

UNIVERZITA PARDUBICE
Fakulta chemicko-technologická

Optimalizace difrakčních mřížek a měření jejich difrakční účinnosti

Bc. Magdaléna Gorylová

Diplomová práce

2018

Univerzita Pardubice
Fakulta chemicko-technologická
Akademický rok: 2017/2018

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Bc. Magdaléna Gorylová**
Osobní číslo: **C16588**
Studijní program: **N3441 Polygrafie**
Studijní obor: **Polygrafie**
Název tématu: **Optimalizace difrakčních mřížek a měření jejich difrakční účinnosti.**
Zadávající katedra: **Katedra polygrafie a fotofyziky**

Z á s a d y p r o v y p r a c o v á n í :

1. Provedte literární rešerši týkající se měření difrakční účinnosti. Zaměřte se zejména na definici používaných veličin, používaná experimentální zařízení a využití těchto měření. Seznamte se s metodou výroby difrakčních mřížek ve firmě IQ Structures, s.r.o. a s technikami měření profilu mřížkové mikrostruktury.
2. Studujte závislost difrakční účinnosti na tvaru a hloubce profilu reliéfu mřížek.
3. Provedte měření tvaru profilu a difrakční účinnosti vybraných mřížek realizovaných v IQ Structures. Pokuste se optimalizovat profil reliéfu s ohledem na maximalizaci difrakční účinnosti.

Rozsah grafických prací:

Rozsah pracovní zprávy:

Forma zpracování diplomové práce: **tištěná**

Seznam odborné literatury:

Prohlašuji:

Tuto práci jsem vypracovala samostatně. Veškeré literární prameny a informace, které jsem v práci využila, jsou uvedeny v seznamu použité literatury.

Byla jsem seznámena s tím, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorský zákon, zejména se skutečností, že Univerzita Pardubice má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle § 60 odst. 1 autorského zákona, a s tím, že pokud dojde k užití této práce mnou nebo bude poskytnuta licence o užití jinému subjektu, je Univerzita Pardubice oprávněna ode mne požadovat přiměřený příspěvek na úhradu nákladů, které na vytvoření díla vynaložila, a to podle okolností až do jejich skutečné výše.

Beru na vědomí, že v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb., o vysokých školách a o změně a doplnění dalších zákonů (zákon o vysokých školách), ve znění pozdějších předpisů, a směrnicí Univerzity Pardubice č. 9/2012, bude práce zveřejněna v Univerzitní knihovně a prostřednictvím Digitální knihovny Univerzity Pardubice.

V Pardubicích dne 4. 9. 2018

Magdaléna Gorylová

Tímto bych ráda poděkovala především svému vedoucímu práce RNDr. Petru Janíčkoví, Ph.D. za trpělivost, vstřícnost, laskavost a odborné vedení diplomové práce. Rovněž chci velmi poděkovat firmě IQ Structures za umožnění spolupráce, poskytnutí vzorků, zpřístupnění laboratoře k měření a za odborné vedení a konzultace, jmenovitě pak za velkou ochotu Ing. Jakubovi Svobodovi, Ph.D. a Ing. Marku Škereňovi, Ph.D. Dále bych ráda v poděkování zmínila Ing. Karla Pálku, Ph.D., který zpřístupnil a zajistil proměření všech vzorků na AFM.

Děkuji mé milé rodině, bez které by studium nebylo možné, příteli i mým blízkým přátelům.

Tato práce byla podpořena Centrem materiálů a nanotechnologií Fakulty chemicko-technologické a projekty LM2015082 a CZ.1.05/4.1.00/11.0251 financovanými Ministerstvem školství mládeže a tělovýchovy České Republiky, kterým bych na tomto místě ráda poděkovala.

Zařízení na měření difrakční účinnosti mřížek bylo zakoupeno z projektu číslo 16-13876S financovaného Grantovou agenturou České Republiky (GA ČR).

Diplomová práce vznikla za podpory projektu Modernizace praktické výuky a zkvalitnění praktických dovedností v technicky zaměřených studijních programech, reg. číslo CZ.02.2.67/0.0/0.0/16_016/0002458 operačního programu Výzkum, vývoj a vzdělávání. Tento projekt je spolufinancován Evropskou unií.



