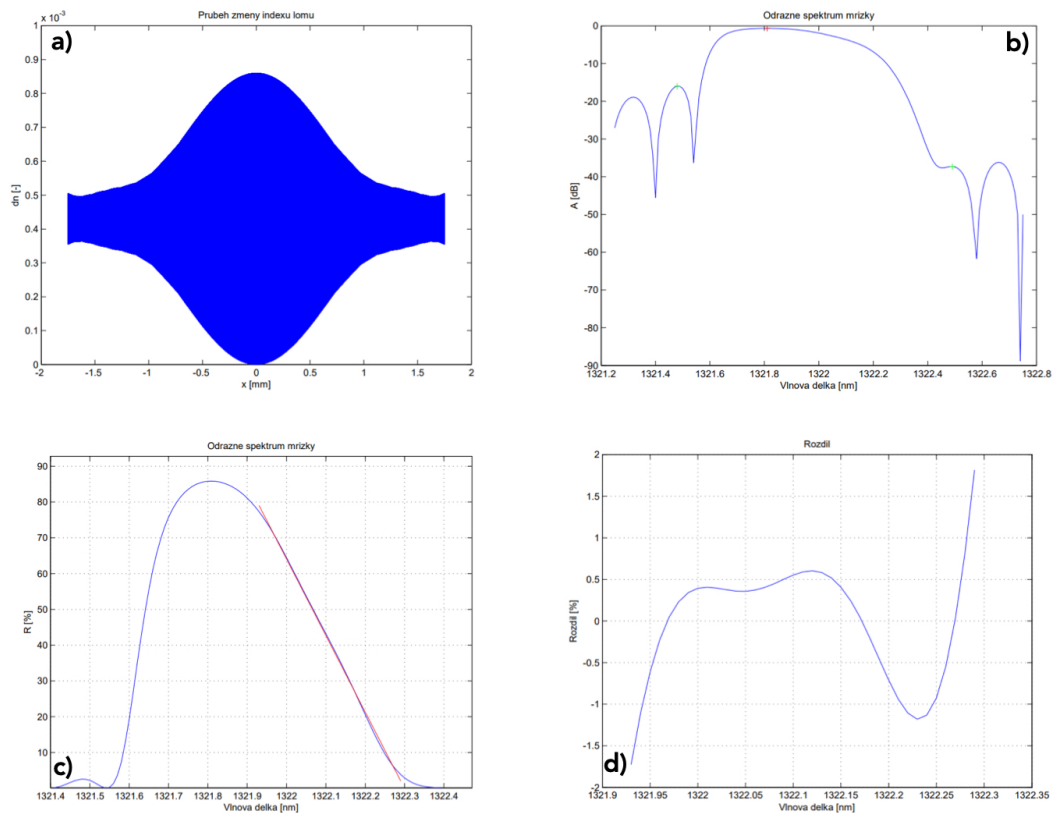
vlnová délka sledovala plovoucí vlnovou polohu bodu s poklesem  $-3\text{dB}$  ( $0,5 \times R_{MAX}$ ) na hraně spektra teplotně driftující měřící rampové mřížky. Tímto způsobem lze limitovat požadavky k šířce lineární oblasti rampového intenzitního měření posuvu spektra toliko na pokrytí vlnových posuvů měřenou veličinou, tj. na rozsah vlnových délek několika set pikometrů. Trojmřížková Moaré struktura splňující uvedený požadavek na rozsah vlnového oboru kvazilineárního poklesu odrazivosti vychází z

filosofie skládání Moaré na obr. 5.23 c). Jde o nesymetrickou apodizaci a modelování i experimenty ukázaly, že při superpozici a fázorovém sečítání amplitud odrazů z jednotlivých generačních mřížek hrají podstatnou roli fázové posuvy jednotlivých odrazů závislé na odstupu vlnové délky od maxima odrazivosti příslušné generační mřížky. Tato komplexní chování odrazů jednotlivých generačních mřížek vedoucí ke vznikům lokálních extrémů na spektrální křivce se daří potlačit pouze u krátkých a vysoce odrazných mřížek. Zde jsou totiž zmíněné fázové změny odrazu s vlnovou délkou dostatečně pozvolné a nevytváří spektrálně selektivní interference mezi generačními mřížkami. Reprezentantem takové nesymetrické trojmřížkové Moaré s rampovým průběhem spektra odrazu je design SAM\_211,

Mřížka	$\Delta n_{\text{ph}} [\cdot 10^{-4}]$	$\phi_{\text{S}}$	$dK$ [rad/mm]
<b>1</b>	4	0	$dK_{12} = -1,2 \cdot 2\pi/l_m$
<b>2</b>	3,5	0	$dK_{23} = -1,3 \cdot 2\pi/l_m$
<b>3</b>	1,1	0	$dK_{13} = -2,5 \cdot 2\pi/l_m$

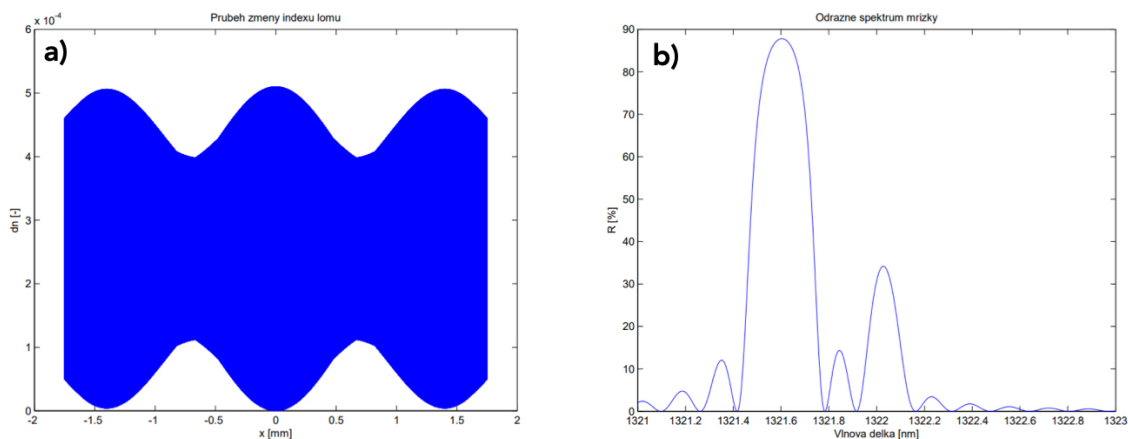
Tab. 5.11: Nesymetrická trojmřížková Moaré struktura s rampovým průběhem spektra odrazivosti SAM\_211

s délkou difrakční struktury  $l_m = 3,5$  mm. Charakteristiky této struktury ukazuje obr.5.27 a tabulka Tab. 5.11. Z obr. 5.27 c) a d) vidíme, že průběh hrany spektra struktury sleduje přímku s odchylkou menší než 1,5 % na intervalu  $\Delta\lambda_L = 360$  pm, s maximální odrazivostí v lineární oblasti cca 80 % a s minimální odrazivostí v lineární oblasti cca 3 %. Minimální a maximální odrazivost v lineárním rozsahu rampové části spektra dává poměr 26,7:1, což je velmi povzbudivá hodnota. Na obr. 5.28. vidíme základní charakteristiky prvních dvou kroků tvorby apodizace, kdy jsou exponovány mřížky 1 a 3. Tato fáze se ukazuje jako významný diagnostický bod při tvorbě mřížky, který může odhalit neregulárnosti celého procesu realizace apodizované struktury. V druhém kroku je pak exponována mřížka 2 a sledováním vývoje spektra při on line měření regulujeme optimální expozici. Vzniklá struktura je příkladem úspěšného použití Moaré apodizace v senzorickém systému. Sensorický systém s amplitudovým vyhodnocením posuvu spektra měřící Braggovy mřížky modifikovaný podle obr. 5.26 b), využívající rampovou trojmřížkovou Moaré strukturu, byl navržen pro komerční využití při snímání rychlých pulsních deformačních dějů v dopravní infrastruktuře.



Obr. 5.27: Trojmřížková nesymetrická Moaré struktura s rampovým průběhem odrazného spektra SAM\_211; a) průběh modulace indexu lomu struktury; b) logaritmické reflexní spektrum; c) reflexní spektrum v lineárním měřítku s lineární aproximací hrany (červeně); d) průběh odchylky od lineární aproximace





Obr. 5.28: Moaré generálních mřížek 1 a 3 struktury SAM\_211; a) průběh modulace indexu lomu; b) reflexní spektrum v lineárním měřítku

Další strukturou na níž se soustředíme, strukturou vznikající procesem trojmřížkové Moaré apodizace, je mřížka vykazující co nejostřejší hlavní maximum v odrazném spektru. V odd. 3.3.2 jsem analyzoval faktory významné pro návrh mřížkových struktur vhodných k aplikaci jako měřicí mřížky ve snímacím systému se skenovacím způsobem vyhodnocování posuvu spektra měřicí mřížky. Kromě definování šumové šířky spektra a skenované šumové šířky spektra jsme došli k závěrům požadujícím minimalizaci FWHM šířky spektra měřicí mřížky. Zjistili jsme také, že maximální hodnotu odrazivosti měřicí mřížky je vhodné držet v intervalu  $R_{max} \in \langle 50\%; 70\% \rangle$ . V kapitole 5.3 jsme studovali antisymetrické dvojmřížkové Moaré apodizace s ostrým poklesem odrazivosti uprostřed hlavního maxima s cílem využít tento ostrý pokles k přesnějšímu měření posuvu spektra skenováním. V tabulce Tab. 5.6. jsem porovnal skenovanou šumovou šířku spektra uniformní mřížky a šumovou šířku spektra spektrálního centrálního poklesu antisymetrické Moaré mřížky stejné délky  $l_m = 10$  mm s optimalizovaným designem pro zajištění nejmenší šířky centrálního poklesu odrazivosti. Zjistili jsme, že šumovou šířku spektra měřicí struktury lze použitím antisymetricky apodizované mřížky (design **230-01H**) stejné délky a odrazivosti jako uniformní mřížka snížit až 30x, a stejným poměrem, 30x, zvýšit přesnost měření. Bohužel reálné použití antisymetricky apodizovaných mřížek má svoje omezení. Předně, k dosažení zmiňované vysoké přesnosti při měření je nezbytné použít skenovací (přeladitelný) zdroj s velmi úzkým spektrem, v tabulce Tab. 5.6 uvádím příklad se skenovacím spektrem šířky  $\Delta\lambda_{FWHM} = 0,01$  pm (1,25 MHz). Použití takového zdroje bude finančně nákladné a možnosti přeladění pro skenování omezené. Růst  $\Delta\lambda_{FWHM}$  u skenovacího zdroje do hodnoty 1 pm neznámá zásadní zhoršení přesnosti (jen cca 2x), ale při použití zdroje s  $\Delta\lambda_{FWHM} \gg 1$  pm prakticky ztrácíme výhody velmi úzkého poklesu odrazivosti a nízké šumové šířky spektra při měření.

Tak se děje ve skenovacích sensorických systémech s velkým rozsahem skenování, který dovoluje řadit několik měřících mřížek s odstupňovanými hodnotami  $\lambda_G$  seriově za sebe do jednoho vláknového měřicího kanálu. V těchto systémech je skenovací interogátor téměř vždy založen na použití přeladovaného F-P rezonátoru filtrujícího širokospektrální SLED nebo ASE zdroj a FWHM šířky spektra se pohybují od 10 do 80 pm i víc. Je zřejmé, že v těchto četných případech je účelné zamyslet se nad designem mřížkové struktury klasického typu s jedním dominantním maximem odrazivosti, s co nejmenší FWHM šířkou spektra, kde při skenování sdvojem s podobnou FWHM šířkou dochází k redukcí skenované šumové šířky spektra a k zvýšení přesnosti měření, tak jak ukazuje obr.3.11.

Takovou strukturou může být trojmřížková antisymetrická Moaré apodizace využívající schema superpozice tří amplitudových spekter z obr.5.23 b). Mřížky 1 a 3 při tomto postupu jsou horizontálně posunuty vůči středu mřížky 2 tak, že fázové rozdíly mřížek ve středu struktury jsou:

$$\phi_{S12} = \Delta\phi_{12}(x = 0) = \phi_{S32} = \Delta\phi_{32}(x = 0) = \pi \quad (5.58)$$

Symetrie struktury dále vyžaduje rovnost amplitud indexů lomů mřížek 1 a 3, zpravidla nižších než amplituda modulace indexu lomu mřížky 2 a rovnost odchylek fázových konstant mřížek 1 a 3 od mřížky 2:

$$dK_{12} = -dK_{32}. \quad (5.59)$$

Vycházejí z těchto předpokladů, získáme pro součet amplitud tří mřížek modifikovaný vztah k 5.54:

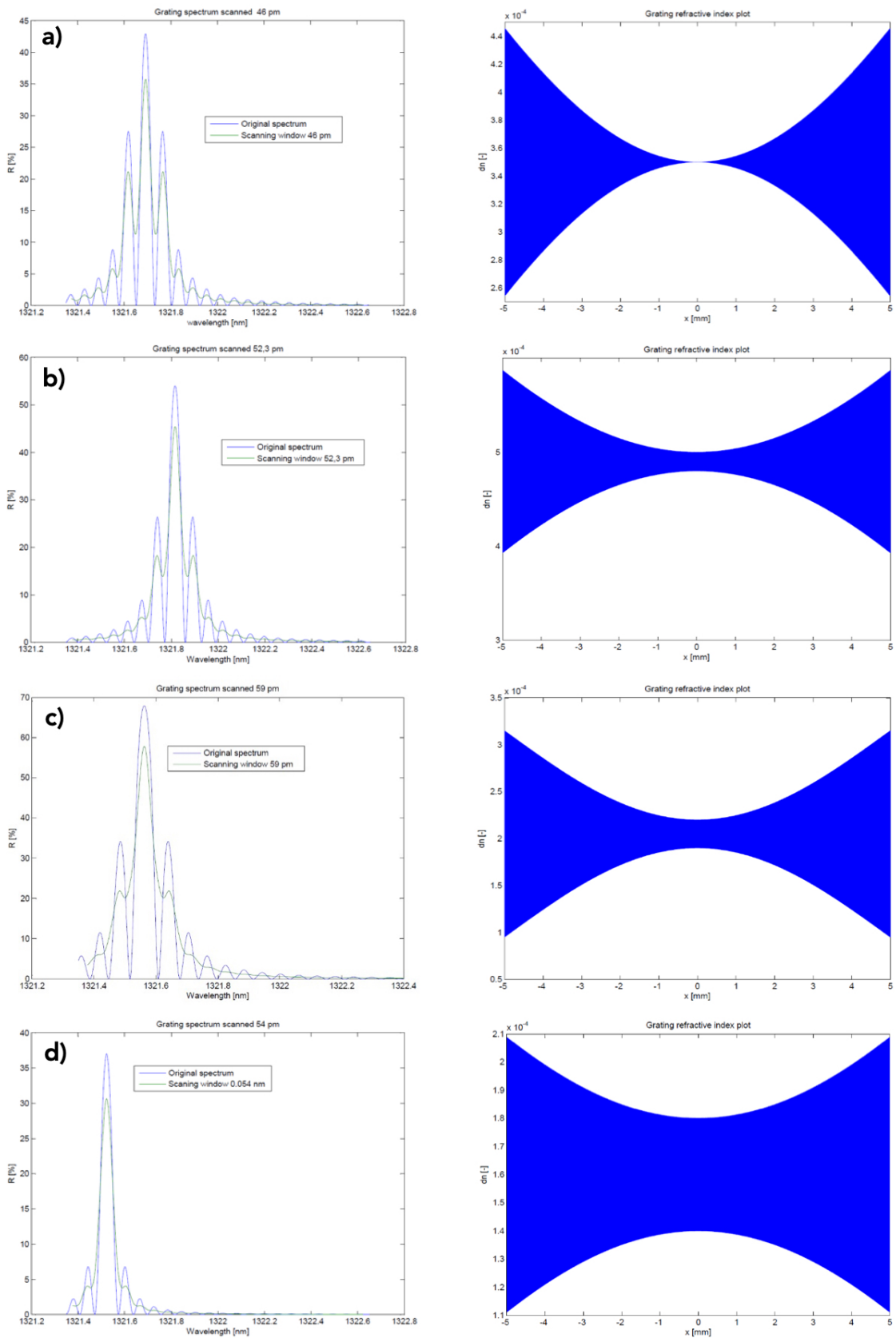
$$\begin{aligned} \Delta n(x) &= n_c + \Delta n_{ph} \left\{ 1 + \left( (1 - B) \sin^2 \left( \frac{K_1 - K_3}{4} x \right) + B \right) \cdot \cos \left( \frac{K_1 + K_3}{2} x \right) \right\} = (5.60) \\ &= n_c + \Delta n_{ph} \left\{ 1 + \left( (1 - B) \sin^2 (A \cdot \pi x / L) + B \right) \cdot \cos (2\pi x / \Lambda_G) \right\}; \end{aligned}$$

kde A, B a  $n_{ph}$  jsou návrhové konstanty struktury. Výsledky optimalizace trojmřížkových Moaré struktur s úzkým maximem odrazivosti okazuje obr. 5.29 a tabulka Tab. 5.12. Je zřejmé, že procesem antisymetrické apodizace dosáhneme žádaného zúžení hlavního maxima odrazivosti. Ke srovnání tabulka obsahuje data k referenční uniformní mřížce stejné délky a srovnatelné odrazivosti designu SAM\_10-60. Vidíme, že šumová šířka spektra i skenovaná šumová šířka spektra (skenování zde vždy reprezentuje korelační funkci vyšetřované mřížky a skenovacího spektra s FWHM šířkou shodnou se spektrem vyšetřované mřížky – tzv. optimální skenování) je u navržených struktur nižší než u referenční uniformní mřížky. Protiváhou je ale odstup postranních maxim – SLS a odstup postranních maxim při skenování –  $SLS_S$ . Parametr SLS lze dovodit z průběhů originálního spektra apodizovaných mřížek (na

obr.5.29 modře), parametr  $SLS_S$  vychází z průběhů korelace spektra apodizovaných mřížek s odpovídajícím spektrem skenovacího zdroje (na obr. 5.29 zeleně). Hodnoty těchto parametrů se zhoršují nepřímo úměrně ke zlepšování šumové šířky spektra. Pro reálné využití této struktury je třeba vždy provést důkladnou analýzu všech aplikačních podmínek a jim přizpůsobit volbu kompromisu mezi šumovou šířkou spektra a odstupem postranních maxim. Přijatelným kompromisem se jeví design SAM\_2250-13 s více než o třetinu zvýšenou přesností skenování a s přijatelnou hodnotou odstupů postranních maxim při skenování  $SLS_S$ , se kterou je nutno počítat při rozlišení hlavních maxim a při vzájemném ovlivnění spekter u sériového zapojení více měřících mřížek ve vlnovém multiplexu do jednoho skenovaného kanálu.

Design	A [-]	B [-]	$\Delta n_{ph} [x \cdot 10^{-4}]$	$R_{max} [%]$	SLS [dB]	$SLS_S$ [dB]	$\Delta\lambda_{GFWHM}$ [pm]	$\Delta\lambda_{G-0.0001}$ [pm]	$\Delta\lambda_{GS-0.0001}$ [pm]	$\sigma$ [pm]
10-60	0	1	0,4	60,5	10,8	> 30	63,8	1,30	0,78	0,16
2250-14	0,35	0	3,5	43	1,93	4	46,0	0,912	0,501	0,102
2250-13	0,28	0,1	5	54	2,93	8,6	52,35	1,06	0,583	0,119
2250-4	0,5	0,15	2,2	67,7	3,01	13,4	58,47	1,16	0,638	0,130
2250-9	0,5	0,2	1,6	57,2	4,76	17,6	57,15	1,18	0,652	0,133
2250-15	0,3	0,2	1,8	37	7,38	17	53,9	1,23	0,676	0,138
2250-2	0,6	0,25	1,5	68,2	4,4	> 30	62,65	1,26	0,693	0,141

Tab. 5.12: Srovnání parametrů uniformní mřížky 10\_60 s antisymetrickými trojmřížkovými Moaré apodizacemi s úzkým maximem odrazivosti



Obr. 5.29: Odrazné spektrum, korelace spektra při skenování a průběh modulace indexu lomu pro trojmřížkové Moaré struktury mřížek designu a) SAM\_2250-14, b) SAM\_2250-13, c) SAM\_2250-4 and d) SAM\_2250-15

Poslední trojmřížkovou Moaré strukturou, kterou se budeme zabývat, je nesy-  
metrická struktura obdobná mřížkám diskutovaným v oddíle 5.4. Dominantní vlast-  
ností je tu výrazné potlačení postranních maxim, které je v některých senzorických  
i komunikačních aplikacích striktně vyžadováno. Superpozice amplitudových spek-  
ter tří generačních mřížek zde vychází ze schematu na obr. 5.23 b). Za referenční  
mřížku považujeme mřížku č. 2, číslování mřížek 1, 2, 3 sleduje rostoucí vlnovou  
délku, nijak nesouvisí s pořadím expozice. Vycházíme z požadavku existence Moaré  
uzlu interference všech tří mřížek na začátku  $x = -l_m/2$  struktury. Uzlu je dosaženo  
destruktivní interferencí dvou mřížkových struktur – a) průběhu Moaré mřížek 1 a  
3, b) mřížky 2. Moaré mřížek 1 a 3 je fázovými posuvy mřížek 1 a 2 nastaveno tak,  
aby mělo maximum amplitudy v místě  $x = -l_m/2$ . Dále je třeba, aby struktura  
Moaře 1,3 byla v místě  $x = -l_m/2$  posunuta o  $-\Lambda_2/2$  vůči mřížce 2. K dosažení  
plně destruktivní interference je pak třeba, aby amplitudy indexivé modulace mří-  
žek 1 a 2 byly shodné a odpovídaly polovině amplitudy indexové modulace mřížky  
2. Schema této poněkud komplexní interference tří generačních mřížek a průběhy  
vzájemných fázových rozdílů mřížek podél struktury ukazuje obr. 5.30.

Při optimalizaci struktury jsem vycházel z obecného předpokladu, že vyšší délka  
struktury implikuje užší spektrum s nižšími postranními maximy, proto jsem zvolil  
délku struktury při horní mezi aplikačního intervalu  $l_m = 10$  mm. Odrazivost struk-  
tury v maximu je žádoucí zajistit poblíž středu aplikačního intervalu, tj. kolem 80  
%. Optimalizovanými veličinami jsou potom:

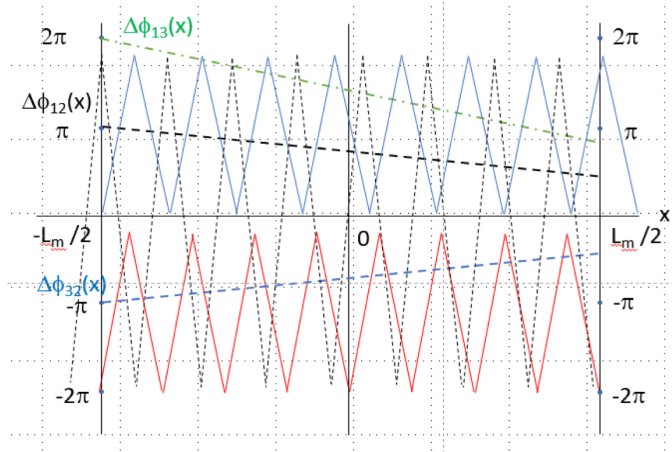
$$dK_{12} = -dK_{32} = 2 \cdot dK_{13}; \quad \Delta n_{ph1} = \Delta n_{ph3} = \frac{\Delta n_{ph2}}{2}; \quad \phi_{S12} = -\phi_{S32}$$

Výsledkem hledání řešení splňujících podmínky sestaveného zadání a vykazující vy-  
soké potlačení postranních maxim jsou parametry trojmřížkového Moaré, které shr-  
nuje tabulka Tab. 5.13

Mřížka	$\Delta n_{ph} [\cdot 10^{-4}]$	$\phi_s$	dK [rad/mm]
<b>1</b>	1,25	$\phi_{S12} = +0,7 \cdot \pi$	$dK_{12} = -0,3 \cdot 2\pi/l_m$
<b>2</b>	2,5	$\phi_{S2} = 0$	$dK_{13} = -0,6 \cdot 2\pi/l_m$
<b>3</b>	1,25	$\phi_{S12} = -0,7 \cdot \pi$	$dK_{32} = +0,3 \cdot 2\pi/l_m$

Tab. 5.13: Návrhové parametry trojmřížkové Moaré struktury SAM\_225-1 s vysokým potlačením postranních maxim v odrazném spektru

Nalezená mřížka je principiálně složena ze dvou substruktur. První substrukturou  
je uniformní mřížka č. 2 podle obr. 5.23 b), která je zde referenční. Dalším krokem je  
přidání druhé substruktury, kterou je fázově posunutá Moaré mřížek 1 a 3 se shodnou  
amplitudou. Fázové posuvy mřížek 1 a 2 vůči mřížce 3 a vůči sobě vzájemně a rozdíly



Obr. 5.30: Schema interference tří generačních mřížek a průběhy vzájemných fázových rozdílů generačních mřížek podél struktury SAM\_225-1 pro apodizaci s vysokým potlačením postranních maxim v odrazném spektru. Mřížka 1 - červená; mřížka 3 - modrá; mřížka 2 - čárkovaná černá

fázových konstant  $dK$  mřížek 1 a 3 od  $dK_2$  jsou uvedeny v tabulce Tab. 5.13. Z obr. 5.32 ukazujícího indexovou modulaci a spektrum odrazu substruktury 1,3 je zřejmé, že superpoziční indexové maximum dvou překrývajících se mřížek 1 a 3 se nachází na okraji substruktury v  $x = -l_m/2$ . Co však z obrázku obr. 5.32 ani z tabulky Tab. 5.13. nelze přímo vidět, je to, že sinusový průběh indexu lomu substruktury 1,3 v oblasti maxima je fázově posunutý vzhledem k sinusovce změn indexu lomu mřížky 2 o  $\pi$ , tedy do protifáze, a s mřížkou 2 se v této oblasti bude odečítat. Toho je dosaženo fázovými posuvy mřížek 1 a 3 vůči mřížce 2, viz Tab. 5.13. A proto, že amplituda substruktury 1,3 je v maximu shodná jako amplituda uniformní mřížky 2, neboť amplitudy generačních mřížek 1 a 3 jsou poloviční k amplitudě mřížky 2, odečítání substruktury 1,3 a mřížky 2 vede k získání uzlu na začátku struktury v  $x = -l_m/2$  a k následnému růstu amplitudy indexu lomu podle  $\sin^2(dK_{13} \cdot x/4)$ :

$$\begin{aligned} \Delta n(x) &= n_c + \Delta n_{ph} \left\{ 1 + \sin^2 \left( \frac{K_1 - K_3}{4} \left( x + \frac{l_m}{2} \right) \right) \cos \left( \frac{K_1 + K_3}{2} x \right) \right\} = \quad (5.61) \\ &= n_c + \Delta n_{ph} \left\{ 1 + \sin^2 \left( A \cdot \pi \left( x + l_m/2 \right) / l_m \right) \cdot \cos \left( 2\pi x / \Lambda_2 \right) \right\} \end{aligned}$$

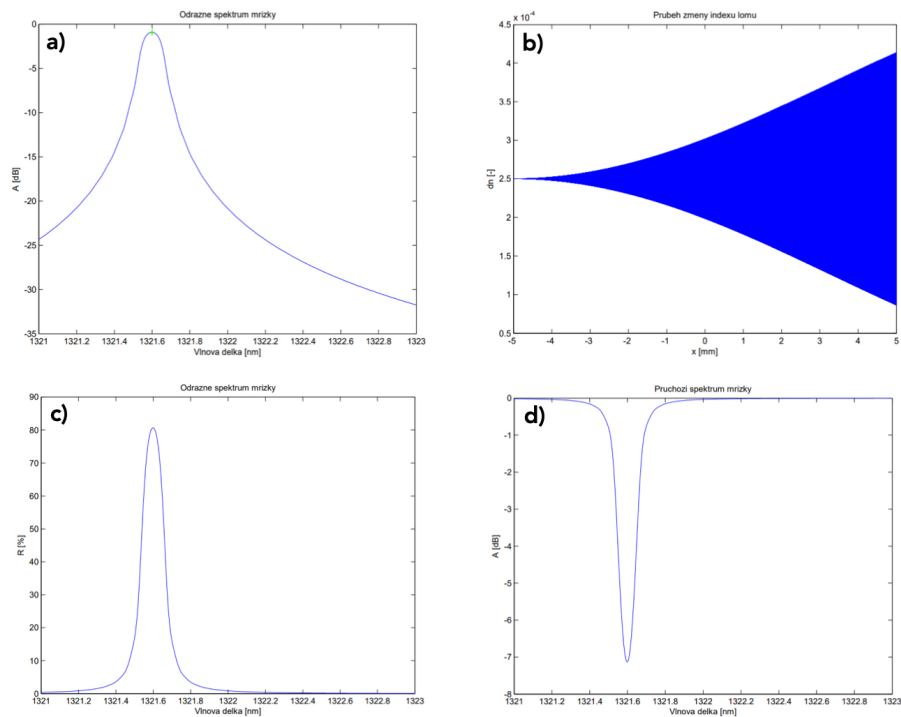
;

Schema interference tří generačních mřížek a průběhy vzájemných fázových rozdílů generačních mřížek podél struktury ukazuje obr. 5.30. Zelená čárkovaná čára ukazuje fázový rozdíl mezi mřížkou 1 a 3 na začátku struktury rovný  $2\pi$ , což signalizuje vytvoření moaré maxima v substruktuře 1,3. Průběhy fázových rozdílů  $\Delta\phi_{12}(x)$  a  $\Delta\phi_{32}(x)$  podél struktury a jejich hodnoty  $+\pi$  a  $-\pi$  v  $x = -l_m/2$  ukazují důvod

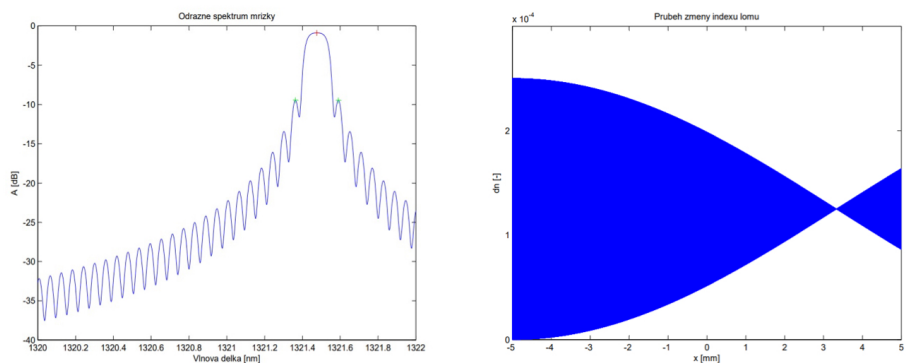
opačné fáze mřížky 2 a substruktury 1,3 na počátku struktury. Průběh modulace indexu lomu a spektrální vlastnosti nalezené struktury SAM\_225-1 ukazuje obr. 5.31. Z průběhu decibelového odrazného spektra vidíme, že postranní maxima jsou zde plně eliminována a se vzdalováním vlnové délky od polohy maxima odrazivosti  $\lambda_{B2}$  odrazivost monotónně klesá s monotónně se zmenšující strmostí. Je také zajímavé, že jak FWHM šířka tak -20 dB šířka odrazného spektra struktury je nižší a spektrum je tedy výrazně užší než parametry obdobné struktury SAM\_1-01H s téměř stejnou odrazivostí tvořené dvojmřížkovým Moaré. Získaná mřížková struktura je tedy mimořádně vhodná k použití v sériovém řazení více snímacích mřížek s posunutými vlnovými délkami do jednoho vláknového kanálu, kde vzájemné spektrální interakce budou potlačeny na nejvyšší možnou míru.

Design č.	Typ	$R_{\max}$ [%]	$\lambda_B$ [nm]	$\lambda_{-20}$ [pm]	$\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$ [pm]	$dK$ [rad/mm]
SAM_225-1	3G	80,63	1321,52	750	133,8	$-0,6 \cdot 2\pi/l_m$
SAM_1-01H	2G	80,27	1321,60	828	192,98	$-0,35 \cdot 2\pi/l_m$

Tab. 5.14: Srovnání dosažených vlastností mřížkových struktur s dvoj a trojmřížkovou apodizací s extrémním potlačením postranních maxim



Obr. 5.31: Nesymetrická trojmřížková Moaré struktura SAM\_225-1 s úplnou eliminací postranních maxim; a) odrazné spektrum v decibelech; b) průběh modula-  
 lace indexu lomu struktury; c) odrazné spektrum struktury v lineárním měřítku; d) transmissní spektrum v decibelech

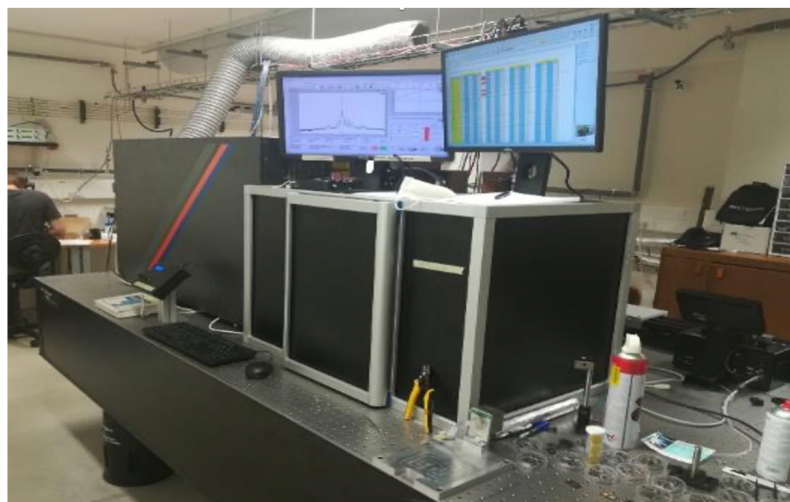


Obr. 5.32: Odrazné spektrum a průběh modula-  
 ce indexu lomu substruktury 1,3.

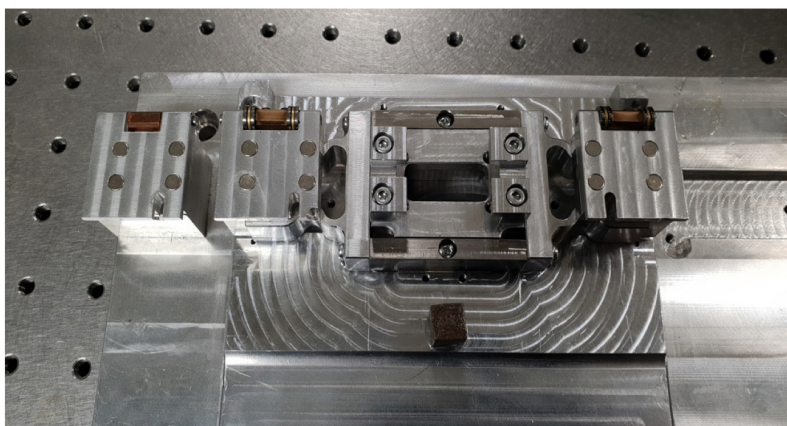


## 6 Experimentální práce

V předchozí kapitole jsem rozvinul teorii metody vytváření apodizovaných mřížkových struktur superpozicí dvou či tří uniformních mřížek s mírně odlišnými periodami a možností fázového posunutí mezi mřížkami. Tuto metodu jsem nazval zobecněná Moaré metoda. Cílem formování zobecněných Moaré struktur Braggových mřížek bylo nalézt struktury a postupy přípravy mřížek se specifickými vlastnostmi pro použití v sensorové technice. Na základě konceptu zobecněného Moaré byly pomocí simulačních algoritmů navrženy a optimalizovány specifické dvojmřížkové a trojmřížkové Moaré mřížkové struktury s potenciálem ke zlepšení účinnosti využití Braggových mřížek v sensorických systémech. Na tuto část práce pak navázaly experimenty, které prověřovaly možnosti implementace nalezených kompozic Moaré struktur do postupů přípravy reálných mřížek. Experimentální základna mé práce je pracoviště pro vývoj a přípravu Braggových mřížek ve firmě NETWORK GROUP, s.r.o., kde je soustředěn celý produkční řetězec technologických kroků vytvoření mřížky v běžném jednojádřovém telekomunikačním vláknu i ve speciálních vláknech. Pracoviště, kde jsem aplikoval poznatky z modelování a optimalizace Moaré struktur je systém s Kr-Xe excimerovým UV pulsním laserem pro příčnou expozici Braggových mřížek do optických vláken osvitěm přes fázovou masku, viz obr. 6.1. Toto pracoviště navazuje na technologické kroky přípravy vláken k expozici a na něm vzniklé mřížkové struktury jsou dále upravovány v následných postprocesingových krocích k obnovení mechanických ochranných struktur vláknů, které musely být odstraněny před UV expozicí, a k získání časové stability zapsané struktury mřížky. Mřížkové struktury jsou dále pouzdřeny a aplikovány ve zde



Obr. 6.1: Pracoviště pro přípravu braggových mřížek fy NETWORK GROUP, s.r.o. s Kr-Xe excimerovým UV pulsním laserem



Obr. 6.2: Přípravek pro fixaci vlákna k fázové masce pro UV expozici Braggových mřížek

vyvíjených sensorických soustavách. Systémy pracoviště umožňují parametrizovat, automatizovaně řídit a on-line sledovat průběh expozice mřížkové struktury a vývoj odrazného a transmisního spektra, což se v experimentech s Moaré apodizací ukázalo jako významný podpůrný faktor.

Pro přípravu apodizovaných Moaré struktur byl podle principiálního schématu z obr. 4.3. navržen piezoelektricky řízený unašeč vlákna a masky umožňující nezávislým posuvem levého pravého držáku vlákna realizovat napínání a posuvy vlákna pod fázovou maskou během expozice ve smyslu, jaký je prezentován na obr. 5.1. Jeho konstrukci ukazuje obr. 6.2. Pomocí tohoto přípravku byla realizována řada řízených experimentů s Moaré apodizací. Experimenty ukázaly základní shodu chování vznikajících mřížek se závěry teorie zobecněné metody Moaré a optimalizace struktur prezentované v kapitole 5. této práce. Je nutno také konstatovat, že experimentální práce umožnily kvalifikovat několik faktorů, které se různou měrou podílely destruktivně na výsledcích procesu apodizace. Odhalily předně, že posuvy vláknových držáků v závislosti na řídicích napětích piezoaktuátorů vykazují značné vzájemné rozdíly v převodních charakteristikách, mají rozdílné strmosti, vykazují nezanedbatelnou hysterezi a změny chování indukované teplotou. Některé z těchto jevů bylo možno provozně kalibrovat, jiné bylo nutné při vícenásobných expozicích mřížek řešit iteračním cyklickým nastavováním polohy držáků. Ukázalo se také, že významný vliv na expozici má primární modulace UV svazku příčnými vidy, jejichž obsah a amplitudy vykazují zjevně prostorovou, teplotní a časovou nestálost. Nestabilita svazku tak způsobovala defekty ve spektru již primárních mřížek, kdy pravděpodobně docházelo jednak k přepisování příčné modulace intenzity svazku do modulace amplitudy indexů lomů exponovaných mřížkových struktur ve vláknu a tím k parazitní apodizaci, a také k modulaci efektivního indexu lomu pro funda-

mentální vid ve vláknu, neboť zmíněná parazitní apodizace je nepravá. Symptodem těchto vlivů byla přítomnost nesymetrií v odrazném spektru již při expozici primární mřížky. Jevy tohoto typu měly náhodný charakter a struktury jimi zasažené bylo nutno identifikovat a vyřazovat z experimentů. Práce v této souvislosti ukázaly, že pro opakovanou výrobu apodizovaných struktur bude nutno navrhnout, otestovat a zavést prostorovou filtraci svazku do expoziční UV optiky, což bude úkol navazujících prací.

Přes některé nedokonalosti expozičního systému odhalené při experimentech se na vybraných typech apodizovaných struktur podařilo potvrdit závěry teorie a doložit vyrobiteľnost teoreticky navržených prvků.