EVROPSKÁ UNIE
Evropské strukturální a investiční fondy
Operační program Výzkum, vývoj a vzdělávání


MINISTERSTVO ŠKOLSTVÍ,
MLÁDEŽE A TĚLOVÝCHOVY

Anotace

Předložená práce je rozdělená na teoretickou a experimentální část. Teoretická část se zabývá difrakčními mřížkami. Nejprve popisuje typy, se kterými se v literatuře lze setkat, dále se zaměřuje na tenkou binární difrakční mřížku a fyzikální děje s ní spojené, zejména tedy difrakční účinnost, která je hlavním tématem práce. Teoretická část je pak uzavřena stručným přehledem vybraných technologií zápisu difrakčních mřížek a metodami sloužícími k popisu jejich struktury a vyhodnocení.

Cílem experimentální části je vyhodnocení naměřených profilů vzorků difrakčních mřížek, softwarový výpočet difrakční účinnosti na základě teorie o tenké difrakční mřížce řešené pomocí transmittanční funkce a porovnání s experimentálním měřením na zařízení pro měření difrakční účinnosti mřížek. Závěrem jsou vyhodnoceny vzorky s nejlepší difrakční účinností a experiment je okomentován jako celek.

Klíčová slova: difrakční účinnost, tenká difrakční mřížka, binární profil, optická litografie.

Title: Optimization of diffraction gratings and diffraction efficiency measurements

Annotation

This thesis is divided into a theoretical and an experimental part. The theoretical part deals with diffraction gratings and describes the types which can be found in literature. Further it focuses on thin and binary diffraction gratings and its physical phenomena. The main topic of this thesis then becomes diffraction efficiency. Finally, the theoretical part mentions some picked diffraction grating writing technologies and methods for further analysis of the prepared structure and its evaluation.

The aim of experimental part is an evaluation of measured sample profiles of diffraction gratings, comparison between software diffraction efficiency computation based on theory solved by transmittance function on thin grating with experimental diffraction efficiency data measured on custom made equipment. Selected samples with the best diffraction efficiency and the whole experiment is summarized and commented in the conclusion of this thesis.

Keywords: diffraction efficiency, thin diffraction grating, binary profile, optical lithography.

Obsah

Seznam obrázků a tabulek	9
Seznam zkratk a značek	11
Úvod.....	12
1 Teoretická část	14
1.1 Typy difrakčních mřížek	14
1.2 Fyzikální jevy na difrakční mřížce	17
1.2.1 Fourierovský přístup	17
1.2.2 Teorie tenké difrakční mřížky.....	20
1.2.3 Difrakční účinnost.....	22
1.2.4 Difrakční účinnost binární tenké fázové mřížky.....	23
1.3 Technologie záznamu mřížek.....	25
1.4 Metody vyhodnocování mřížek.....	28
1.4.1 AFM.....	28
1.4.2 Elipsometrie – mód skaterometrie	30
2 Experimentální část.....	32
2.1 Experimentální vzorky, použité přístroje, zařízení a software	32
2.2 Test sestavy pro měření difrakční účinnosti	36
2.3 Profily mřížek a vliv koncentrace vývojky, střídy, periody na jejich modifikaci	37
2.3.1 Změna profilu vlivem změny střídy.....	39
2.4 Porovnání teoretických a naměřených difrakčních účinností.....	43
2.4.1 Difrakční účinnost měřených vzorků.....	47
3 Závěr	51
4 Reference	53
5 Přílohy.....	56