## 6.1 Kalibrace UV expozice a soustavy napínání vlákna

Významnou otázkou, těsně související s principem superpozice přes sebe exponovaných mřížek při Moaré apodizaci, je otázka lineariry fotorefrakční změny indexu lomu vzhledem k expoziční dávce UV záření při osvitu vlákna pod fázovou maskou. Modelování vlastností navrhovaných apodizovaných struktur vycházelo v našem případě zásadně z lineární sumace průběhů indexu lomu individuálních generačních mřížek. Ta, jak vidno z grafů modelovaných závislostí výsledné amplitudy indexových změn podél osy vlákna prezentovaných v předchozích kapitolách, vede při superpozici generačních mřížek ke vzniku vertikálně symetrických průběhů změny indexu lomu výsledné struktury s amplitudovou obálkou z kombinace funkcí  $A \cdot \sin(\Delta k \cdot x + \phi)$  a  $B \cdot \sin^2(\Delta k \cdot x + \gamma)$  a s konstantní střední hodnotou indexu lomu. Vznikají tak idealizované mřížkové struktury s konstantním efektivním indexem lomu fundamentálního vidu v podélném směru a přísně vzato, takovou apodizaci lze označit jako apodizaci pravou, kde nevznikají žádné projevy podélného čirpování. Realita chování fotorefrakčních změn se však od tohoto teoretického předpokladu určitou měrou liší. Obr. 6.3 ukazuje situaci v jednoduchém případě dvojmřížkové osově symetrické apodizace, jakou jsme analyzovali v oddíle 5.2 a obr. 5.3. Expozice druhé generační mřížky se shodnou expoziční dávkou jako expozice první mřížky vede u lineární charakteristiky fotorefrakce k tomu, že na okrajích struktury, kde se čáry druhé mřížky zapisují do mezer mřížky první, shodné fotorefrakční přírůstky indexu lomu od první i druhé mřížky výslednou indexovou modulaci vynulují na hodnotě fotorefrakčního přírůstku. Ve středu struktury se naopak čáry první i druhé mřížky překrývají a shodné fotorefrakční přírůstky indexu lomu obou mřížek se sečítají a poskytují modulaci indexu dvojnásobnou fotorefrakčnímu přírůstku se střední hodnotou rovnou tomuto přírůstku, viz obr. 6.3. b). Efektivní index lomu této struktury bude v podélném směru konstantní. Obr. 6.3. c) ukazuje situaci s nelineární fotorefrakční charakteristikou, kdy na okrajích struktury s prokládajícími se čarami obou generačních

mřížek se modulace indexu lomu bude opět při stejných expozičních dávkách první a druhé mřížky přesně kompenzovat, ale ve středu struktury s překrývajícími se čarami nelinearita způsobí nižší než dvojnásobný nárůst indexu lomu a pokles jeho střední hodnoty pod úroveň fotorefrakčního příspěvku první mřížky. Efektivní index lomu pak adekvátně uprostřed struktury klesá. Tento jev byl významným suspektem pro úkazy na spektru mřížek pozorované především u vysoce odrazivých struktur, které vyžadují vysokou fotorefrakční změnu indexu lomu. V těchto případech jsem často pozoroval vznik nesymetrií v odrazném spektru, jak ukazuje např. obr. 6.4, náměr odrazného spektra pro centrálně symetricky apodizovanou mřížku délky 10 mm s požadovanými parametry

$$\Delta\phi_{12}\left(\frac{-l_m}{2}\right) = +\pi, \quad a \quad dK = \frac{-2\pi}{l_m}; \quad \phi_s = 0;$$

s teoreticky očekávaným odstupem postranních maxim  $SLS \approx 22,5 \text{ dB}$ . Tyto nesymetrie se minimalizují snižováním expoziční dávky, proto pokládám za jednu z hlavních příčin jejich vzniku (nikoliv však jedinou) nelinearitu expoziční závislosti fotorefrakce. Vznikla tedy motivace prověřit tento faktor, tedy zjistit skutečné expoziční závislosti fotorefrakce indukované UV osvitěm přes fázovou masku hydrogenovaného jednovidového vlákna vyrobeného podle ITU-T G.652 s jádrem dopovaným  $GeO_2$ , jaká používáme jako nosiče FBG struktur. Jde tedy o závislost fotorefrakční změny indexu lomu  $\Delta n_{ph}$  v jádře vlákna na energiové dávce UV expozice  $D$ . Ke zjištění této závislosti bylo zapotřebí experimentálně ustanovit závislost maximální odrazivosti  $R_{max}$  exponovaných uniformních mřížek na expoziční dávce  $D$ , simulace zjisti teoretickou závislost odrazivosti  $R_{max}$  na amplitudě změny indexu lomu v jádru vlákna  $\Delta n_{ph}$  a poté graficko-početní metodou zkonstruovat hledanou funkci  $\Delta n_{ph} = f(D)$ . Tyto kroky jsem provedl pro dvě vlnové délky 1314 a 1547 nm a dvě délky mřížek 4 mm a 10 mm. Zjištěné závislosti ukazují obr. 6.5 a obr. 6.6. Nevelký ale zjevný rozdíl v závislostech  $\Delta n_{ph} = f(D)$  připisuji na vrub chromatické závislosti polarizovatelnosti GeO-H-GeO center vznikajících při UV expozici. Je zřejmé, že existenci nelinearity ve fotorefrakci bude nutno brát v potaz, zejména u mřížek v pásmu 1550 nm a mřížek se střední a nižší odrazivostí, kde se nelinearita nevíce projeví.

Další faktor, který bylo nutno kvantifikovat je velikost a průběh přemístění jednotlivých držáků unašeče vláken v závislosti na počtu kroků DA řídicích převodníků. Řízení piezoaktuátorů je realizováno 12. bitovými DA převodníky s 65 536 napěťovými kroky plného rozsahu 140 V. Ke zjištění strmosti přemístění držáků je v kalibračním procesu do unašeče umístěno vlákno s tepelně konsolidovanou mřížkou o  $\lambda_G = 1545 \text{ nm}$  s přesně zjištěným koeficientem fotoelastické strmosti

$$K_\varepsilon = \frac{\Delta\lambda_B}{\varepsilon_z} = 1,277 \text{ 05 pm}/\mu\varepsilon,$$

viz oddíl 2.2 a obr. 2.2. Při napínání vlákna s mřížkou postupně levým a pravým držákem vyhodnotíme posuvy vlnové délky měřicí mřížky. Data z tohoto kalibračního měření ukazují křivky na obr. 6.8. Ukázalo se, že přemístění držáků vláken vykazuje značnou nesymetrii vzhledem k řídicímu napětí. Tato nesymetrie pak citelně omezuje rozsah změn napnutí vlákna pro vícemřížkové apodizace. Opakované experimenty potvrdily, že zásadní vliv na tuto skutečnost má mechanické nastavení předpětí piezoaktuátorů v mechanickém ukotvení držáků vlákna a vysoká tuhost mechanických pružících částí ukotvení držáků. Tato vysoká tuhost však přináší i jisté pozitivum, přemístění držáků vláken prakticky nezávisí (závislost je neměřitelná) na iniciálním napětí vlákna, používáme vždy referenční iniciální napětí silou  $F_0 = 1N$ . Omezením je také ověřená neschopnost aktuátorů řízeně pracovat v reverzním režimu snižování iniciálního předpětí při napětovém přepólování. Poznání těchto faktorů umožnilo provozně korigovat ukázanou vysokou nesymetrii řízení přemístění držáků vlákna a naznačilo cestu úprav mechaniky unašeče vlákna k významnému potlačení tohoto vlivu. Fakt, který má v napínání a posuvech vlákna při vícemřížkové apodizaci stále vysokou důležitost a musí být pečlivě aplikován, je rozdílná strmost přemístění držáků a kalibrace strmostí. Z ukázaných experimentálních dat plyne, že pro levý držák a jeho strmost přemístění  $K_{\Delta L}$ :

$$\frac{\Delta_L}{L} \text{ (full scale 65536 steps)} = \frac{\Delta CWL_L(\text{full scale})}{K_\varepsilon} =$$

$$= 46,983\ 28\mu\varepsilon \text{ a pro } L = s_L + s_R = 100 \text{ mm je}$$

$$\Delta_L(\text{full scale}) = 4,698\ \mu\text{m}, \text{ t.j. } 0,716\ 908\ \mu\varepsilon/1000 \text{ steps a}$$

$$K_{\Delta L} = \frac{\Delta_L}{ADC(\text{steps})} = 71,6908 \text{ nm}/1000 \text{ steps}; \quad (6.1)$$

pro pravý držák a jeho strmost přemístění  $K_{\Delta R}$ :

$$\frac{\Delta_R}{L} \text{ (full scale 65536 steps)} = \frac{\Delta CWL_R(\text{full scale})}{K_\varepsilon} =$$

$$= 121,373\ 478\mu\varepsilon \text{ a pro } L = s_L + s_R = 100 \text{ mm je}$$

$$\Delta_R(\text{full scale}) = 12,137\ \mu\text{m}, \text{ t.j. } 1,852\ 012\ \mu\varepsilon/1000 \text{ steps a}$$

$$K_{\Delta R} = \frac{\Delta_R}{ADC(\text{steps})} = 185,2018 \text{ nm}/1000 \text{ steps}, \quad (6.2)$$

Kde  $\Delta CWL_L$ ,  $\Delta CWL_R$  značí změny centrální vlnové délky kalibrační mřížky při přemístění levého a pravého držáku vlákna. V daném stavu je tedy poměr (nesymetrie) strmostí

$$\frac{K_{\Delta R}}{K_{\Delta L}} = 2,5833 \quad (6.3)$$

Provozní korekcí nastavení předpětí piezoaktuátorů se podařilo ve stávajícím mechanickém provedení dosáhnout snížení hodnoty nesymetrie až k  $\frac{K_{\Delta R}}{K_{\Delta L}} = 1,35$ . Kalibraci strmostí je však třeba provádět periodicky a je nezbytná při každé změně mechanického nastavení držáků vláken v unašeči.

Stávající mechanické uspořádání unašeče vlákna a ukazující se přílišná tuhost pružného ukotvení držáků vlákna je také příčinou mírné nelinearity strmostí přemístění držáků  $K_{\Delta R}$  a  $K_{\Delta L}$ . Tato nelinearita je však stabilní a spojena s velikostí strmostí a je tak možno ji početně kompenzovat. Větší obtíže se ukázaly ve spojení se zjištěným hysterezním chováním mechanicko-piezelektrických soustav pro přemístění držáků vláken. Diagnostika tohoto jevu, opět při použití kalibrační konsolidované mřížky o  $\lambda_G = 1545$  nm, ukazuje rozsah odchylek mechanického polohování držáků při symetrickém řízení napínání vlákna v cyklu od iniciálního napnutí neseného vlákna silou  $F_0 = 1$  N, kdy řídicí napětí aktuátorů  $ADR_L = ADR_R = 0$ , postupným přemístěním držáků až do maximálních poloh  $\Delta_L$ (full scale) a  $\Delta_R$ (full scale),  $ADR_L = ADR_R = 65536$ , a zpět k iniciálnímu napětí a hodnotám řídicího napětí  $ADR_L = ADR_R = 0$ , viz obr. 6.7. Praxe ukazuje, že potlačení tohoto jevu je možné vícenásobným cyklickým přestavením držáků mezi nulovým bodem a žádanou polohou při každé potřebě změny polohy.

Poslední nikoliv však nejméně závažný jev, který si vynutil pozornost, bylo mechanické uchycení vláken v držácích unašeče. Přes nevelké síly čítající malé jednotky N, které držáky musí na vlákno přenést, je požadavek na stálost uchycení vlákna v unašeči extrémní. K tomu, abychom dokázali opakovaně nastavit a udržet změnu napnutí vlákna pro postupné expozice mřížek s přesností fázových rozdílů mezi následnými mřížkami ve vláknu

$$\sigma(\Delta\phi_{12}(x)) \leq 0,02 \cdot \pi \quad (6.4)$$

je přípustný celkový prokluz vlákna v držácích  $\Delta_{HS}$  maximálně o

$$\Delta_{HS} = \sigma(\Delta\phi_{12}(x)) \cdot K_G^{-1} \cdot \frac{s_L + s_R}{2} \approx 0,25 \mu m \quad (6.5)$$

V této souvislosti je nutno poznamenat, že pro konstrukci unašeče byly, po málo úspěšných pokusech s magnetickými fiber holdery, použity profesionální držáky vláken Fibervise s adjustovatelným mechanickým stisknutím vláken, optimalizované pro  $125 \mu m$  vlákna s akrylovou primární ochranou  $250 \mu m$ . Zkušenosti z experimentů ukázaly, že zdroj problému se stabilitou fixace vláken v držáku je samotná akrylová primární ochrana, která vykazuje značnou pružnost a deformovatelnost. Obr. 6.9 ukazuje zjištěné chování napnutých vláken v držácích. Červená a žlutá

křivka ukazuje vlnový posuv s časem u teplotně stabilizované kalibrační mřížky s  $\Lambda_G = 1545$  nm napjaté tahovou silou 5 N při dvou různých přítláčných silách upevnění vlákna. Data zobrazená červenou křivkou, kdy byla použita přítláčná síla k fixaci vlákna doporučená výrobcem jako standartní, dokladují prokluz významně překračující námi stanovenou mez, neboť zde z experimentálních dat získáváme

$$\Delta_{HS} = \Delta_{CWL} \cdot K_\varepsilon^{-1} \cdot \frac{s_L + s_R}{2} \approx 1,4 \mu m \quad (6.6)$$

Žlutá křivka dokumentuje stav, kdy jsme použili maximální konstrukčně přípustný přítlak fixace vlákna v držáku. Chování kalibrační mřížky dokladuje, že prokluz vlákna v držácích je zde nulový. Skok v závěru měření, zvýšení vlnové délky kalibrační mřížky o cca 5 pm, nemůže být vyvolán prokluzem. Lze ho připisovat změně teploty. Odpovídá změně teploty vlákna o cca 0,5°C. Tato nechtěná změna byla pravděpodobně vyvolaná automatickou aktivací činností filtroventilačního a klimatizačního systému v prostorách experimentu. Podobné teplotní změny vlnové délky je možno pozorovat na černé křivce z obr. 6.7. Tato křivka demonstruje chování vlnové délky 5 N napnuté mřížky v unašeci fixované standartní doporučenou silou v držácích, avšak teplotně nevyrovnanou s teplotou expozičního pracoviště. Je zde vidět počáteční pokles vlnové délky vlivem prokluzu v držácích a následný růst vlnové délky při vyrovnávání teploty chladnějšího vlákna s teplotou okolí. Z dat lze dovodit, že v tomto případě byl rozdíl mezi počáteční teplotou vlákna při vstupu do experimentu a teplotou vlákna při konci experimentu více než 6°C. Pokud by se takové posuny vlnové délky teplotou kombinovaly s posuvy indukovanými změnou polohy držáků vlákna a posuvy fotorefrakcí, stal by se údaj CWL nepoužitelný jako diagnostický parametr napnutí mřížky a změn indexu lomu ve vláknu provázejících expoziční. Vzhledem k tomu, že při expozičních mřížek a zejména při Moaré expozičních je vlnová délka vznikajících mřížek významný kontrolní parametr zmíněných faktorů, vyplynul z tohoto experimentu závěr přísně dbát na stabilizaci teplot zařízení i vláken při expoziční. Jen tak lze dostatečnou měrou potlačit parazitní teplotní vlivy na funkční i měřicí procesy.

## 6.2 Dosažené výsledky

První typ apodizovaných struktur, na které jsem se ve své práci soustředil, jsou dvojmřížkové symetrické apodizace. Pro jejich relativní jednoduchost, přímočarost a dobré možnosti diagnostikovat míru dosaženého pokroku, jsem zde také očekával, že tyto struktury při expoziční pomohou odhalit nesprávnosti a nedokonalosti postupů a technik vícenásobné apodizace. Tento záměr se brzy ukázal jako primární,

neboť kombinace rušivých faktorů ovlivňujících expozice dosahovala takové míry destrukce, že, zpočátku pokusů o Moaré apodizaci, náhodné a rušivé faktory mnohdy zcela překryly teorii předpovězené specifické vlastnosti, které bylo snahou získat. Trpělivým postupem a snahou oddělovat od sebe a potlačovat jednotlivé myslitelné parazitní vlivy vznikla jednak předchozí kapitola, ale hlavně se našly nutné podmínky a vymezily současné hranice možností k realizaci Moaré struktur. A také se mohly specifikovat další cesty ke zdokonalení a rozšíření možností používané techniky.

## 6.2.1 Dvojmřížková symetrická apodizace pro vysoký odstup postranních maxim

Mřížky, které jako první, po dlouhé řadě pokusů s odladováním a optimalizací postupů a snižováním účinků nedokonalostí techniky, začaly vykazovat dobrou shodu s předpoklady teorie, jsou osově symetrické dvojmřížkové apodizace typu „oko“ podle návrhů v oddíle 5.2.1 generující mřížkové struktury s vysokým odstupem postranních maxim. Jak uvedeno v teoretických pasážích, největší účinek – vysoké SLS, tyto struktury produkují při dodržení nulového fázového posunu primární a sekundární mřížky ve středu struktury  $\phi_s = 0$  a při strmosti fázového rozdílu  $dK = \pm(\frac{2\pi}{l_m})$ , viz rov. 5.32. Jak předpokládala teorie, jednotlivé struktury s odlišným  $dK$  a  $\phi_s$  by měly být od vybraného optima výrazně odlišitelné. To se při experimentech potvrdilo a přispělo k minimalizaci vlivů nesymetrie a hystereze piezoelektrického přemístění držáků vláken při natažení vlákna s primární mřížkou pro sekundární expozici. Pozorováním rozdílů při apodizačních pokusech a srovnáváním s teorií pro  $dK = -0,75 \cdot (\frac{2\pi}{l_m})$ ;  $-0,9 \cdot (\frac{2\pi}{l_m})$ ;  $-(\frac{2\pi}{l_m})$ ;  $-1,1 \cdot (\frac{2\pi}{l_m})$  bylo iterativně dosaženo velmi uspokojivé přiblížení teoretickému výsledku.

Pro experimenty byla zvolena maska M 15-13 zajišťující vysoký odstup difrakce 0. a  $\pm 2$  řádů od žádaných  $\pm 1$  řádů s periodou  $\Lambda_M = 1074$  nm. Ta zajišťovala periodu mřížky ve vláknu  $\Lambda_G = 537$  nm. Mřížky byly v tomto setu experimentů realizovány přes clonu délky  $l_m = 10$  mm. Posunutí krajních bodů primární mřížky při napnutí vlákna k expozici sekundární mřížky pro získání  $\Delta\phi_{12}(\frac{\pm l_m}{2}) = \pm\pi$  je zde 268,5 nm a tomu odpovídající posuvy držáků vláken  $\Delta_L = \Delta_R = 2,68$   $\mu m$ . Primární expozice s dávkou cca 168  $J/cm^2$  vytvoří mřížku s centrální vlnovou délkou  $\lambda_1 = CWL = 1554,470$  nm a odrazivostí  $R_{MAX} = 42,7$  %, jak ukazuje screenshot spektrálního analyzátoru sledujícího on-line expozici na obr 6.10. Napnutí vlákna s primární mřížkou bylo prováděno po krocích, postupně pohybem levého a poté pravého držáku s kontrolou napnutí posunem vlnové délky primární mřížky. Posun centrální vlnové délky primární mřížky  $\Delta CWL$ , který indikuje dosažení celkového potřebného napětí primární mřížky je zde



$$\Delta\text{CWL} = \text{CWL} \cdot (1 - p_{eff}) \cdot \frac{(\Delta_L + \Delta_R)}{L} = 69,1 \text{ pm} \quad (6.7)$$

Hodnoty fotoelastického koeficientu  $p_{eff}$  byly pro použité vlnové délky vyčísleny z kalibračních měření deformačních senzorů fy NETWORK GROUP s.r.o. na pracovišti ČMI.

$$\lambda_1 = 1545 \text{ nm}; p_{eff} = 0,17343$$

$$\lambda_1 = 1550 \text{ nm}; p_{eff} = 0,17290$$

$$\lambda_1 = 1555 \text{ nm}; p_{eff} = 0,17250$$

Pro zajištění symetrie napnutí jsme v prvním kroku napínali posuvem levého držáku až do získání  $\Delta\text{CWL} = 34,55 \text{ pm}$ , posléze jsme napínali pravým držákem až do celkového  $\Delta\text{CWL} = 69,1 \text{ pm}$ . Vlastní kroky napínání jsou činěny vždy v několika inkrementačních cyklech s návraty k nule, kdy je dosaženo opakovatelnosti cílového napnutí a  $\Delta\text{CWL}$ . Screenshot spektra výsledné apodizované struktury ukazuje obr. 6.11. Vidíme zde významné potlačení amplitudy postranních maxim, které vede ke zvýšení SLS na 25,28 dB při odrazivosti  $R_{max} = 66,55 \%$ . Ve výsledné struktuře pozorujeme posuv CWL k větším hodnotám, konkrétně z  $\lambda_1 = 1554,470 \text{ nm}$  primární mřížky na  $\lambda_G = 1554,479 \text{ nm}$  výsledné apodizované struktury. Sekundární mřížka byla exponována po natažení primární mřížky, a tedy střední perioda výsledné struktury ve vláknu,  $\Lambda_{G12} < \Lambda_G = 537 \text{ nm}$ , se zmenšuje. Spektrum by se tedy mělo posunout ke kratším vlnovým délkám. Vliv výšení efektivního indexu lomu expozicí druhé mřížky však zde dominuje a spektrum migruje k větším vlnovým délkám. Obr. 6.12 ukazuje odrazné spektrum v lineárním měřítku, normované k  $R_{max}$ . Spektrum je snímáno skenovacím spektrálním analyzátozem s vysokým rozlišením. Vidíme, že vzniklá mřížka má téměř ideální tvar spektra odrazivosti s minimem zvlnění mimo hlavní maximum, což je žádaná vlastnost pro eliminaci vzájemného ovlivňování odrazů mřížek řazených ve vlnovém multiplexu do série v jednom vláknovém kanálu.

## 6.2.2 Dvojmřížková antisymetrická apodizace se spektrálním poklesem odrazivosti v hlavním maximu

Dvojmřížková antisymetrická apodizace je logickým pokračováním experimentů z oddílu 6.2.1. Zde je nutno doplnit symetrické natažení první mřížky pro sekundární expozici o podélný posuv celé struktury. Teoreticky je antisymetrická moaré struktura analyzována v oddílu 5.3., a již v tomto teoretickém rozboru se ukazoval u analyzovaných struktur vznik poměrně velkých postranních maxim, které jsou nežádoucí. Ukázalo se, že struktura s  $\Delta\phi_{12}(\frac{-l_m}{2}); 0; +\frac{l_m}{2} = -3\pi; -\pi; \pi$  je z tohoto pohledu přijatelná a napínání vláken nedosahuje vysokých hodnot. Proto jsme ji použili

jako cílovou v experimentech. Fázová maska byla ze skupiny pro přípravu mřížek s vlnovými délkami 1550 nm, konkrétně maska M 15-53 s periodou  $\Lambda_M = 1071,1$  nm pro mřížky s periodou ve vláknu  $\Lambda_G = 535,55$  nm. Délka clony byla 10 mm, ve shodě s návrhy struktur v oddílu 5.3. Experimenty však ukázaly již při expozicích primárních mřížek, že očekávané vysoké odrazivosti nebude vhodné použít, neboť již u primárních mřížek jsme pozorovali vznik významných nesymetrií ve spektru, které mizely se snižováním odrazivosti. Domnívám se, že se tyto experimenty setkaly s vlivem kumulace tepelné energie ve vláknu při vysokých energetických dávkách a nelinearity expoziční charakteristiky fotorefrakce ukázané v oddíle 6.1 viz obr. 6.6. Obr. 6.13 ukazuje screenshot spektra primární mřížky. Při odrazivosti 61,3% je její CWL 1550,809 nm a lze pozorovat už zde mírné nesymetrie spektra. V kontrastu s tím je struktura z obr. 6.16, kde použítí stejné masky, avšak s cca 1,5 násobnou expoziční dávkou, vedlo ke zformování primární mřížky s odrazivostí přes 80 % a výraznými nesymetriemi ve spektru. Ty se pak dále umocňují ve výsledné struktuře, jak také vidno na screenshotu spektra výsledné antisymetrické struktury z obr. 6.16. V experimentech jsem se tedy soustředil na nižší odrazivosti a nižší expoziční dávky, kde se výše uvedené jevy tak významně neuplatňují. Nicméně, detailní prozkoumání mechanismů vzniku těchto nesymetrií a hledání cest k jejich odstranění bude předmětem dalších prací.

Proces antisymetrické apodizace pokračuje po expozici primární mřížky napnutím a posuvem vlákna. Vlákno je napínáno shodným symetrickým procesem jako v předchozím experimentu. Celkové napnutí vlákny zde musí zajistit roztažení primární mřížky na délce  $L_m = 10$  nm o dvě periody mřížky ve vláknu, tj. o  $2 \times 535,55$  nm. Toto napnutí je sledováno vyhodnocením změny CWL napínané primární mřížky, která je v tomto případě přibližně dvojnásobná jako v předchozím experimentu. Z rovnice 6.7 pro zde použitou masku plyne  $\Delta\text{CWL} = 137,39$  pm. Poté je postupně levým a pravým držákem posunováno stejným směrem o hodnotu poloviny periody mřížky ve vláknu  $\Lambda_G$ , tj. o 267,8 nm. Tomuto posunu odpovídá  $\Delta\text{CWL} = 3,43$  pm. Pravým posuvem se CWL o tuto hodnotu zvýší a levým se o stejnou hodnotu sníží. Po dosažení žádaného posunu a napnutí je exponována sekundární mřížka u níž se sleduje, aby expozice vytvořila symetrický průběh hlavního maxima odrazivosti s dvěma ekvivalentními vrcholy a centrálním poklesem. Spektrum výsledné struktury ukazuje screenshot z expozičního spektrálního analyzátoru na obr. 6.14. a graf hodnot odrazivosti změřených analyzátozem s vysokým spektrálním rozlišením na obr 6.15. Je na ní zřejmá drobná nesymetrie, která je zde spíše kosmetického charakteru. Vlastnosti realizované struktury, zejména parametr  $SLS = 7,2$  dB velmi dobře korespondují s návrhovým modelem SAM\_233 z oddílu 5.3 a tabulky Tab. 5.5, byť s nižší výslednou maximální odrazivostí  $R_{max} = 58,7\%$ . Jak už jsem uvedl, faktory, které k tomu vedly budou dále studovány.

### 6.2.3 Trojmřížková nesymetrická Moaré apodizace struktury s plochým temenem maxima odrazivosti

Experimenty k realizaci této struktury vycházely z modelové simulace struktury SAM\_699-04 v oddíle 5.5, jejíž charakteristiky ukazuje obr. 5.25. a tabulka Tab. 5.10. V přípravě experimentů sehrály svou roli vlastnosti piezoelektrického ovládání držáků unašeče vlákna, a to zejména nemožnosti provozně snižovat napnutí vlákna pod počátečně nastavenou úroveň a velikost maximálního dosažitelného poměrného prodloužení při napínání vlákna. Bylo tak nutno akceptovat některé kompromisy. Vycházel jsem z délky mřížky definované expoziční clonou  $l_m = 6$  mm, jako v případě designu SAM\_699-04. Fázová maska pro tuto expozici byla zvolena ze sady pro mřížky v pásmu 1550 nm. Jelikož jsme zde předpokládali expozice s vyšší energií pro dosažení vysoké odrazivosti, bylo třeba minimalizovat negativní dopady vyšších expozičních dávek, zejména předpokládanou nelinearitu fotorefrakčních změn indexu lomu. Výběr konkrétní masky určil požadavek minimalizace nultého difrakčního řádu, který zvyšuje konstantní hladinu indexu lomu při expozici, při níž roste efektivní index lomu a zvyšují se vlnové posuvy maximální odrazivosti ve spektru mřížky. Byla tak vybrána maska s mřížkovou konstantou  $\Delta_M = 1069,6$  nm a periodou mřížky ve vláknu  $\Lambda_G = 534,8$  nm, jejíž parametry fázového reliéfu dávají difrakční účinnost pro difrakci 0. řádu pod 0,05 (5%). Protože se předpokládala aplikace maximálních symetrických napnutí, bylo nutno řešit nesymetrii v piezoelektrickém polohování držáků vláken unašeče. Mechanickým justováním konstrukce bylo dosaženo poměru nesymetrie posuvů levý/pravý držák 1:1,22. To následně umožnilo dosahovat symetrická napínání až cca do 1150  $\mu\epsilon$ .

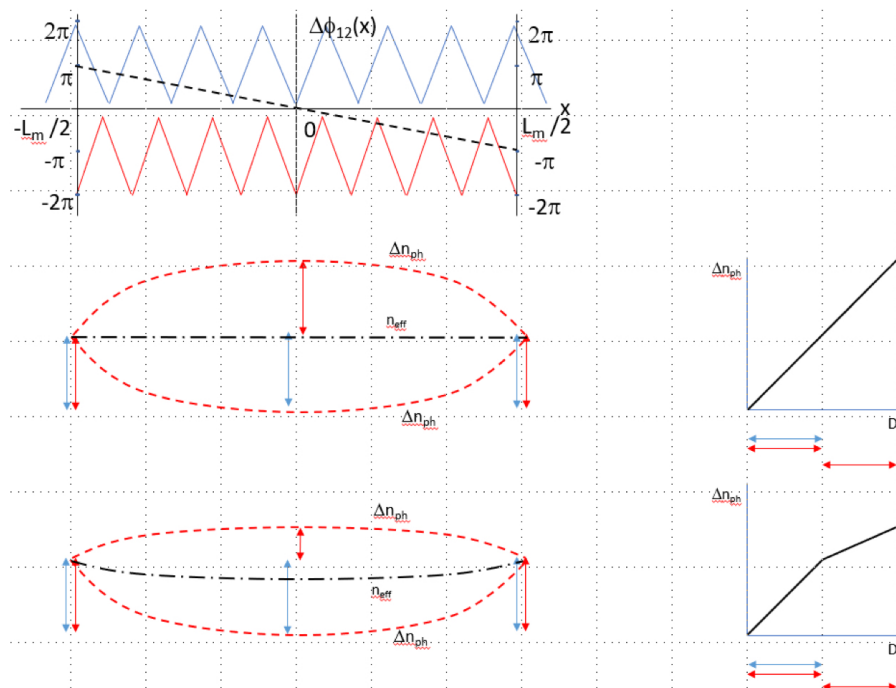
V prvním kroku expozice byla zapsána primární mřížka 1, která určuje budoucí dlouhovlnný okraj spektra struktury. Při zápisu na odrazivost 90 % se její původní centrální vlnová délka odrazivosti zvýšila z počátečních 1548,875 nm na 1548,917 nm vlivem růstu efektivního indexu lomu. Tento stav ukazuje obr. 6.17 a). Je zde již patrná vznikající nesymetrie v odrazném spektru. Poté se v unašeči vlákno symetricky napnulo na téměř maximální využitelné napětí, cca 164  $\mu\epsilon$ , které představovalo posun vlnové délky  $\Delta\text{CWL} = 210$  pm. Tuto fázi dokumentuje screenshot spektra primární mřížky po napnutí, viz obr. 6.17 b). Posun spektra na novou hodnotu 1549,127 nm vidíme ze srovnání spekter s polohou fixních markerů – svislé plné modré přímký v grafu spektra. Následovala expozice mřížky č. 3, která ve výsledné struktuře tvoří krátkovlnnou hranu spektra. Vznikající mřížka má o cca 210 pm kratší vlnovou délku maxima odrazivosti než mřížka 1. Vlnové délky obou mřížek však migrují při expozici k větším vlnovým délkám kvůli rostoucímu efektivnímu indexu lomu. Zachovávají si však přibližně stejný odstup, cca 210 pm. Expozice mřížky 3 se ukončila při dosažení shodné odrazivosti vrcholů mřížek 1 a 3, viz obr. 6.18 a).

Expoziční dóza byla u obou mřížek téměř shodná, 73,4 J vs 78,9 J. To dokumentuje, že se expozice nedostala významně do fotorefrakční nelinearity, neboť průběh amplitudy Moaré těchto dvou mřížek je podobný průběhu na obr. 5.28 a). Vzájemným ovlivněním spekter maxim a vektorovým sečítáním vzájemně fázově pootočených příspěvků odrazu jedné a druhé mřížky na vlnových délkách, kde se spektra obou mřížek částečně překrývají, dochází k mírnému poklesu odrazivosti, byť modulace indexu lomu roste. To dokumentuje dosažená odrazivost obou maxim z obr 6.18.  $R_{max} = 89,43 \%$ .

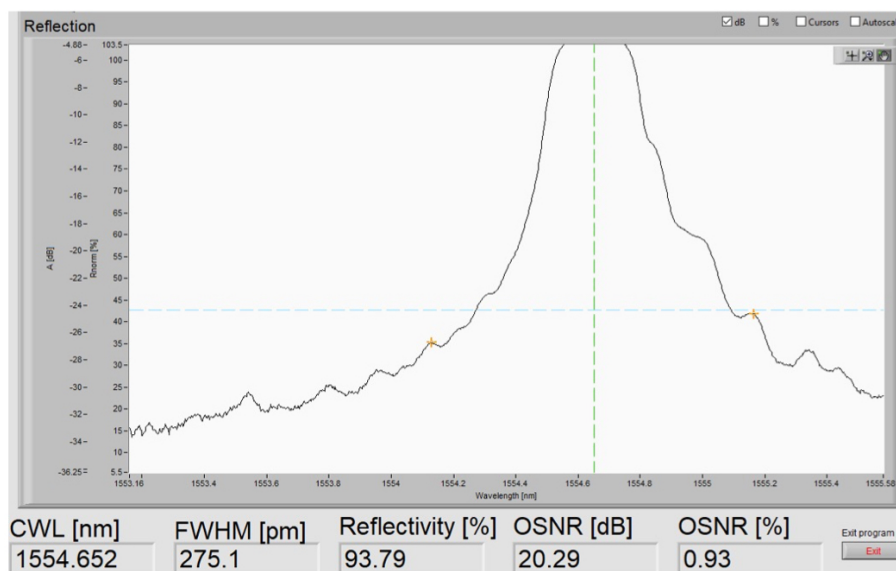
V další fázi bylo vláknu se strukturou z mřížek 1 a 3 sníženo symetricky napětí o polovinu, tj na cca  $82 \mu\epsilon$ , čemuž odpovídá vlnový posun  $\Delta CWL = -105$  pm. To je zřejmé ze screenshotu spektra v této fázi, viz obr. 6.18. b). Posuv spektra je opět možno pozorovat srovnáním průběhů s polohou fixních markerů. Posledním krokem je expozice mřížky 2 spektrálně posazené mezi odrazné vrcholy mřížek 1 a 3. Tu vzniká výrazné středové maximum modulace indexu lomu, viz obr. 5.24 a), a postupně se vyplňuje pokles odrazivosti mezi vrcholy. Z Tab. 5.9. je vidět, že simulace struktury předpokládala výrazně vyšší změnu indexu lomu poslední mřížkou (zde označenou jako mřížka 2) než obě předchozí mřížky,  $\Delta n_2 = 3,80 \cdot 10^{-4}$  vs  $\Delta n_{1,3} = 2,95 \cdot 10^{-4}$ . Dóza pro mřížku 2 potřebná k vyrovnání vrcholu zde byla 159,7 J, což je více než dvojnásobek dózy pro mřížku 1 a 3. Tento nepoměr svědčí tomu, že středové maximum indexové modulace se zde výrazně dostalo do oblasti saturace křivky fotorefrakční závislosti indexu lomu. Výsledné spektrum tří superponovaných mřížek ukazují obr. 6.19, 6.20, 6.21. Jednotlivé expoziční fáze a parametry shrnuje tabulka Tab 6.1. Struktura, byť s drobnou nesymetrií, vykazuje precizně ploché spektrum odrazivosti s šířkou 383 pm pro pokles 5 % a s celkovou FWHM šířkou spektra úctyhodných 688 nm. Celková maximální odrazivost struktury je vysoká,  $R_{MAX} = 96,77\%$ . Tato hodnota předčila očekávání. Procesem konsolidace mřížky, kdy se z materiálu vlákna odstraní vodík nenavázaný do expozičně vzniklých barevných center s  $GeO_2$ , se tato odrazivost mírně sníží, ale i tak jde o vynikající hodnotu pro použití v senzorických soustavách s převodem posuvu spektra na intenzitu podle odst. 3.1.2, kde šířka plochého spektra a odrazivost hrají klíčovou roli pro velikost měřicího rozsahu a pro odstup signálu od šumu při měření. Odstup postranních maxim SLS při tom dosáhl hodnotu velmi dobrých 12 dB. Tato mřížka, byť s komplexním a značně náročným procesem expozice vykazuje parametry, jimiž násobně překračuje možnosti uniformních struktur i dvoumřížkových Moaré. Další práce povedou k odstranění omezení a zjištěných nedokonalostí unašeče i expoziční optiky a k automatizaci celého procesu. Mřížky tohoto typu bude možno okamžitě použít ke výraznému zlepšení aplikačních vlastností specifických senzorických systémů.

krok		$\lambda_G \rightarrow \lambda_G$ [nm]	$R_{max}$ [%]	$SLS$ [dB]	$Dóza$ [J]	$\Delta\lambda_{GFWHM}$ [pm]
Expozice 1.	Mřížka 1	1548,875 → 1548,917	90,05	5,51	78,9	272,6
	Mřížka 3					
	Mřížka 2					
	Komplet					
Napnutí 1. o +164 $\mu\epsilon$ $\Delta CWL = +210$ pm	Mřížka 1	1548,917 → 1549,127	90,05	5,47		273,9
	Mřížka 3					
	Mřížka 2					
	Komplet					
Expozice 2.	Mřížka 1	1549,127 → 1549,303	89,42	14,0		250
	Mřížka 3	1548,887 → 1549,064	89,42	6,99	73,4	216
	Mřížka 2					
	Komplet		89,42	6,99		500
Napnutí 2. o -82 $\mu\epsilon$ $\Delta CWL = -105$ pm	Mřížka 1	1549,303 → 1549,189	88,53	14,0		250
	Mřížka 3	1549,064 → 1548,950	89,42	6,99		216
	Mřížka 2					
	Komplet		89,42	6,99		500
Expozice 2.	Mřížka 1	1549,189 → 1449,500	96,40			
	Mřížka 3	1548,950 → 1549,260	96,29			
	Mřížka 2	1549,380	96,77		159,7	
	Komplet	1549,397	<b>96,77</b>	<b>12,22</b>		<b>688,3</b>
		<b><math>\Delta\lambda_{G0,995} = 300</math> pm; <math>\Delta\lambda_{G0,98} = 316</math> pm; <math>\Delta\lambda_{G0,95} = 383</math> pm</b>				

Tab. 6.1: Postup expozice trojmřížkové symetrické Moaré apodizace struktury s plochým temenem spektra odrazivosti

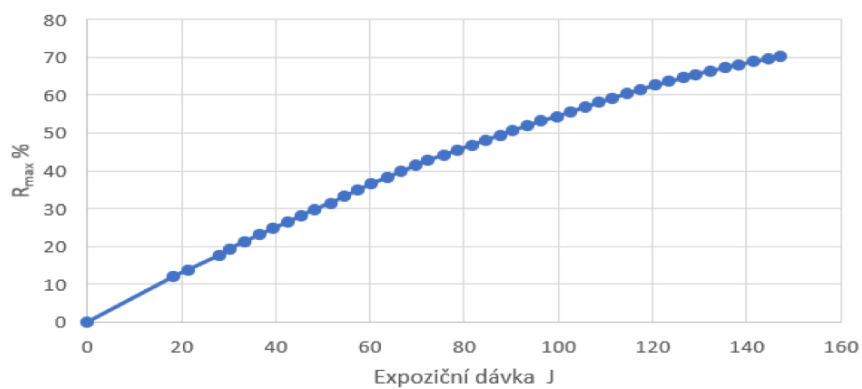


Obr. 6.3: Vznik čírpování při nelineární závislosti fotorefrakce na UV dávce. a) modelová dvojmřížková apodizace, b) modulace indexu lomu při lineární expoziční závislosti fotorefrakce, c) modulace indexu lomu při nelineární expoziční závislosti fotorefrakce

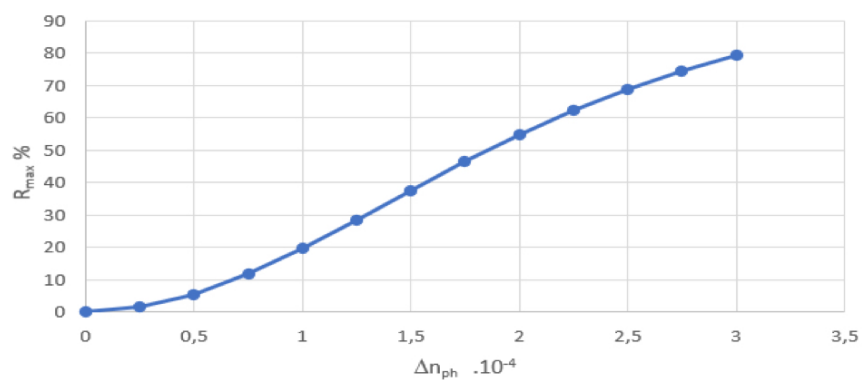


Obr. 6.4: Screenshot spektrálního měření nesymetrie v odrazném spektru apodizované struktury

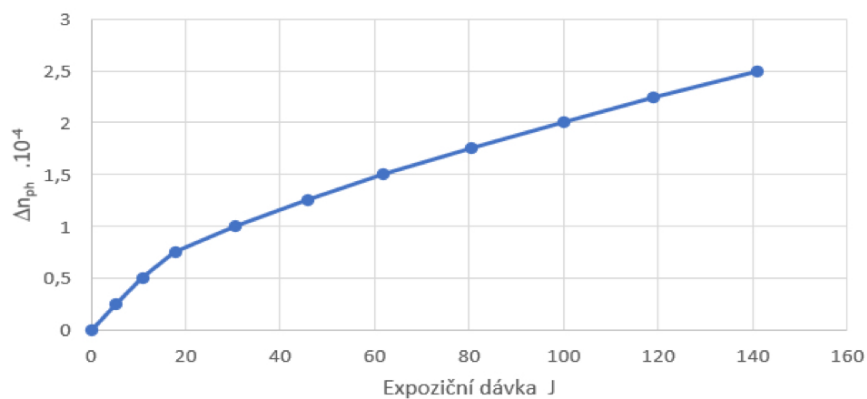
Odrazivost uniformní mřížky  $\Lambda_m = 448 \text{ nm}$  a  $\lambda_G = 1314 \text{ nm}$ , 4 mm clona, 30 mJ, 10 Hz,  $y = -0,0013x^2 + 0,6701x + 0,5945$