Seznam obrázků a tabulek

Obrázek 1: Tenká (vlevo) a objemová difrakční mřížka (vpravo); překresleno z [15]	16
Obrázek 2: Přiblížení prostorové frekvence ξ , překresleno z [7]	19
Obrázek 3: Difrakční řády, popis k vektorem; překresleno z [7]	22
Obrázek 4: Popis binární mřížky se střídou 0, 5; střída je poměr P ku S ; adaptováno z [14] ..	24
Obrázek 5: Teoretická difrakční účinnost binární tenké mřížky (vlevo) a simulace jejího profilu (vpravo) v MATLABu	25
Obrázek 6: Vyobrazení dráhových rozdílů dopadajícího záření; adaptováno z [15]	25
Obrázek 7: Image-matrix metoda zápisu mřížek; překresleno z [19]	27
Obrázek 8: Vyobrazení působení sil v jednotlivých módech AFM; překresleno z [23]	30
Obrázek 9: Rozmístění vzorků na skle, orientace mřížek a jejich elementárních polí	33
Obrázek 10: Popis zařízení pro měření difrakční účinnosti	34
Obrázek 11: Snímek AFM pro mřížku č. 11 o periodě 750 nm; střídě 0,4 a koncentraci vývojky 1:10 – vlevo před vyrovnáním povrchu, vpravo po úpravách a vyrovnání povrchu; konce červené linky vyznačují šířky oblasti k průměrování	35
Obrázek 12: Difrakční účinnosti holografické mřížky pro jednotlivé vlnové délky naměřené v prvním difrakčním řádu; převzato od firmy Thorlabs [27], kde jednotlivé linie vyznačují orientaci polarizace při dopadu na vrypy mřížky	37
Obrázek 13: Hloubkový profil pro vzorek č. 1, 2, 3 a 4; křivky vyobrazují všechny střídy – 0,5; 0,4; 0,3; a 0,2 pro mřížku o periodě 2100 nm a koncentraci 1:8	40
Obrázek 14: Hloubkový profil pro vzorek č. 9: mřížka s periodou 850 nm a střídou 0,5 pro koncentrace 1:6; 1:8 a 1:10	40
Obrázek 15: Hloubkový profil pro vzorek č. 7: mřížka s periodou 1100 nm a střídou 0,4 pro koncentrace	40
Obrázek 16: Hloubkový profil pro vzorek č. 8: mřížka s periodou 1100 nm a střídou 0,2 pro koncentrace 1:6; 1:8 a 1:10	41
Obrázek 17: Hloubkový profil pro vzorek č. 11: mřížka s periodou 750 nm a střídou 0,4 pro koncentrace 1:6; 1:8 a 1:10	41
Obrázek 18: Hloubkový profil pro vzorek č. 5: mřížka s periodou 1500 nm a střídou 0,4 pro koncentrace 1:6; 1:8 a 1:10	41
Obrázek 19: Hloubkový profil pro vzorek č. 6: mřížka s periodou 1500 nm a střídou 0,3 pro koncentrace 1:6; 1:8 a 1:10	42

Obrázek 20: Hlubkový profil pro vzorek č. 10: mřížka s periodo 850 nm a střídou 0,25 pro koncentrace 1:6; 1:8 a 1:10	42
Obrázek 21: Hlubkový profil pro vzorek č. 12: mřížka s periodo 650 nm a střídou 0,3 pro koncentrace 1:6; 1:8 a 1:10	42
Obrázek 22: Difrakční účinnost vzorku č. 7; koncentrace 1:8	48
Obrázek 23: Difrakční účinnost vzorku č. 5; koncentrace 1:8 (vlevo) a vzorku č. 6; koncentrace 1:8 (vpravo).....	49
Obrázek 24: Difrakční účinnost vzorku č. 9; koncentrace 1:10 (vlevo) a vzorku č. 10; koncentrace 1:10 (vpravo)	49
Obrázek 25: Difrakční účinnost vzorku č. 9; koncentrace 1:6 (vlevo) a vzorku č. 10; koncentrace 1:6 (vpravo)	50
Tabulka 1: Čísla mřížek, jejich periody a střídy; expoziční energie osvitu; hloubky vzorků pro použité koncentrace vývojky.	38
Tabulka 2: Počet difrakčních řádů všech exponovaných period	43
Tabulka 3: Rozdíly mezi procenty teoretických a experimentálních difrakčních účinností; červeně jsou vyznačeny vzorky s dobrou shodou mezi naměřenými a vypočtenými difrakčními účinnostmi	45