Odrazivost uniformní mřížky  $\Lambda_m = 448 \text{ nm}$  a  $\lambda_G = 1314 \text{ nm}$ , délka 4 mm

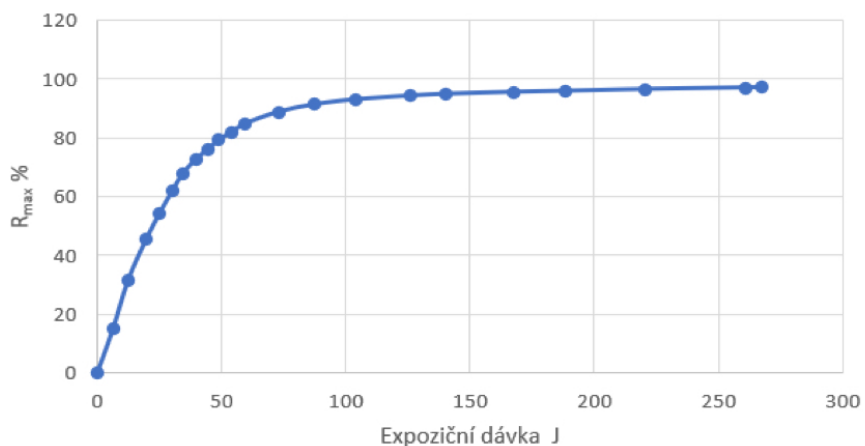


Kalibrace expozice 1314 nm

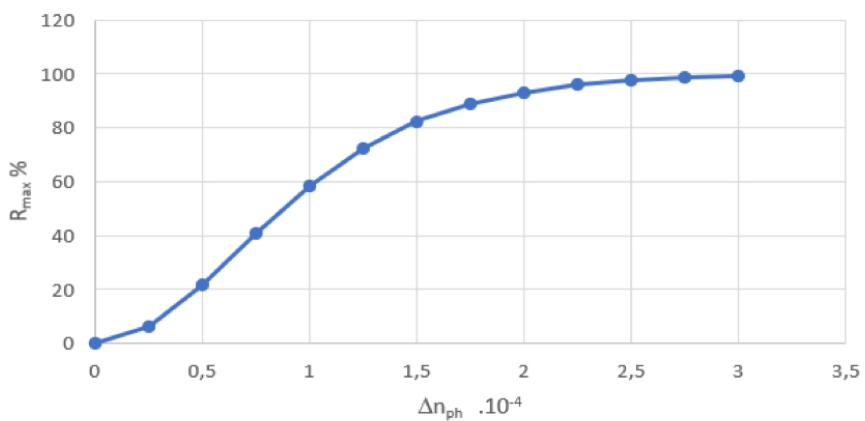


Obr. 6.5: Kalibrace expozice pro vlnovou délku 1314 nm a krátkou mřížku

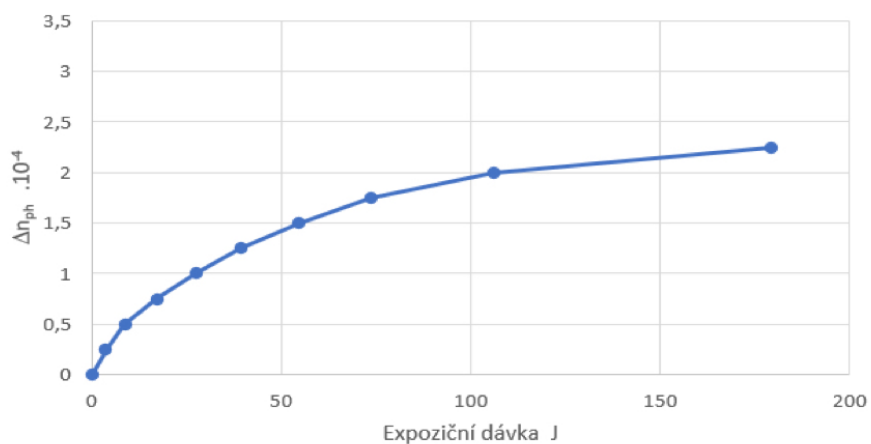
Odrazivost uniformní mřížky  $\Lambda_m = 527$  nm a  $\lambda_G = 1547$  nm, 10 mm clona, 52 mJ, 20 Hz



Odrazivost uniformní mřížky  $\Lambda_m = 527$  nm a  $\lambda_G = 1547$  nm, délka 10 mm

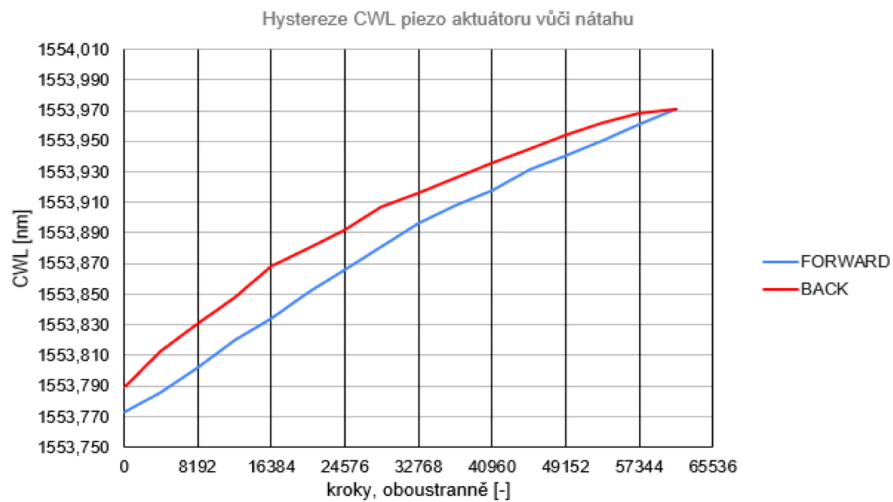


Kalibrace expozice 1547 nm

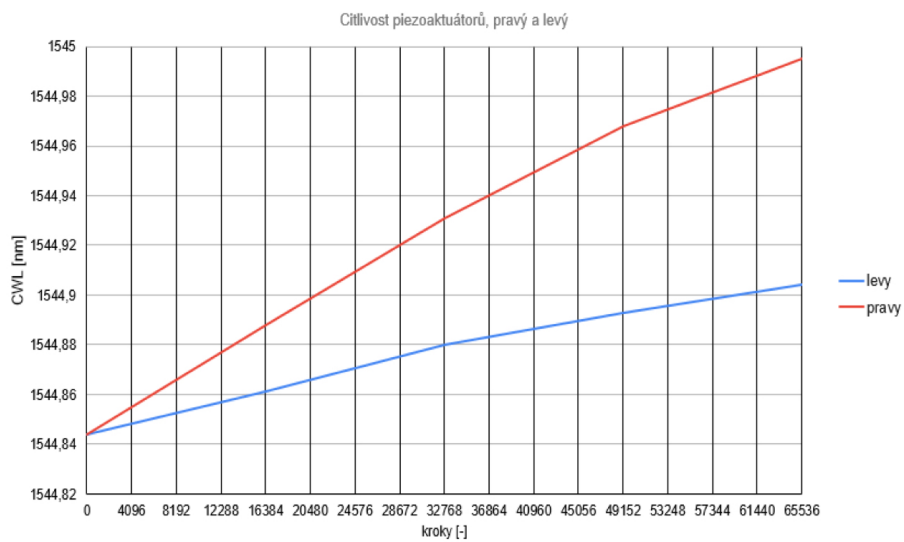


Obr. 6.6: Kalibrace expozice pro vlnovou délku 1547 nm a krátkou mřížku

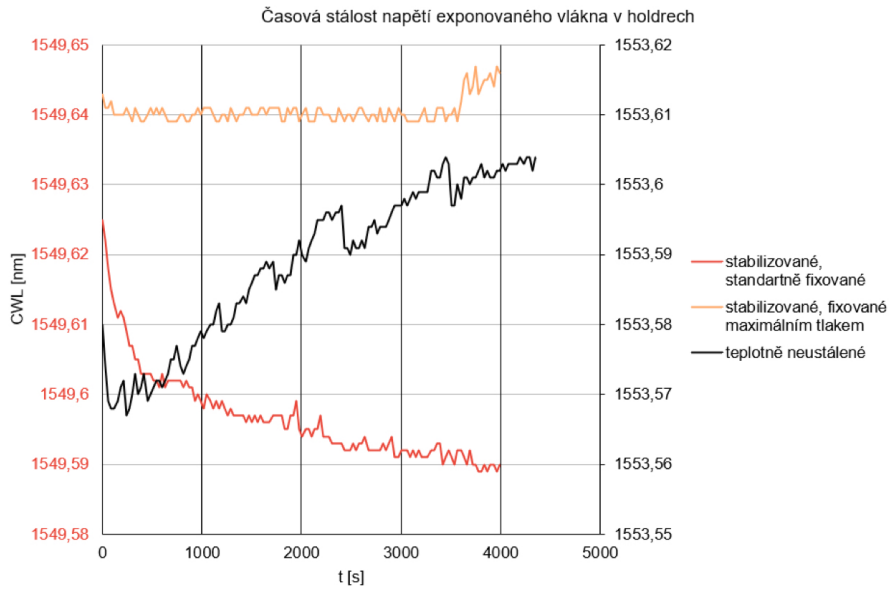




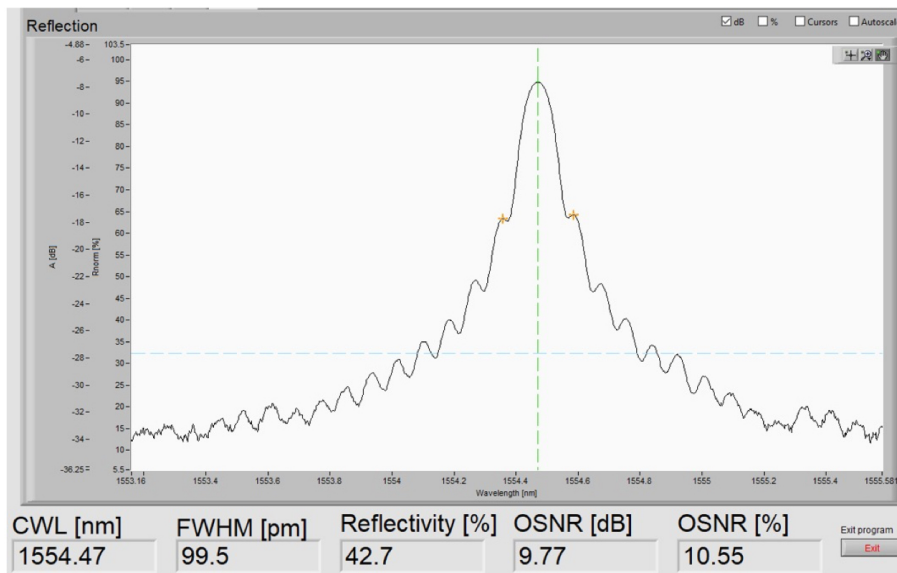
Obr. 6.7: Hystereze v piezoelektrickém napínání unašeče vlákna



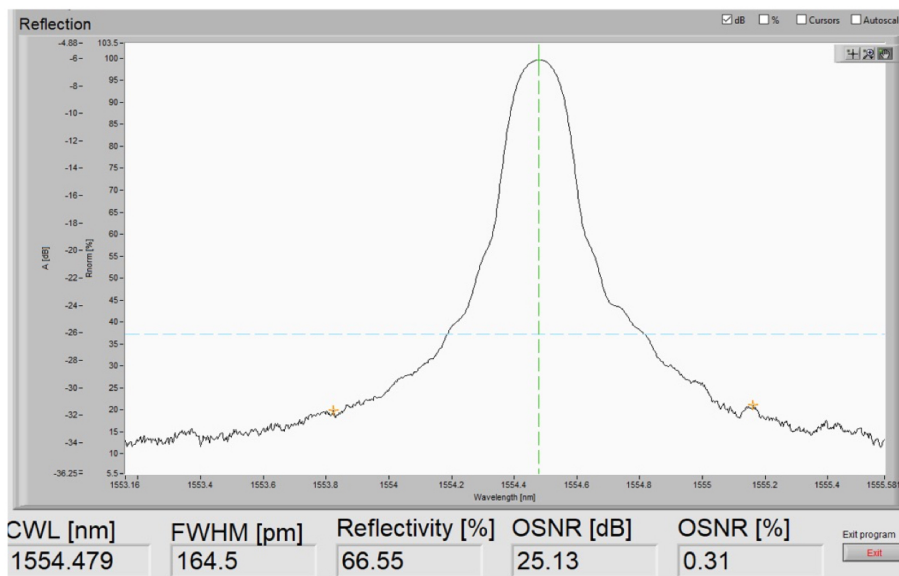
Obr. 6.8: Nesymetrie piezoelektricky řízeného přemístění držáků vláken unašeče



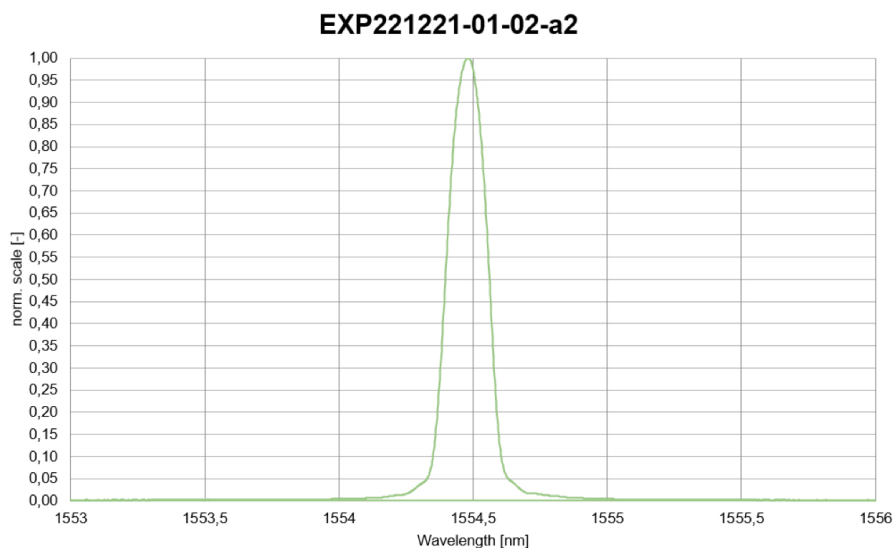
Obr. 6.9: Změna centrální vlnové délky odrazu kontrolní mřížky napjaté v držácích vlákna silou 5 N



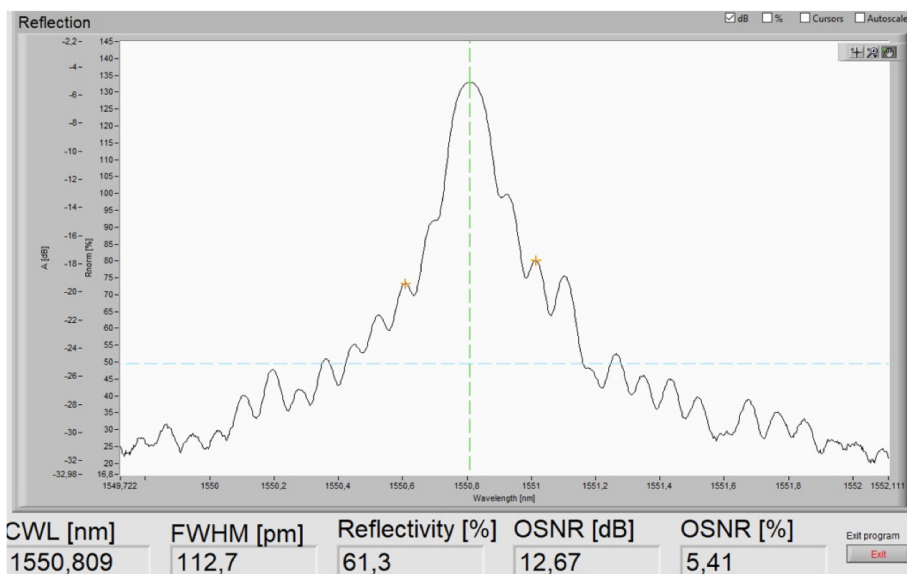
Obr. 6.10: Screenshot reflexního spektra primární mřížky osově symetrické dvojmřížkové Moaré apodizované struktury s  $\Delta\phi_{12}(\frac{\pm lm}{2}) = \pm\pi$



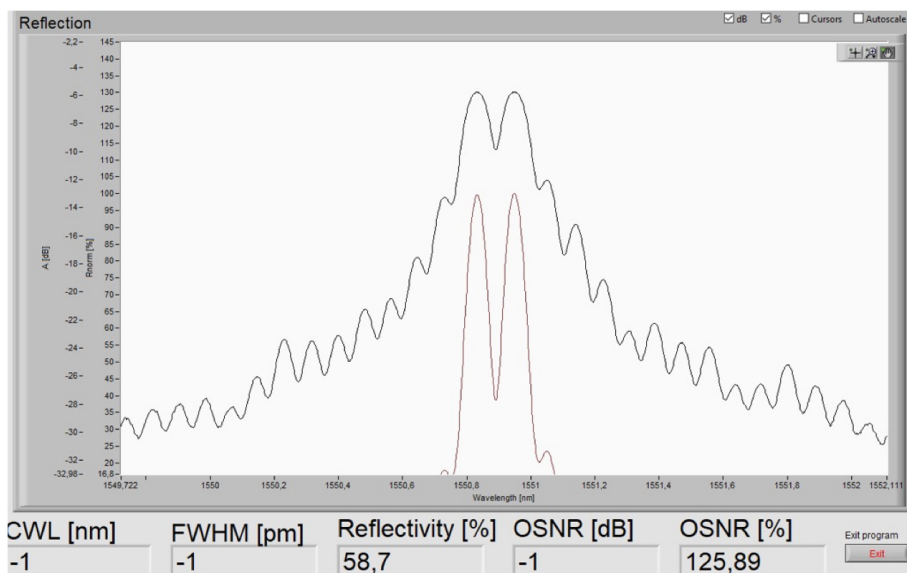
Obr. 6.11: Screenshot reflexního spektra výsledné osově symetrické dvojmřížkové Moaré apodizované struktury s  $\Delta\phi_{12}(\frac{\pm lm}{2}) = \pm\pi$ , v decibelech



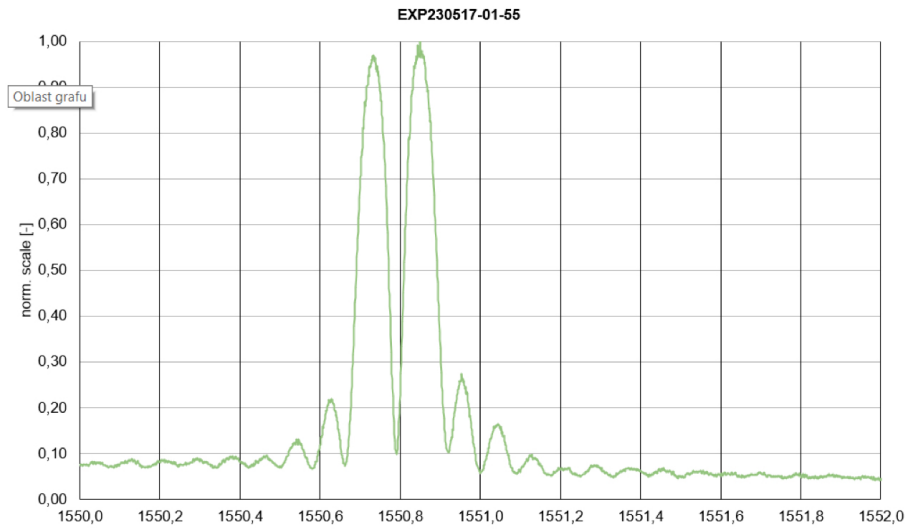
Obr. 6.12: Normované reflexní spektrum výsledné osově symetrické dvojmřížkové Moaré apodizované struktury s  $\Delta\phi_{12}(\frac{\pm lm}{2}) = \pm\pi$ , v lineárním měřítku



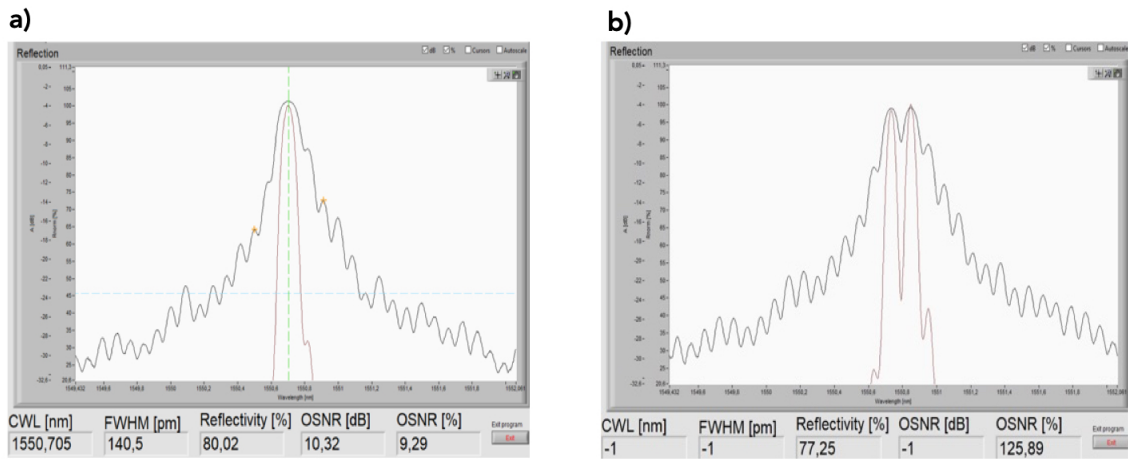
Obr. 6.13: Screenshot reflexního spektra primární mřížky antisymetrické dvojmřížkové Moaré apodizované struktury s  $\Delta\phi_{12}(\frac{-lm}{2}; 0; +\frac{lm}{2}) = -3\pi; -\pi; \pi$ , v decibelech



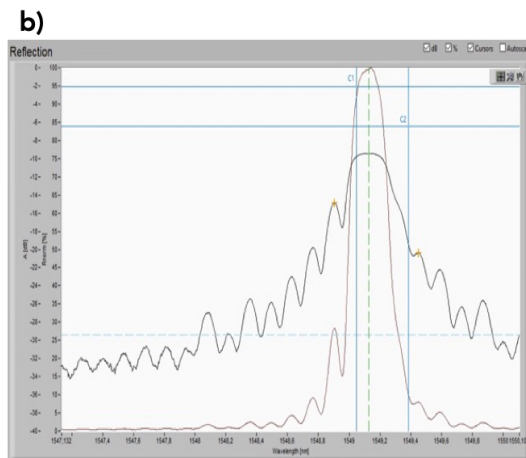
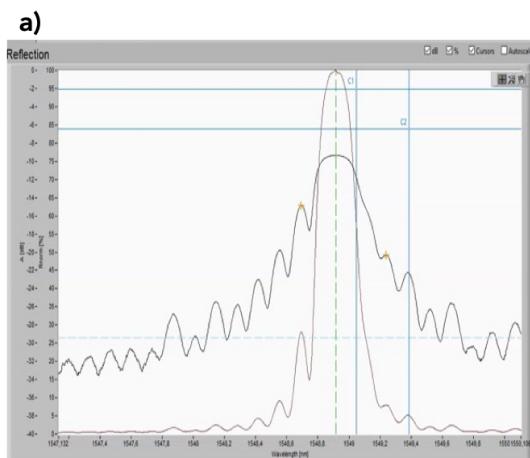
Obr. 6.14: Screenshot reflexního spektra výsledné antisymetrické dvojmřížkové Moaré apodizované struktury s  $\Delta\phi_{12}(\frac{-lm}{2}; 0; +\frac{lm}{2}) = -3\pi; -\pi; \pi$ , v decibelech a v lineárním zobrazení



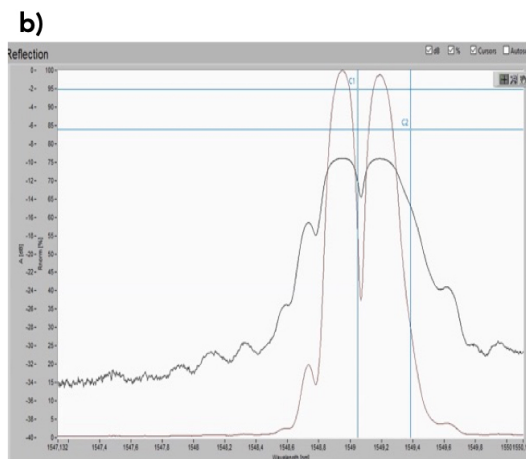
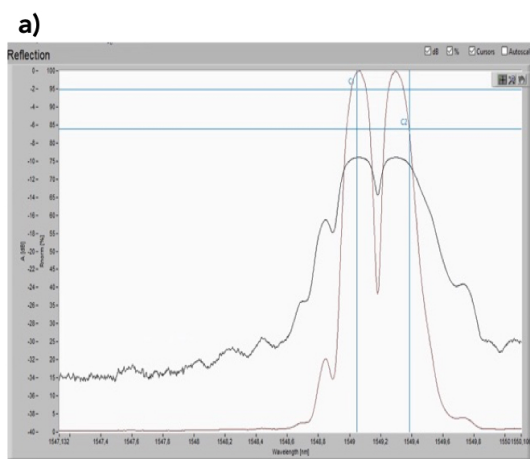
Obr. 6.15: Normované reflexní spektrum výsledné antisymetrické dvojmřížkové Moaré apodizované struktury s  $\Delta\phi_{12}(\frac{-l_m}{2}; 0; +\frac{l_m}{2}) = -3\pi; -\pi; \pi$ , v lineárním zobrazení



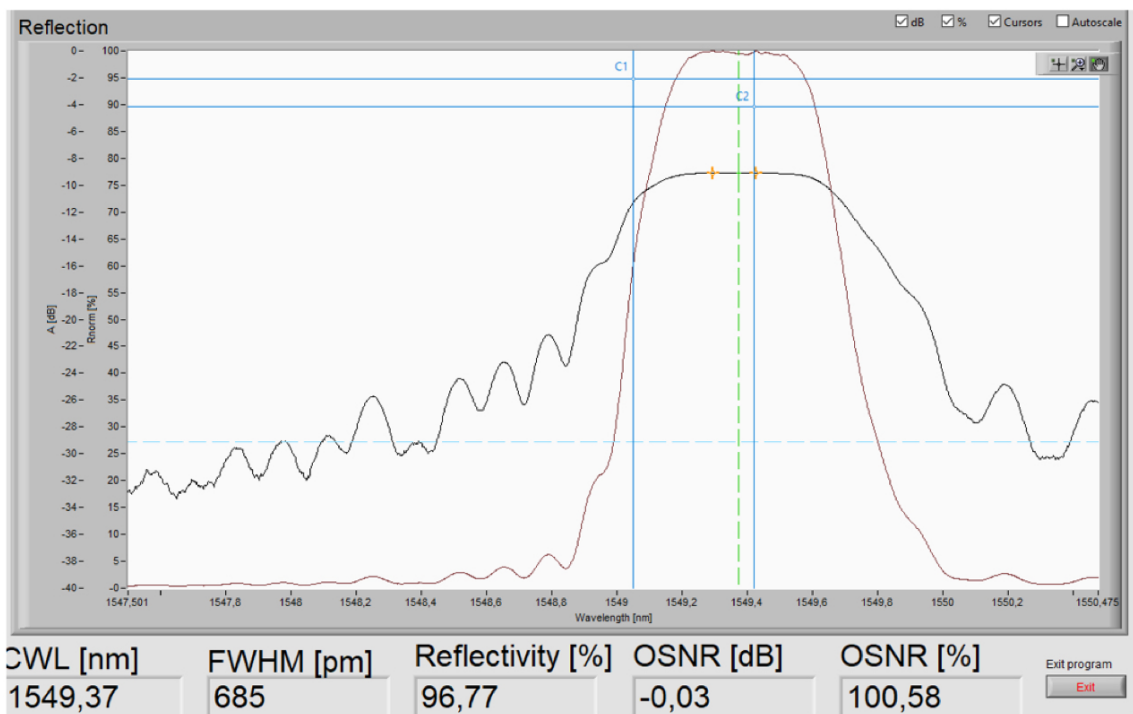
Obr. 6.16: Screenshoty reflexního spektra a) primární mřížky; b) spektra výsledné antisymetrické dvojmřížkové Moaré apodizované struktury  $\Delta\phi_{12}(\frac{-l_m}{2}; 0; +\frac{l_m}{2}) = -3\pi; -\pi; \pi$ , s vysokou odrazivostí, v decibelech a v lineárním zobrazení



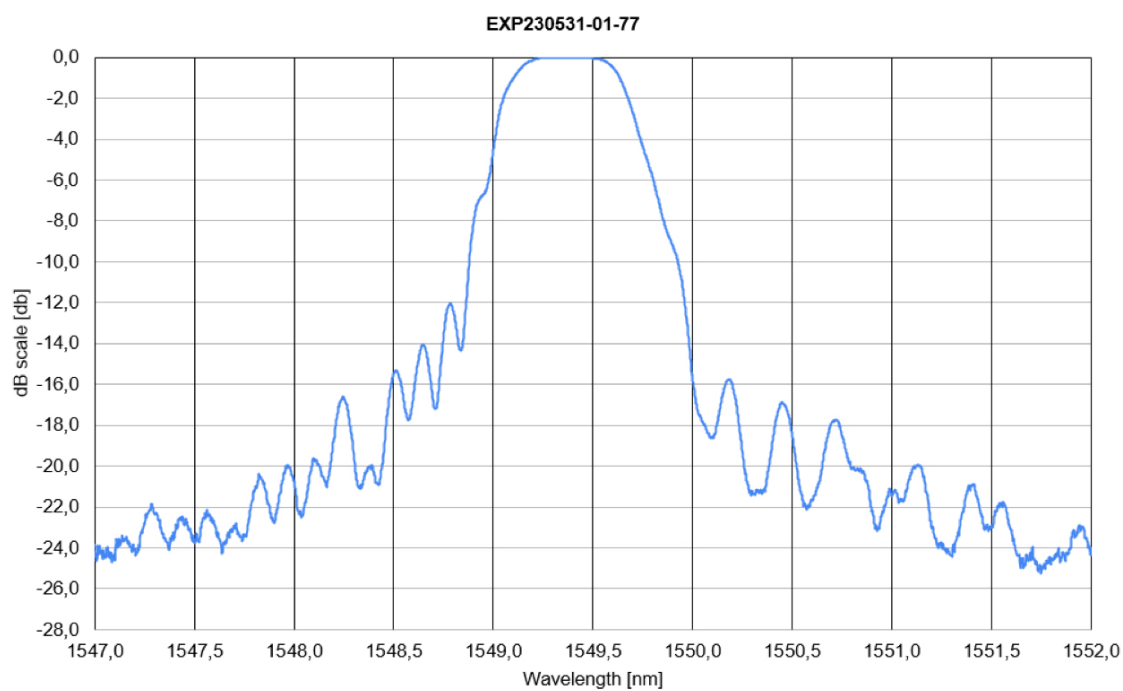
Obr. 6.17: Screenshoty reflexního spektra primární mřížky trojmřížkové Moaré struktury a) po expozici; b) po nanapnutí k expozici mřížky 3; v decibelech a v lineárním zobrazení



Obr. 6.18: Screenshoty reflexního spektra mřížky 1 a 3 trojmřížkové Moaré struktury a) po expozici mřížky 3; b) po částečném povolení napnutí struktury k expozici mřížky 2; v decibelech a v lineárním zobrazení

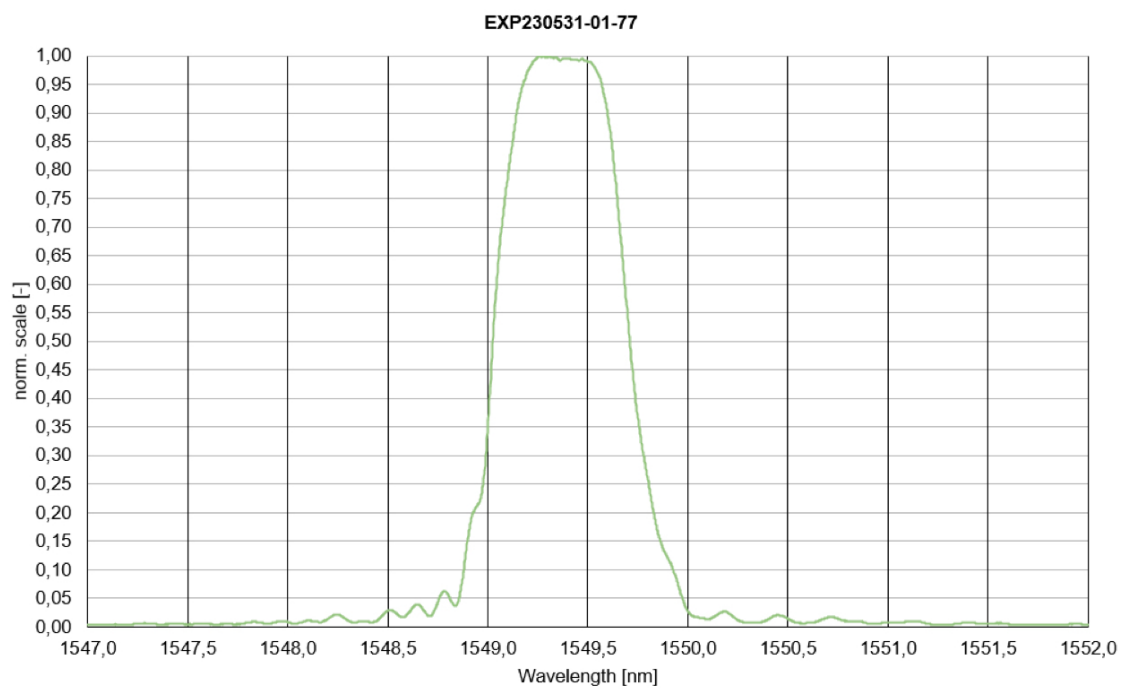


Obr. 6.19: Screenshot reflexního spektra výsledné trojmřížkové symetrické Moaré struktury s plochým temenem maxima odrazivosti, v decibelech a v lineárním zobrazení



Obr. 6.20: Graf reflexního spektra výsledné trojmřížkové symetrické Moaré struktury s plochým temenem maxima odrazivosti, z měření skenovacím spektrálním analyzátořem s vysokým rozlišením, zobrazený v relativních hodnotách  $10 \cdot \log(R(\lambda)/R_{MAX}) = 10 \cdot \log(R(\lambda)/0,9677)$





Obr. 6.21: Graf reflexního spektra výsledné trojmřížkové symetrické Moaré struktury s plochým temenem maxima odrazivosti, z měření skenovacím spektrálním analyzáto-  
 torem s vysokým rozlišením, zobrazený v relativních hodnotách

$$R(\lambda)/R_{MAX} = R(\lambda)/0,9677$$



## Závěr

Moji práci s názvem „Prvky s podélnými fotonickými strukturami v optických vláknech“ jsem zaměřil na problematiku podélných optických vláknových difrakčních struktur pro sensoriku. Důvodem bylo, že právě tato oblast techniky a aplikací optických vláknových vlnovodů ukazuje prostor pro hledání nových přístupů k přípravě specifických optovláknových elementů s potenciálem zlepšit vlastnosti a rozšířit použití optovláknových sensorických soustav. Ohniskem práce se staly vláknové struktury typu Braggovských mřížek, které svými vlastnostmi vyvolaly široký zájem vědy a výzkumu k jejich využití v sensorice, a pro které byly nalezeny a vyvinuty metody přípravy vhodné pro opakovanou výrobu. Tyto faktory podnítily rozvoj a ukázaly možnosti širokého uplatnění Braggovských mřížek v technikách snímání fyzikálních veličin, ale toto uplatnění naráží na hranice technických a ekonomických omezení současného stavu v přípravě a od ní se odvíjejícího designu těchto prvků. Práci jsem tedy zaměřil na prověření netradiční cesty pro návrh a přípravu vláknových Braggových mřížek s možnostmi vytváření struktur se specifickými vlastnostmi pro zlepšení a rozšíření vybraných aplikací vláknových mřížek v sensorice. Touto cestu je metoda přípravy mřížek pomocí překryvu dvou uniformních difrakčních struktur s mírně rozdílnou mřížkovou konstantou, známá jako technika Moaré. Techniku Moaré, známou spíše z použití v prostorové difrakční optice, jsem ve své práci analyzoval, modifikoval, rozšířil a zobecnil pro využití k vytváření optovláknových difrakčních mřížkových struktur s podélnou modulací amplitudy změn indexu lomu, označovaných jako apodizované mřížkové struktury. A tuto techniku jsem poté využil k návrhu a realizaci experimentálních mřížkových struktur se specifickými vlastnostmi.

Základem mé práce a teoretickým úvodem k problematice využití pokročilých struktur vláknových Braggových mřížek v sensorických aplikacích jsou teoretické poznatky o chování vláknových mřížek při šíření elektromagnetických vln jednovými vláknovými vlnody s rozбором základních typů mřížek a jejich významných vlastností. V teoretickém úvodu jsem také podal průřez technologickými postupy přípravy vláknových mřížek, kde jsem položil důraz na metodu příčné expozice UV zářením přes fázovou masku, která je základem pracoviště přípravy Braggových mřížek, jež využívám ve své práci jako experimentální základnu. Dále jsem se zabýval základními aspekty využití vláknových mřížek v sensorice. Shrnuj závěry a poznatky o teplotní citlivosti a o teplotních změnách chování Braggových mřížek, podobně jsem se věnoval vlivům a projevům aplikace podélného i příčného mechanického napětí ve vláknové Braggově mřížce. Pozornost jsem zde věnoval i problematice simultánního měření napětí a teploty, veličin jejichž projevy jsou v Braggovských vláknových mřížkách vzájemně propojeny. K dokumentování vlastností mřížek a možností vypořádat se s kombinovanými vlivy teploty a napětí

jsem zde využil mých dřívějších prací ve výzkumném kolektivu, jehož jsem členem, a ukázal jsem na výhodné možnosti a vlastnosti nakloněných, tzv. blejzovaných mřížek, jejichž přípravou a specifickou aplikací jsem se v nedávné minulosti intenzivně zabýval.

K vymezení a stanovení významných či kritických vlastností Braggových mřížek v sensorických aplikacích jsem se v dalším zaměřil na způsoby vyhodnocování účinků měřených veličin na mřížky. Protože v optovláknové mřížkové sensorice v drtivé většině vycházíme z posuvu spektra transmise či odrazivosti indukovaného měřicí veličinou, analyzoval jsem základní způsoby vyhodnocování spektrálního posuvu při mřížkovém snímání. Na příkladu dvou základních metod fungování mřížkových sensorických soustav pro měření rychlých dějů, soustav s měřením spektra převodem na intenzitu, které implementují metodu rampového filtru nebo metodu korelace s referenční mřížkou, ukazuji užitečnost mřížkových struktur s širokým a plochým temenem spektra odrazivosti a struktur s lineárním poklesem spektra odrazivosti. Mřížkové sensorické soustavy se skenovacím měřením spektra, které mají potenciál dosahovat vysoké přesnosti při vyhodnocování mřížek a odlišit se tak významně od tradičních elektronických snímacích a měřicích metod, jsem podrobil detailnější analýze. Pozornost jsem věnoval zejména vzniku a vlivům šumů při měření posuvu spektra mřížky skenováním. Zformoval jsem zde teoretické úvahy o vztazích účinků šumů na přesnost měření s vlastnostmi mřížek a definoval dvě důležité charakteristiky mřížek přímo ovlivňující dosažitelnou měřicí přesnost – šumovou šířku spektra mřížky a šumový činitel jakosti mřížky. První z nich odráží spektrální vlastnosti mřížky v okolí extrému odrazivosti, jehož posun vlivem měřené veličiny se vyhodnocuje. Druhý postihuje vliv tvaru odrazného spektra a hodnoty maximální odrazivosti na dosažitelnou přesnost měření. Na základě teoretických zjištění v této stati jsem ukázal na omezení, které z pohledu přesnosti měření s sebou nese použití standartních uniformních mřížek. Ukázal jsem jak optimalizovat skenovací měřicí systém z pohledu dosažení maximální přesnosti měření při použití měřicí mřížky s běžnou uniformní konstrukcí a naznačil jsem zde cesty návrhu mřížek, které vedou k možnosti významně zvýšit měřicí přesnost. Jedním ze závěrů této části práce je důležitost přizpůsobení šířky spektra intenzity skenovacího zdroje světla spektru odrazivosti mřížky. Hodnotící parametr, který tento aspekt postihuje, je zde definovaná skenovaná šumová šířka spektra mřížky. Tento parametr a vlivy šumů při měření je možno minimalizovat vzájemným přizpůsobením vlastností mřížky vlastnostem skenovacího zdroje světla, či čelit vlivu náhodných chyb měření při jejich nepřizpůsobení. Další závěry této statě práce ukazují, jak správně volit návrhové parametry klasických uniformních mřížek určených ke snímání pro maximalizaci přesnosti při vyhodnocování technikou skenování spektra. Různé aspekty výsledků této analytické části práce byly publikovány v několika článcích v odborných publikacích a

příspěvcích na konferencích, viz lit. [38], [40], [41], [42]. Ukázal jsem tedy na důležitost některých parametrů mřížek jako šířka spektra, šumová šířka spektra, odstup postranních maxim a význam designů mřížek s plochým maximem spektra a lineárním poklesem spektra odrazivosti pro rozvoj aplikací optovláknových senzorických systémů.