Seznam zkratek a značek

3D	trojrozměrný	
A	matice dat	
AFM	mikroskopie atomárních sil	
CGH	počítačem generované hologramy	
c_m	koeficient Fourierovy řady	
h	impulzní odezva	
h	hloubka mřížky	[nm]
I	intenzita vlnového vektoru/záření	[W]
\mathbf{K}	mřížkový vektor	[1/m]
LCD	display z tekutých krystalů	
n	index lomu	
P	perioda mřížky	[nm]
S	střída mřížky	[nm]
SEM	skenovací elektronový mikroskop	
SLM	prostorový modulátor světla	
SPM	mikroskopie skenovací sondou	
t	transmitanční funkce	
Q	Kleinův parametr	
$\Delta\Phi$	fázový posun	[rad]
δ	Diracova funkce	
ξ a η	prostorové frekvence	[1/m]
η	difrakční účinnost	[%]
Λ	perioda mřížky	[nm]
λ	vlnová délka	[nm]
\mathcal{F}	Fourierovský obraz	
\mathcal{H}	přenosová funkce	
\mathcal{L}	lineární operátor	

Úvod

Základy optiky byly pevně stanovené již před rokem 1900 [1]. Její historie však sahá již do dob starého Řecka, kdy se nad chováním světla pozastavovali tehdejší filozofové – byl jim znám např. zákon odrazu [1; 2]. Se zákonem lomu přišel až v 1621 Willebrord Snell [1]. První zmínky na téma ohybových jevů se objevují v období renesance, a to v kódu všestranně nadaného Leonarda da Vinci [2]. Pojem „difrakce“ však pak definoval ve svém pojednání až jezuitský kněz Francesco Grimaldi (1618–1663). Interferencí, která je s difrakcí úzce spojená, se na sobě nezávisle zabývali Robert Boyle (1627–1691) a Robert Hooke (1635–1703). Optika byla dále obohacena o další objevy jako např. o znalost rozkladu bílého světla na hranolu, na kterou poukázal Issac Newton v roce 1666, nebo o vlnovou teorii světla formulovanou Christianem Huygensem (1629–1698) [1].

Historie zachycuje tři zmínky o prvotních difrakčních mřížkách. Konkrétně se jedná o rok 1785, kdy americký astronom David Rittenhouse popsal průběh difrakce na mřížce široké půl palce vyrobené z vlasů napnutých mezi dvěma polovinami rozpůleného šroubu s jemným závitem, které tvořily mřížku s více než 50 aperturami [3]. Další, známější událostí je experiment opublikovaný roku 1803 Thomasem Youngem, který zaznamenal průchod záření skrze transmisní mřížku a odvodil vztah pro výpočet rozdílu dráhy mezi dvěma vlnami [4; 5]. S vynálezem podobným a nezávislým na Ritterhousovu přišel znovu v roce 1821 Fraunhofer [6] a odvodil rovnice popisující disperzní chování difrakčních mřížek. Spolu s Augustinem Fresnelem (1788–1827) stojí za názvy dvou režimů difrakce, matematický popis difrakce pak uskutečnil Gustav Kirchhoff (1882) [1]. I později se několik dalších vědců věnovalo studiu tématu difrakčních mřížek, jejich výrobě a rýhování, např. Rowland, který stanovil difrakční mřížku jako základní prvek spektroskopie [5].

Předložená diplomová práce sestává ze dvou částí. První část shrnuje teoretický základ – tedy fyzikální chování tenké difrakční fázové mřížky s binárním profilem, technologie záznamu profilů mřížek a v poslední řadě technologie a přístroje k měření a vyhodnocování zapsaných struktur. Cílem druhé – experimentální části je studium binárních difrakčních mřížek připravených optickou litografií a popis vlivu proměnných faktorů (střída, perioda, koncentrace vývojky) na finální profil struktur. Dále experimentální část porovnává vypočtené teoretické a měřené difrakční účinnosti vzorků a zjišťuje tak spolehlivost softwaru pro výpočet teoretických difrakčních účinností. Tento software by pak díky znalosti vlivu výše zmíněných faktorů aplikovaných v průběhu procesu výroby mohl nápomoci k optimalizaci tvaru difrakční

mřížky, tj. stanovit parametry výroby tak, aby difrakční účinnost mřížky dosahovala očekávaných hodnot difrakčních účinností.