V dalším jsem se zaměřil na možnosti návrhu a realizace takových mřížkových struktur. Vyšel jsem ze známého faktu, že k potlačení amplitudy postranních maxim odrazného spektra mřížek je používána technika tzv. apodizace mřížek, která se zakládá na dosažení vhodného rozložení amplitudy střídavých změn indexu lomu podél mřížkové struktury. Simulace chování mřížek s různým průběhem této amplitudy podél mřížky, které jsem provedl na experimentálním pracovišti s využitím unikátního simulačního nástroje založeného na výpočtu reflexního a transmisního spektra mřížky pomocí řetězení optických přenosových matic [12], ukázaly, že apodizace může být cestou k dosažení výše naznačených užitečných vlastností mřížek. Provedl jsem tedy rozbor typů a možností apodizací s důrazem na důležité aspekty apodizací jako je pravá a nepravá apodizace a apodizační profily a věnoval jsem pozornost apodizačním technikám. Z nich technika překrývání dvou málo rozdílných uniformních mřížek, technika Moaré, ukazuje největší potenciál k implementaci do opakované výroby mřížkových struktur a k rozšíření pro přípravu specifických struktur mřížek. Tato technika vychází z metody přípravy mřížek příčným osvitem vlákna interferenčním polem koherentního UV záření difragovaného fázovou maskou. Jeden ze základních problémů přímé expozice indexových struktur pomocí fázové masky a UV laseru je to, že každá rozdílná zapisovaná struktura vyžaduje vytvořit specifický průběh kvaziperiodického UV pole. Tedy vyžaduje pořízení fázové masky se specifickou reliéfní strukturou. Jakákoliv požadovaná nepravidelnost v rozložení hustoty čar mřížky vyžaduje výrobu specifické fázové masky s adekvátním rozložením čar reliéfu. Možnosti výroby mřížek přímou expozicí přes fázovou masku tak fundamentálně závisí na schopnosti výroby fázových masek a na ekonomice pořízení masek (zakázková výroba fázových masek např. elektronovou litografií je omezena na několik málo pracovišť na světě a je značně nákladná, žádné z pracovišť nenabízí přípravu masek s nekonstantní periodou pro chirpované mřížky, a také, obecně, přímou expozicí přes fázovou masku vzniká obvykle jen jednoduchá uniformní mřížka). Přesnou manipulací s vláknem pod maskou a opakovanými expozicemi však lze dosáhnout struktury s proměnnou amplitudou indexových změn. Soustředil jsem se tedy na formulování základních principů apodizace mřížek technikou metody MOARÉ a zobecněním postupu překrývání mřížek vícenásobnými expozicemi pro získání struktur se specifickými vlastnostmi. Jádrem práce je tedy zformování a použití zobecnělé metody Moaré s vícenásobným překrytím uniformních mřížek s rozdílnými amplitudami, mřížkovými konstantami a laterálními fázovým posuvy k designu Braggových mří-

žek s žádanými vlastnostmi a implementace navržené metody do technického řešení a postupů přípravy vláknových mřížek příčnou expozicí interferenčního pole koherentního UV záření procházejícího fázovou maskou do vlákna. V klíčové kapitole 5 práce jsou tedy položeny principy a rozvinut matematický popis zobecněné metody Moaré. Vychází z využití jediné masky pro postupné expozice difrakčních struktur do společné oblasti ve vláknu postupným napínáním, uvolňováním a podélnými posuvy exponovaného vlákna pod maskou. K tomu je rozvinuta teorie a vyjádřeny vazby procesu postupných expozic a vytváření překryvných struktur změn indexu lomu ve vlákne na mechanické parametry napínání a posuvů exponovaného vlákna pod maskou. Závěry a nástroje této teorie pak byly využity při experimentálních pracích na realizaci navržených experimentálních Moaré struktur. Možnosti vícenásobných expozic dílčích struktur přes společnou fázovou masku s řízením změn mřížkových konstant, indexových amplitud a fázových/podélných posuvů jednotlivých dílčích struktur jsem promítl do simulací vlastností takto generovaných struktur a soustředil jsem se na nalezení optimálních kompozic a návrh mřížkových struktur vykazujících žádané spektrální vlastnosti. V této části jsem práci rozčlenil na zkoumání vlastností dvojmřížkových Moaré struktur s osovou symetrií průběhu amplitudy indexu lomu v podélném směru, dvojmřížkových antisymetrických struktur, nesymetrických struktur a trojmřížkových Moaré apodizací. Na základě konceptu zobecněného Moaré byly navrženy a optimalizovány dvojmřížkové a trojmřížkové Moaré mřížkové struktury s minimalizovaným odstupem postranních maxim v odrazném spektru, struktury s plochým průběhem temena hlavního maxima v odrazném spektru, struktury s rampovým průběhem spektra odrazivosti, struktury s ostrým centrálním poklesem v hlavním maximu spektra odrazivosti a struktury se zúženým hlavním maximem spektra odrazivosti. Každá z těchto struktur má, jak je ukázáno v teoretických státech předchozích kapitol práce, potenciál ke zlepšení účinnosti využití Braggových mřížek v sensorických systémech.

V závěru své práce jsem se soustředil na možnosti implementace nalezených kompozic Moaré struktur do přípravy reálných mřížek. Experimentální práce zpočátku testovaly možnosti a meze dané využitelnými rozsahy parametrů UV laseru a projekční optiky svazku. Zde hrály a hrají nezanedbatelnou roli energie a opakovací frekvence pulzů svázané s délkou trvání jednotlivých expozic, teplotními změnami a s časovými stabilitami expoziční soustavy. Experimenty ukázaly nutnost provozní kalibrace mechanických piezoelektricky řízených posuvů držáků vláken unašeče. Proces kalibrace UV expozice a soustavy napínání vlákna a následné korekce a potlačení hysterezí měl zásadní význam pro pokrok experimentů a ukázal, že mechanické provedení unašeče s piezo posuvy sice disponuje vysokým rozlišením a jemností minimálního kroku avšak tuhost a nesymetrie v tuhosti soustavy unašeče, hystereze a nesymetrie v řídí-

cích silách piezo-aktuátorů omezují maximální rozsah symetrického posuvu unašečů natolik, že realizaci některých experimentálních struktur to neumožnilo. Přesto bylo odladěním postupů sekvenční expozice dosaženo významného pokroku v přípravě struktur a nalezeny použitelné postupy k generaci pokročilých mřížkových struktur. Za jednoznačné potvrzení výsledků teorie zobecněného Moaré a optimalizací struktur považuji uvedené dosažené vlastnosti struktur dvojmřížkové symetrické apodizace pro vysoký odstup postranních maxim, dvojmřížkové antisymetrické apodizace se spektrálním poklesem odrazivosti v hlavním maximu a trojmřížkové nesymetrické Moaré apodizace struktury s plochým temenem maxima odrazivosti. Naopak uspokojivých výsledků jsem nedosáhl v případě trojmřížkového rampového filtru s lineárním poklesem odrazivosti. Příčinami zde byl zejména nedostatečný rozsah piezo posuvů unašeče masky a vlákna a teplotní jevy narušující průběh expozic s vysokými dávkami.

Práce tak dle mého názoru rozvinula a prohloubila teorii apodizace Braggových mřížek zobecněnou metodou Moaré a iniciovala posun a zdokonalení technických přístupů v návrhu a přípravě podélných vláknových difrakčních struktur pro sensoriku touto metodou. Přinesla nové poznatky v chování apodizovaných mřížek a ověřila realizovatelnost navržených struktur a soulad vlastností experimentálních struktur s teoreticky předpovězenými parametry. Práce také ukázala další směry vývoje a zdokonalení technických prostředků i postupů v implementaci zobecnělé metody Moaré k přípravě pokročilých difrakčních vláknových prvků pro sensoriku.





## Literatura

- [1] ABE, I. et all. *Bragg gratings in normal and reduced diameter high birefringence fibre optics*. MEASUREMENT SCIENCE AND TECHNOLOGY Vol. 17, 2006, pp. 1477–1484, doi:10.1088/0957-0233/17/6/027
- [2] ALBERT, J. et all. *Tilted fiber Bragg grating sensors*. Laser Photonic Rev. 7, No. 1, 83-108, 2013.
- [3] BRODZELI, Z. et all. *Low cost interrogation technique for a FBG sensor for combined transverse and longitudinal strain measurement*. In: Proc. of SPIE Vol. 7004, 700466, 2008, 0277-786X/08/18 doi: 10.1117/12.790240
- [4] CARVALHO, J. P. *Optical Sensing: Fiber Structures and Interrogation Techniques*. PHD Thesis, Porto University, 2013.
- [5] DONG, X. et all. *Tilted Fiber Bragg Gratings: Principle and Sensing Applications*. Photonic Sensors1, No. 1, 6-30, 2011.
- [6] FERREIRA, M. S.; BIERLICH, J.; BECKER, M.; SCHUSTER, K.; et all. *Ultra-High Sensitive Strain Sensor Based on Post-Processed Optical Fiber Bragg Grating*. Fibers, pp. 142 - 149, 2014.
- [7] FILKA, M.; HORVÁTH, T.; MÜNSTER, P.; ČUČKA, M.; ŠIFTA, R.; URBAN, F.; GREŠNAR, D.; KYSELÁK, M. *Optoelektronika pro telekomunikace a informatiku*. 2017. 487 s. ISBN: 978-80-86785-29-5
- [8] GANGOPADHYAY, T. K. *Prospects for Fibre Bragg Gratings and Fabry-Perot Interferometers in fibre-optic vibration sensing*. Sensors and Actuators, pp. 20-38, 2004.
- [9] GUO, T. et all. *Temperature-independent tilted fiber grating vibration sensor based on cladding-core recoupling*. Optics Letters Vol. 33, No. 9, May 1, 2008, pp. 1004 – 1006.
- [10] GUO, Z. S.; FENG, J.; WANG, H. *Cryogenic temperature characteristics of the fiber Bragg grating sensors*. In: Cryogenics, www.elsevier.com/locate/cryogenics May 2012.
- [11] HAO, J.; et all. *Realization of an Embedded Fiber Bragg Grating-Based Pressure Sensor in Fiber-Reinforced Composites: Embedding Techniques and Performance Characteristics*. Proceedings of SPIE, Vol. 5279, 2004 · 0277-786X/04/15 · doi: 10.1117/12.519950

- [12] HELAN, R. *Modelování a optimalizace komplexních vláknových difrakčních struktur*. Dizertační práce, 2009. VUT Brno FEKT
- [13] HIGUERA, J. M. L.; COBO, L. R.; INCERA, A. Q.; COBO, A. *Fiber Optic Sensors in Structural Health Monitoring*. 608 JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY, no. Vol. 29, pp. 587 - 608, 2011.
- [14] HILL, K. O.; MELTZ, G. *Fiber Bragg Grating Technology Fundamentals and Overview*. JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY, no. Vol. 15, pp. 1263 - 1276, 1997.
- [15] HISHAM, H. K. *Fiber Bragg Grating Sensors: Development and Applications* CRC Press, 2020, ISBN: 978-0-367-22485-1.
- [16] CHEHURA, E.; JAMES, S., W.; TATAM, R.,P. *Temperature and strain discrimination using a single tilted fibre Bragg grating*. Optics Communications, 275(2), pp 344-347, 2007.
- [17] CHENG, L. K.; VLIEGENHART, W.; HABISREUTHER, T. *Optical Fiber Grating based Technologies and Their Applications: from Nuclear Fusion to Medical*. PGC. 2012, ISBN:978-1-4673-2516-5
- [18] KALI, K.; SIMPSON, A. G.; ZHOU, K.; ZHANG, L.; BENNION, I. *Tailoring the temperature and strain coefficients of type I and tape IA dual grating sensors – the impact of hydrogenation conditions*. Measurement Science and Technology 17, pp. 949-954, 2006.
- [19] KASHYAP, R. *Fiber Bragg Gratings* Academic Press, 2010, ISBN: 978-0-12-372579-0.
- [20] KASHYAP, R. et all. *A simple technique for apodising chirped and unchirped fibre Bragg gratings*. Electron. Lett. 32, 1996.
- [21] KASHYAP, R. et all. *Fiber Bragg gratings for low-temperature measurement*. Optics Express Vol. 22, No. 22, Nov. 2014, pp. 27681 – 27694.
- [22] KAWASAKI, B. S.; HILL, K. O. et all. *Narrow band Bragg reflectors in optical fibers*. Opt. Lett., 3, 66-78, 1978.
- [23] KOČÍ, L.; ELIÁŠ, J.; URBAN, F.; ŠIFTA, R.; URBAN, F. *Fiber Bragg Gratings in Tapered Optical Fiber* In 28 th Conference and Exhibition on OPTICAL COMMUNICATIONS 2016. Prague, Czech Republic, 2016. s. 18-21. ISBN: 978-80-86742-45- 8

- [24] LEE, H. D. et all. *Linearized Wavelength Interrogation System of Fiber Bragg Grating Strain Sensor Based on Wavelength-Swept Active Mode Locking Fiber Laser*. JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY, Vol. 33, No. 12, June, 2015, pp. 2617 – 2621
- [25] MELTZ, G. et all. *Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method*. Opt. Lett 14, 823-825, 1989.
- [26] MESCIA, L.; PRUDENZANO, F. *Advances on Optical Fiber Sensors*. Fibers [online]. 2014, 1-23 [cit. 2022-05-28]. ISSN 2079-6439., doi:10.3390/fib2010001
- [27] OTHONOS, A.; KALLI, K. *Fiber Bragg Gratings. Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*. Artech House, 1999. ISBN: 0-89006-344-3.
- [28] RAJAN, G. et all. *Optical Fiber Sensors: Advanced Techniques and Applications*. CRC Press 2015, ISBN 978-1-4822-2829-8.
- [29] SAHOTA, J. K.; GUPTA, N.; DHAWAN, D. *Fiber Bragg grating sensors for monitoring of physical parameters: a comprehensive review*. In: Optical Engineering Vol. 59(6), June 2020.
- [30] SALES, F.; MOTA, F.; et all. *Applications of Fiber Bragg Grating Sensors in the Industry*. International Journal of Advanced Engineering Research and Science, no. Vol-6, pp. 238-250, 2019
- [31] SHAHZADI, R.; SHAHZAD, A.; QAMAR, V. *Effective Refractive Index and V-Parameter Characterization for Guided Modes in Multimode, Nano and Three Layer Optical Fibers*. ITEE Journal, Volume 7, Issue 3 June 2018, ISSN: -2306-708X
- [32] SOMER, J.; HELAN, R.; URBAN, F. jr. *Kalibrace teplotních senzorů s Braggovou mřížkou* Firemní dokumentace NETWORK GROUP s.r.o., Brno, 2020.
- [33] ŠIFTA, R.; HELAN, R.; URBAN, F. jr. *Kalibrace senzorů deformace s Braggovou mřížkou* Firemní dokumentace NETWORK GROUP s.r.o., Brno, 2020.
- [34] ŠIFTA, R.; URBAN, F.; URBAN, F. jr. *Optovláknové FBG senzory*. IN: Next Generation Telekomunikace. Praha: CNG s.r.o., 2021. ISSN 2570-8570.
- [35] URBAN, F.; URBAN, F. *Optimization of the Tilted Fibre Bragg Gratings for the Fibre Accelerometric Sensor*. Proc. SSENTS, Suzhou, May 2014.
- [36] URBAN, F. *Braggovy mřížky v optických vláknech*. Diplomová práce, 2014. VUT Brno FEKT

- [37] URBAN, F. jr.; HELAN, R.; URBAN, F. sr.; KOČÍ, L.; ELIÁŠ, J. *Grating implemetation of fiber optic inclinometer*. Sensors and Electronic Instrumentation Advances: Proceedings of the 3rd International Conference on Sensors and Electronic Instrumentation Advances. 1. Moskva: SEIA2017, 2017. s. 191-195. ISBN: 978-84-697-5615-7.
- [38] URBAN, F. jr.; HELAN, R.; URBAN, F. st. *Sensoric Fiber Bragg Grating design for scanning interrogation*. The 8th International Conference on Sensors and Electronic Instrumental Advances SEIA' 2022, pp. 38-44, 2022.
- [39] URBAN, F. jr.; HELAN, R.; URBAN, F. st.; KRATKY, S.; KOLARIK, V.; MIKEL, B. *NELDIS documentation*. Zpráva k řešení projektu, Brno, 2022.
- [40] URBAN, F. jr.; HELAN, R.; URBAN, F. sr. *Fibre Bragg Grating Based Optical Sensors Accuracy Improvement*. Sensors & Transducers, Vol. 259, Issue 5, October 2022.
- [41] URBAN, F. jr.; HELAN, R.; URBAN, F. st. *Přesnost měření v senzorových systémech s optovláknovými Braggovými mřížkami*. Electroscope, 2022 (ISSN 1802-4564)
- [42] URBAN, F. jr.; HELAN, R.; URBAN, F. sr. *Accuracy of the scanning interrogation of the FBG sensors*. Journal of Electrical Engineering, vol 74(2023), NO2, pp. 75 – 84

## Seznam symbolů a zkratek

<b>A-FBG</b>	apodizovaná Braggova mřížka – Apodized Fibre Bragg Grating
<b>CCD, CID</b>	Charge Coupled Device, Charge Integration Device
<b>FBG</b>	vláknová Braggova mřížka – Fibre Bragg Grating
<b>FWHM</b>	šířka spektra v polovině maxima – Full Width Half Maximum
<b>HE<sub>11</sub></b>	fundamentální vid v jednovidovém vláknovém vlnovodu
<b>HE<sub>11X</sub></b>	fundamentální vid v jednovidovém vláknovém vlnovodu v polarizaci X
<b>HE<sub>11Y</sub></b>	fundamentální vid v jednovidovém vláknovém vlnovodu v polarizaci Y
<b>CH-FBG</b>	čirpovaná Braggova mřížka – Chirped Fibre Bragg Grating
<b>LPFG</b>	mřížka s dlouhou periodou – Long Period Fibre Grating
<b>PS-FBG</b>	mřížka s fázovým skokem – Phase Shift Fibre Bragg Grating
<b>S-FBG</b>	superstrukturní mřížka – Superstructure Fibre Bragg Grating
<b>RMS</b>	střední kvadratická odchylka – Root Mean Square
<b>TFBG</b>	nakloněná vláknová Braggova mřížka, blejzovaná mřížka – Tilted Fibre Bragg Grating
<hr/>	
$\alpha$	úhel sklonění odrazných ploch mřížky
$\alpha(\mathbf{T})$	koeficient teplotní expanze vlákna
$\alpha_{\text{Gopt}}, \alpha_{\text{CLOpt}}$	úhel sklonění odrazných ploch mřížky
$\beta_x, \beta_y$	podélná fázová konstanta lineárně polarizovaného vidu $HE_{11X}$ , $HE_{11Y}$
$\Delta_{\text{HS}}$	celkový prokluz vlákna v držácích
$\Delta_L, \Delta_R$	posunutí suportů $S_L$ a $S_R$
$\Delta\lambda_{\text{DFWHM}}$	šířka centrálního poklesu reflexního spektra antisymetricky apodizované mřížky v polovině maxima

$\Delta\lambda_{\text{DN}}$	šumová šířka pásma při měření vlnového posuvu centrálního poklesu odrazivosti
$\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$	šířka hlavního maxima reflexního spektra mřížky v polovině maxima
$\Delta\lambda_{\text{GFWHM}}$	šířka hlavního maxima reflexního spektra mřížky v polovině maxima
$\Delta\lambda_{\text{G}-0,0001}$	šumová šířka spektra mřížky
$\Delta\lambda_{\text{GS}-0,0001}$	skenovaná šumová šířka spektra mřížky
$\Delta\lambda_{\text{CH}}$	šířka hlavního maxima reflexního spektra čirpované mřížky
$\Delta\lambda_{\text{L}}$	délka oblasti temena spektra
$\Delta\lambda_{\text{N}}$	šumová šířka spektra mřížky
$\Delta\lambda_{\text{NS}}$	skenovaná šumová šířka spektra mřížky
$\Delta\lambda_{\text{s}}(\mathbf{t})$	vlnový posun skenovacího spektra
$\Delta\lambda_{\text{S}-20}$	šířka spektra skenovacího záření pro pokles 20 dB
$\Delta\lambda_{\text{SDN}}$	skenovaná šumová šířka spektra centrálního poklesu odrazivosti
$\Delta\lambda_{\text{SFWHM}}$	šířka spektra skenovacího záření v polovině maxima
$\Delta\lambda_{12+0,00001}$	šumová šířka pásma při měření vlnového posuvu centrálního poklesu odrazivosti
$\Delta\lambda_0$	šířka hlavního maxima spektra odrazivosti mezi prvními průchody nulou
$\Delta\lambda_{-20}$	šířka hlavního maxima spektra odrazivosti pro pokles od maxima o 20 dB
$\Delta\phi_{12}(\mathbf{x})$	fázový posuv sekundární mřížky proti primární mřížce v místě $\mathbf{x}$ složené Moaré mřížky
$\Delta\phi_{13}(\mathbf{x})$	fázový posuv sekundární mřížky proti primární mřížce v místě $\mathbf{x}$ složené Moaré mřížky
$\Delta\phi_{23}(\mathbf{x})$	fázový posuv sekundární mřížky proti primární mřížce v místě $\mathbf{x}$ složené Moaré mřížky
$\Delta\text{CWL}$	změna centrální vlnové délky mřížky

$\Delta CWL_L$	změna centrální vlnové délky mřížky při přemístění levého držáku vlákna
$\Delta CWL_R$	změna centrální vlnové délky mřížky při přemístění pravého držáku vlákna
$\Delta f_0$	šířka hlavního maxima frekvenčního spektra mezi prvními průchody funkce spektra nulou
$\Delta CH$	kladný nebo záporný přírůstek periody mřížky na jednotce délky
$\Delta_m$	vlnový měřicí rozsah
$\Delta n(x)$	podélný průběh amplitudy indexové modulace mřížky
$\Delta n_{AC}, \Delta n_{AC}(x)$	amplituda změn indexu lomu v jádře
$\Delta n_{cop}(x), \Delta n_{cos}(x)$	průběh změny indexu lomu v mřížce
$\Delta n_{DC}(x)$	průměrné zvětšení indexu lomu jádra v závislosti na poloze
$\Delta n_{DCx}$	strmost lineární změny průměrného zvětšení indexu lomu jádra
$\Delta n_{ph}, \Delta n$	rozkmit změn indexu lomu v jádře
$\Delta t$	délka impulsové odezvy
$\delta(t, x)$	krátký impuls intenzity záření
$\delta_L, \delta_R$	požadovaný posun primární mřížky vůči sekundární mřížce na levém a pravém okraji mřížkové struktury
$\delta_S$	posunutí středu sekundární mřížky
$\delta n_{eff}$	diference efektivního indexu lomu
$\delta R(\lambda)$	odchylka průběhu odrazného spektra od konstantní hladiny
$\varepsilon_Z$	relativní prodloužení struktury podélně s osou vlákna
$\Theta$	úhel difrakce optické vlny na fázové masce
$\kappa$	činitel zkrácení účinku mřížky
$\Lambda_M, \Lambda_{PM}$	mřížková perioda (konstanta) fázové masky
$\Lambda_m$	vzdáleností mezi minimy amplitudy střídavých indexových změn v mřížce, perioda Moaré

$\Lambda_{\mathbf{G}}, \Lambda_{\mathbf{G}12}$	perioda podélných změn indexu lomu ve vláknové mřížce, mřížková konstanta
$\Lambda_{\mathbf{G}s}$	mřížková perioda (konstanta) pro s-tý řád Braggovy difrakce
$\Lambda_{\mathbf{CH}}(\mathbf{x})$	perioda podélných změn indexu lomu ve vláknové mřížce, mřížková konstanta
$\Lambda_{\mathbf{1}}, \Lambda_{\mathbf{2}}, \Lambda_{\mathbf{3}}$	perioda podélných změn indexu lomu ve vláknové mřížce, mřížková konstanta
$\lambda, \lambda_{\max}, \lambda_{\min}$	vlnová délka zapisovacího záření
$\lambda_i$	vlnová délka záření
$\lambda_{\alpha}$	vlnová délka Braggovy rezonance nakloněné mřížky
$\lambda_{\mathbf{B}}, \lambda_{\mathbf{B}}(\mathbf{x})$	vlnová délka Braggovy rezonance
$\lambda_{\mathbf{CI}}$	vlnová délka rezonance vyšších plášťových vidů nakloněné mřížky
$\lambda_{\mathbf{G}}$	vlnová délka rezonance Ghostu nakloněné mřížky
$\lambda_{\mathbf{GM}}$	vlnová délka nalezení maxima odrazivosti mřížky
$\lambda_{\mathbf{s}}, \lambda_{\mathbf{sMIN}}$	vlnová délka skenovacího záření
$\lambda_{\mathbf{sMAX}}$	vlnová délka skenovacího záření
$\mu$	faktor odrazivosti mřížky
$\nu$	Poissonův poměr
$\xi$	thermo-optický koeficient
$\sigma$	RMS chyba měření
$\Phi(\mathbf{x})$	fázový úhel ovládající podélnou změnu periody
$\phi$	poloviční úhel střetu dvou paprsků interferometru
$\phi, \gamma$	fázový úhel
$\phi_{\mathbf{P}}, \phi_{\mathbf{s}}$	fázový posun mřížky vůči referenčnímu bodu ve středu struktury
$\phi_{\mathbf{S12}}, \phi_{\mathbf{S32}}$	vzájemný fázový posuv dvou mřížek ve středu struktury



$A(f)$	frekvenční přenosová funkce odrazu mřížky
$ADC(\text{steps})$	počet kroků D/A převodníku
$ADR_L, ADR_R$	počet kroků D/A převodníku
$a$	poloměr jádra vlákna
$BW$	šířka pásma optického detektorového obvodu
$CWL$	centrální vlnová délka spektra odrazu/přenosu mřížky
$c$	rychlost světla ve vakuu
$D$	procentuální odchylka od linearity konvoluce částečně překrytých spekter identické měřicí a referenční mřížky; dávka energie při expozici
$dK, dK_{xx}$	fázová konstanta (vlnový vektor) amplitudy indexových změn složené Moaré mřížky
$E_{\text{effXY}}$	elastooptický koeficient refrakční anizotropie
$e$	náboj elektronu
$F_L$	působící síla na jednotku délky vlákna
$F_0$	referenční napínací síla vlákna při expozici
$f, f_0, \nu$	frekvence optické vlny
$h(t)$	impulsová odezva odrazu mřížky
$CH$	faktor čirpu
$I_D$	temný proud fotodetektoru
$I_{DN}$	efektivní hodnota šumu temného proudu fotodetektoru
$I_{mMAX}$	hodnota maxima funkce $I_m(\lambda), I_m(t)$
$I_N$	efektivní hodnota šumového proudu
$I_R(\lambda_B), I_F(\lambda_B)$	spektrální hustota intenzity vlny ve vláknovém vlnovodu
$I_R, I_{RG}, I_m(t)$	intenzita optického signálu na detektoru
$I_s(\lambda)$	spektrální hustota intenzity skenovacího záření

$I_{SH}$	efektivní hodnota výstřelového šumu detekovaného proudu fotodetektoru
$I_{TH}$	efektivní hodnota tepelného šumu zatěžovacího obvodu detektoru
$I_0, I_S$	proud fotodetektoru z detekovaného záření, maximální, signálový
$I_{0-0,0001}$	hladina proudu fotodetektoru 0.9999 maxima
$\underline{K}$	matice termo-elastické fotosenzitivity
$K_{\Delta L}, K_{\Delta R}$	strmost přemístění levého, pravého držáku vlákna
$K_{\varepsilon}, K_{\varepsilon J}, K_{\varepsilon G}$	změna Braggovy vlnové délky (jádrového odrazu, Ghostu), při podélné mechanické deformaci vlákna s mřížkou, složka matice termo-elastické fotosenzitivity mřížky
$K_{GR}, K_G$	fázová konstanta (vlnový vektor) mřížky
$K_{GR\alpha}$	vlnový vektor odražené a dopadající optické vlny v jádře vlnovodu s nakloněnou mřížkou
$K_{GRATING\alpha}$	vlnový vektor odražené a dopadající optické vlny v jádře vlnovodu s nakloněnou mřížkou
$K_T, K_{TJ}, K_{TG}$	změna Braggovy vlnové délky jádrového odrazu, Ghostu, teplotou, složka matice termo-elastické fotosenzitivity mřížky
$K_{12}, K_{13}$	fázová konstanta (vlnový vektor) mřížky
$K_1, K_2, K_3$	fázová konstanta (vlnový vektor) mřížky
$k_\lambda$	rychlost vlnového posunu skenovacího spektra
$k_R, k_F$	vlnový vektor odražené a dopadající optické vlny v jádře vlnovodu s mřížkou
$k_{R\alpha}, k_{F\alpha}$	vlnový vektor odražené a dopadající optické vlny v jádře vlnovodu s nakloněnou mřížkou
$k_{FG\alpha}, k_{FCL\alpha}$	vlnový vektor odražené a dopadající optické vlny v jádře vlnovodu s nakloněnou mřížkou
$k_{G\alpha}$	vlnový vektor difragovaných dominantních plášťových vidů (Ghost) optické vlny ve vlnovodu s nakloněnou mřížkou

$\mathbf{k}_{Cl\alpha}$	vlnový vektor difragovaných vyšších plášťových vidů optické vlny ve vlnovodu s nakloněnou mřížkou
$\underline{\mathbf{k}}_1, \underline{\mathbf{k}}_2$	vlnové vektory interferujících paprsků záření
$L$	vzdálenost držáků vlákna v expozičním přípravku
$L, L_m, l_m$	délka mřížky
$L_{\text{eff}}$	efektivní délka mřížky
$M$	počet period mřížky; počet simultánně vyšetřovaných mřížek
$NA$	numerická apertura vlákna
$n(\mathbf{x}), n_1$	index lomu v jádře vlnovodu
$n_{\text{eff}}, n_{\text{eff}}(\mathbf{x})$	efektivní index lomu pro šíření fundamentálního vidu vláknem
$n_M$	index lomu masky
$OSNR$	optický poměr signál-šum
$Pr_{GM}(\lambda)$	hustota pravděpodobnosti nalezení maxima odrazivosti
$p_{\text{eff}}$	elastooptický koeficient
$p_{11}, p_{12}$	komponenty elastooptického tenzoru
$Q_G$	činitel kvality mřížky
$R, R_{dB}$	odrazivost mřížky
$R_{GS}, R_{RS}$	střední úroveň temena spektra odrazivosti
$R_R(\lambda), R_G(\lambda)$	odrazivost mřížky
$R_{Rmax}, R_{Rmin}$	odrazivost mřížky
$r, r(t), r(\lambda)$	amplituda záření odrazu od mřížky
$r_p(\lambda), r_s(\lambda)$	amplitudové spektrum odrazu od mřížky
$S(\lambda)$	konvoluce vyhodnocovaného a vyhodnocovacího spektra
$\underline{S}$	translační matice napínání vlákna při expozici
$SLS$	odstup postranních laloků

$S_L S_S$	odstup postranních maxim při skenování
$s$	Braggův řád; difrakční řád na mřížce; tvarový faktor spektra mřížky
$s_L, s_R$	iniciální vzdálenosti suportů $S_L$ a $S_R$ od středu soustavy
$T, \delta T, \Delta T$	teplota, diference teploty
$T_{SC}, T_{SA}$	skenovací perioda, vzorkovací perioda při vyhodnocování spektra skenováním
$Tr, Tr_{GdB}(\lambda)$	přenos mřížky
$t, \Delta t, \delta t$	čas, časový interval
$t_H, t_L$	tloušťka masky

## Publikace autora

### Články v odborném periodiku impaktovaném:

URBAN, F., HELÁN, R., URBAN, F.: Accuracy of the scanning interrogation of the FBG sensors. *Journal of Electrical Engineering*, vol 74(2023), NO2, pp. 75 – 84.

### Články v neimpaktovaném odborném periodiku:

URBAN, F. jr., HELÁN, R., URBAN, F. sr.: Fibre Bragg Grating Based Optical Sensors Accuracy Improvement. *Sensors and Transducers*, Vol. 259, Issue 5, October 2022.

URBAN, F., HELÁN, R., URBAN, F.: Přesnost měření v senzorových systémech s optovláknovými Braggovými mřížkami. *Electroscope*, 2022 (ISSN 1802-4564)

URBAN, F.; URBAN, F. Optimization of the Tilted Fibre Bragg Gratings for the Fibre Accelerometric Sensor. *Journal of Computer and Communications*, 2014, roč. 2, č. 7, s. 36-41. ISSN: 2327- 5219.

### Články v konferenčních sbornících:

URBAN, F.; URBAN, F.: Optimization of the Tilted Fibre Bragg Gratings for the Fibre Accelerometric Sensor. Proc. *SSENTS*, Suzhou, May 2014.

URBAN, F. jr., HELÁN, R., URBAN, F. sr., “Sensoric Fiber Bragg Grating design for scanning interrogation” In: *Proceedings of the 8th International Conference on Sensors and Electronic Instrumental Advances SEIA’ 2022*, pp. 38-44, 2022.

HELÁN, R.; SOMER, J.; URBAN, F.; URBAN, F. Apodizace FBG dynamickým předepnutím vlákna. In: *LA58. Třešť: Ústav přístrojové techniky Akademie věd České republiky, v.v.i.*, 2018. s. 21-23. ISBN: 978-80-87441-24-4.

ŠIFTA, R.; HELÁN, R.; ELIÁŠ, J.; KOČÍ, L.; URBAN, F. Kompaktní vyhodnocovací jednotka pro FBG senzory. In: *LA56. Třešť: Ústav přístrojové techniky Akademie věd České republiky, v.v.i.*, 2016. s. 62-63. ISBN: 978-80-87441-18- 3

Eliáš, J.; HELÁN, R.; Kočí, L.; ŠIFTA, R.; URBAN, F. Optical fiber sensor for measuring of temperature gradient. In: *LA57. Třešť: Ústav přístrojové techniky Akademie věd České republiky, v.v.i.*, 2017. s. 14-15. ISBN: 978-80-87441-21-3.

URBAN, F. jr.; HELÁN, R.; URBAN, F. sr.; KOČÍ, L.; ELIÁŠ, J. Grating implementation of fiber optic inclinometer. In: *Sensors and Electronic Instrumentation Advances: Proceedings of the 3rd International Conference on Sensors and Electronic*

*Instrumentation Advances*. 1. Moskva: SEIA2017, 2017. s. 191-195. ISBN: 978-84-697-5615-7.

SOMER, J.; URBAN, F.; URBAN, F.; SZENDIUCH, I.: Optical pressure sensors in LTCC technology. Abstracts Proceedings, *International flash conference IMAPS – Czech and Slovak chapter*. 2015. s. 41-42. ISBN: 978-80-214-5270-1.

HELAN, R.; URBAN, F.; MIKEL, B.; URBAN, F. Preparation and measurement of TFBG based vibration sensor. In: *II International Conference on Applications of Optics and Photonics*. Aveiro, Portugal: 2014. s. 75-75. ISBN: 978-989-98032-6- 8

SOMER, J.; URBAN, F.; ČUČKA, M.; URBAN, F.; SZENDIUCH, I. Sensors based on longitudinal fiber Bragg gratings. In: *39th International Spring Seminar on Electronics Technology (ISSE)*. IEEE Conference proceedings. 2016. s. 472-475. ISBN: 978-1-5090-1389- 0. ISSN: 2161-2064

URBAN, F sr., URBAN, F.jr.: Quo Vadis Optoelectronics? In: *Abstracts proceedings, international flash conference IMAPS 2017 – CZECH AND SLOVAK chapter*. Brno: NOVAPRESS s.r.o. p.41-45. ISBN:978-80-214-5535-1.

SOMER,J.;URBAN, F.; SZENDIUCH, I.; URBAN,F,; Optical pressure sensors for harsh environment. In: *Microelectronics and Packaging Conference (EMPC) and Exhibition*, 2017 21st European. 2018. p. 1-5. ISBN: 978-0-9568086-4-6.

ČUČKA, M.; HELÁN, R.; URBAN, F.; SOMER, J.; MÜNSTER, P. Návrh konektorového spoje pro inteligentní textilie. In: *LA59*. 1. Ústav přístrojové techniky AV ČR, v.v.i Královopolská 147, 612 64 Brno: Ústav přístrojové techniky AV ČR, v.v.i Královopolská 147, 612 64 Brno, 2019. s. 9-10. ISBN: 978-80-87441-26-8.

ŠIFTA, R.; Urban, F.; Urban F. jr. Optovláknové FBG senzory. In: *2Next Generation Telekomunikace*. Praha: CNG s.r.o., 2021. ISSN 2570-8570

KOČÍ, L.; ELIÁŠ, J.; URBAN, F.; ŠIFTA, R.; URBAN, F. Fiber Bragg Gratings in Tapered Optical Fiber. In: *28 th Conference and Exhibition on OPTICAL COMMUNICATIONS 2016*. 1. Prague, Czech Republic: Zeithamlová Milena Ing., Agentura Action M, Vršovická 68, 101 00 Praha 10, Czech Republic, 2016. s. 18-21. ISBN: 978-80-86742-45- 8

## **Spoluautorství v knize**

FILKA, M.; HORVÁTH, T.; MÜNSTER, P.; ČUČKA, M.; ŠIFTA, R.; URBAN, F.; GREAR, D.; KYSELÁK, M. Optoelektronika pro telekomunikace a informatiku. 2017. 487 s. ISBN: 978-80-86785-29-5

## **Spoluautorství na užitném vzoru**

SOMER, J.; URBAN, F.; HELAN, R.; URBAN, F.; Optovláknový vysokoteplotní senzor. Užitný vzor CZ 33 050 U1. Úřad průmyslového vlastnictví ČR, 30. 07. 2019

SOMER, J.; URBAN, F.; HELAN, R.; ŠIFTA, R.; URBAN, F. Rozebiratelný optický konektor. Užitný vzor CZ 34 082 U1. Úřad průmyslového vlastnictví ČR, 09.06.2020

# Curriculum Vitæ

Ing. František Urban

---

## Osobní informace

Datum narození: 30. 03. 1990  
Místo narození: Brno  
Národnost: Česká  
Stav: ženatý  
Adresa: 30. Dr. Horáka, 796 01 Prostějov  
Telefon: +420 736 625 804  
E-mail: frenkurban@gmail.com

## Vzdělání

2014–nyní Vysoké Učení Technické v Brně, Ph.D.  
Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií  
Obor: Teleinformatika  
Téma dizertace: Prvky s podélnými fotonickými strukturami v optických vláknech

2012–2014 Vysoké Učení Technické v Brně, Ing.  
Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií  
Obor: Telekomunikační a informační technika  
Téma diplomové práce: Braggovy mřížky v optických vláknech

2009–2012 Vysoké Učení Technické v Brně, Bc.  
Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií  
Obor: Teleinformatika  
Měřicí pracoviště pro analýzu vlastností vláknových mřížek

2005–2009 Gymnázium Jiřího Wolkerova, Kollárova 3, Prostějov



## Ocenění

2014	Cena děkanky FEKT, VUT v Brně za diplomovou práci
2012	Cena děkanky FEKT, VUT v Brně za bakalářskou práci

## Pracovní zkušenosti

2015–2017	Vědecko-technický pracovník, Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav telekomunikací.
2017–nyní	Vědecko-technický manažer - NETWORK GROUP, s.r.o.

## Zahraniční stáž

2016	HUAWEI Technology, Shenzen, China
------	-----------------------------------

## Participace na projektech

2015–2018	VI20152020045, <i>DOBI – Detekce Ohrožení Bezpečnosti infrastruktury</i> , hlavní řešitel: prof. Ing. Miloslav Filka, CSc.
2017–2018	FEKT-S-17-4184, <i>Výzkum informačních a komunikačních systémů a jejich bezpečnost</i> , hlavní řešitel: prof. Ing. Kamil Vrba, CSc.
2017–2020	VI20172020067, <i>Inteligentní technické textilie pro zvýšení bezpečnosti kritických infrastruktur</i> , hlavní řešitel: prof. Ing. Miloslav Filka, Ph.D.
2019–2023	EG19-262/0019357, <i>Průmyslový výzkum a experimentální vývoj ve společnosti SPEL, a.s., mySCADA Technologies s.r.o. a NETWORK GROUP, s.r.o.</i> , hlavní řešitel: Tomáš Kment.
2023–2028	TN02000020, <i>Centrum pokročilé elektronové a fotonové optiky</i> , hlavní řešitel: prof. Ing. Josef Lazar, Dr.

## **Publikační aktivity**

- Články v odborných impaktovaných časopisech: 1.
- Články v odborných neimpaktovaných časopisech: 3.
- Články publikované v konferenčních sbornících: 14.
- Spoluautorství na knize: Optoelektronika pro telekomunikace a informatiku
- Spoluautorství na užitém vzoru: 2.

Uvedené informace jsou uvedeny k datu 08.08.2023.