1 Teoretická část

V literatuře se setkáváme s pojmem difrakční struktury, který zahrnuje jak periodické (difrakční mřížky), tak kvaziperiodické (hologram) tvary struktur [7]. Jejich uplatnění nacházíme napříč spektrem mnoha vědních oborů, jako je chemie, fyzika, strojírenství [4], ale také v oblasti bezpečnostních prvků [7; 8; 9]. Difrakční mřížka je tedy soubor prvků (např. drážek, štěrbin, vrypů) vzdálených od sebe na délku srovnatelnou s vlnovou délkou pozorovaného dopadajícího světla, na kterých dochází k difrakci elektromagnetického záření [4; 10]. Variací mřížek lišících se vzájemně svými parametry, ať už tloušťkou, profilem, či způsobem záznamu je mnoho. Mřížky mohou být rovinné, torické, válcové i kulové, dle tvaru a zakřivení záznamové plochy [4; 10; 11]. Nabízí se tedy několik způsobů, jak pojmout jejich kategorizaci a charakterizaci, popsanych blíže v kapitole 1.1.

1.1 Typy difrakčních mřížek

Rozdělení na typy se u difrakčních mřížek především odvíjí od jejich odezvy při interakci s elektromagnetickým zářením – zda se světlo odráží/prochází, zda je modulovaná amplituda/fáze záření atd. Tyto zmíněné reakce jsou následkem charakteristických rysů difrakčních mřížek – tloušťky, profilu, indexu lomu, periody, ... Je mnoho vlastností, kterými se tyto optické prvky vzájemně od sebe liší, a tedy i způsobů, jak je klasifikovat.

Reflexní a transmisní

Reflexní, tedy odrazové mřížky jsou takové, kdy dopadající záření mřížkou neprochází, nýbrž se od povrchu odráží. Jedná se zpravidla o povrchy reliéfního charakteru, velmi často potahované materiálem s vysokou odrazivostí (hliník, zlato, stříbro). Transmisní mřížky, tedy propustné naopak difragují světlo až po průchodu světla materiálem. Často je zadní část mřížky potažena antireflexním materiálem tak, aby nedocházelo ke ztrátě záření důsledkem odrazu, či také k nežádoucímu vícečetnému rozptýlení světla v objemu materiálu. V praxi se reflexní mřížky mohou chovat i jako transmisní a naopak [5].

Fázová a amplitudová

Amplitudové mřížky mění amplitudu dopadajícího záření na základě modulace absorpce mřížky (např. černé proužky natištěné na fólii). Fázové mřížky ovlivňují jeho fázi a důvodem

je změna indexu lomu, reliéfní povrch apod. V praxi je však běžné, že mřížky mají obě funkce – tedy mění fázi i amplitudu dopadajícího záření zároveň [4].

Profily – souměrné a nesouměrné

Odlišné profily a formy vrypů jsou úzce spjaty se zápisovou technologií mřížky. Znamé jsou např. tvary sinové, lamelární (též nazývané stupňovité), trojúhelníkové/pilové (tzv. blejzované), lichoběžníkové, či obdélníkové (binární) [5; 4]. Mřížky mohou mít i nepravidelný tvar. Nepravidelný tvar profilu difrakční mřížky může být v praxi způsoben technologií zápisu mřížky, kdy se u každé metody zápisu – více či méně – vyskytují určité limitující faktory zabraňující reprodukci požadovaného profilu a způsobující jeho zkreslení [12]. Profily lze charakterizovat také jako symetrické (difrakční účinnosti jsou distribuovány do souměrných difrakčních řádů) a asymetrické [5]. Typickou nesymetrickou strukturou je blejzovaný profil, kdy je potřeba přenést maximální intenzitu záření do určitého požadovaného difrakčního řádu, což se děje převážně na úkor řádu nultého (zrcadlového řádu), který v mnoha aplikacích difrakčních mřížek není žádoucí [4; 5; 10; 11; 13].

Jednodimenzionální a vícedimenzionální

Rozdíl mezi jednodimenzionální a vícedimenzionální mřížkou je v počtu nezávislých mřížkových vektorů \mathbf{K} , jehož velikost je definována vztahem (1.1):

$$|\mathbf{K}| = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (1.1)$$

\mathbf{K} je tedy nepřímo úměrný periodě modulace Λ . Jednodimenzionální mřížky vykazují periodicitu pouze v jednom směru a lze je popsat pomocí jednoho \mathbf{K} vektoru (viz mřížky používané v experimentu). U vícedimenzionálních mřížek závisí počet nezávislých \mathbf{K} vektorů na tom, do kolika směrů je jejich periodicitu rozložena [4; 5; 7].

Tenká a objemová

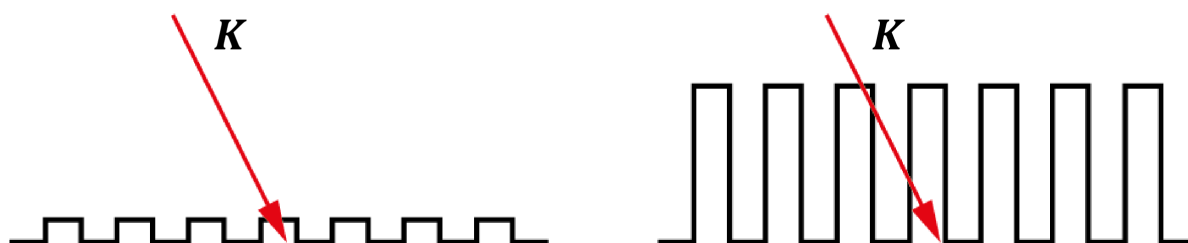
Opticky tenkou a mělkou (reliéfní) mřížkou nazýváme ty mřížky, které mají profil o velké periodě a malou hloubku – vlnový vektor protíná pouze jednu periodu (viz obr. 1). V takovém případě, pokud dopadne na mřížku záření ve směru blízkém se kolmému, pracuje mřížka ve skalárním režimu a neprojevuje se závislost na polarizaci [11]. Takové mřížky se vyznačují vyšším počtem difrakčních řádů [5; 11].

Opakem jsou pak opticky tlusté a hluboké mřížky, tzv. objemové. Zde bereme v potaz difrakci na prostorové struktuře mřížky (vlnový vektor protíná více period), podmíněnou Braggovou podmínkou – tedy musí být splněny jak podmínky fázového synchronismu (viz kap. 1.2.4), tak zákon odrazu. Počet difrakčních řádů opticky tlusté mřížky je omezen většinou na nultý a první řád [5; 11].

Rozlišit mřížky mezi těmito dvěma typy lze za pomoci Kleinova parametru Q definovaného jako:

$$Q = \frac{2\pi\lambda d}{n\Lambda^2} \quad (1.2)$$

kde d je hloubka struktury, λ vlnová délka záření, n je index lomu prostředí a Λ perioda mřížky. Jestliže z výpočtu získáme hodnotu $Q < 1$ (přesněji. $Q \ll 1$; s narůstající hodnotou přesnost výpočtu klesá), pak se jedná o mřížku opticky tenkou. Podléhá-li mřížka Braggovskému synchronismu, jde o mřížku objemovou a $Q > 10$ [11; 14]. V případě mřížek s Kleinovým faktorem mezi hodnotami 1–10 závisí posouzení objemovosti na konkrétní geometrii struktury [7]. Přejít mezi opticky tenkou a tlustou mřížkou není jednoznačný a v různých spektrálních oblastech dokážou mřížky pracovat v jednom, či druhém režimu [5; 11].



Obrázek 1: Tenká (vlevo) a objemová difrakční mřížka (vpravo); překresleno z [15]

Mechanicky/holograficky/litograficky připravené mřížky

Jak již bylo zmíněno, proces výroby/záznamu mřížky má vliv na profil zapsaných struktur. Mechanickým rytím jsou zpravidla připravované blejzované, trojúhelníkové a lichoběžníkové mřížky [4; 5], holografickým procesem jsou připravované zejména symetrické sinusové mřížky, ale lze také dosáhnout blejzovaných profilů [4; 5; 11]. Litografické metody jsou z hlediska tvaru mřížek flexibilnější, avšak také více časově náročné, zejména pak elektronová litografie. Více o metodách přípravy difraktivních struktur je zmíněno v kap. 1.3.

Nízkofrekvenční, středofrekvenční a vysoko frekvenční

Frekvence závisí na vztahu periody difrakční struktury a vlnové délce dopadajícího záření. Pro nízkofrekvenční mřížky platí, že se téměř neprojevuje disperze a všechny řády jsou velmi blízko osy dopadajícího záření. Středofrekvenční mřížky mají zejména periody v řádu jednotek až desítek mikrometrů, vykazují značnou disperzi a reálné difrakční řády. Vysokofrekvenční mřížky disponují zejména evanescentními řády, tedy řády, jejichž úhel odklonění od osy mřížky je větší než 90° (více v kap. 1.2.2) [7].

1.2 Fyzikální jevy na difrakční mřížce

Difrakce – též ohyb – je fenomén, kdy vlny šířící se příčně nepodléhají zákonům geometrické optiky, ale zahýbají za překážku (např. stínítka s otvorem, změna indexu lomu prostředí apod.). K jejímu řešení lze přistupovat následujícími způsoby: v prvním případě se jedná o metody přibližné. Přibližnou metodou řešení difrakce je skalární teorie difrakce zanedbávající vektorový charakter polí; lze ji použít s přesnými výsledky za podmínek, že:

1) charakteristické rozměry těles, na kterých dochází k difrakci jsou mnohem větší než vlnová délka dopadajícího záření,

2) difrakční jev je sledován v dostatečné vzdálenosti od povrchu, na kterém k difrakci dochází [10; 13]. Jsou tedy ignorovány jevy, které se uskutečňují bezprostředně před stínítkem. Další metody jsou tzv. rigorózní [7], kdy předpokládáme stínítka s jistým charakterem a vlastnostmi (vodivost, dielektrické vlastnosti). Jedná se o řešení složité difrakční úlohy, kdy je respektován vektorový charakter pole i objemovost mřížky, předpokládá se, že difrakce nastává i před stínítkem.

1.2.1 Fourierovský přístup

Kapitola je zpracována na základě literatury [7; 14].

Jiný pohled, jak řešit difrakční úlohu je integrální přístup, který vychází z Huygensova principu: každý bod vlnoplochy se stává zdrojem sekundární kulové vlny, přičemž výsledná vlnoplocha je obálkou těchto sekundárních vlnoploch. Z tohoto pak vznikl tzv. Huygens-Fresnelův integrál, když Fresnel matematicky popsal onu obálku sekundárních vln. Následně pak další fyzici např. Kirchhoff, Sommerfeld atd. prohlubovali znalosti a snažili se přiblížit a popsat i okrajové podmínky.

Fourierovský přístup k difrakční úloze spočívá v tom, že prostor rozkládá do jednodušších signálů – lineárního přenosového systému¹. Učiňme tento lineární přenosový systém invariantním; tzn. že posune-li se vstupní prostorový signál, k posunu dojde i na výstupu. Popíšme jej lineárním operátorem \mathcal{L} :

$$U_2(x, y) = \mathcal{L}\{U_1(x, y)\} \quad (1.3)$$

tzn. optická změna výstupního systému $U_2(x, y)$ je dána změnou vstupního systému $U_1(x, y)$. Popíšme-li vstupní systém Diracovou funkcí δ , dostáváme na výstupu impulzní odezvu h :

$$h(x, y) = \mathcal{L}\{\delta(x, y)\} \quad (1.4)$$

Fourierovský obraz této impulzní odezvy pak definujeme pojmem „přenosová funkce“ $\mathcal{H}(\xi, \mu)$:

$$\mathcal{F}\{h(x, y)\} = \mathcal{H}(\xi, \mu) \quad (1.5)$$

kde ξ a η jsou prostorové frekvence definované paraxiálními vztahy (1.6) a (1.7):

$$\xi = \frac{\cos \alpha}{\lambda} = \frac{\sin \theta_x}{\lambda} = \frac{x}{\lambda z} \quad (1.6)$$

$$\eta = \frac{\cos \beta}{\lambda} = \frac{\sin \theta_y}{\lambda} = \frac{y}{\lambda z} \quad (1.7)$$

Na obr. 2 je vyobrazená rovinná vlna šířící se ve směru vektoru k , jejíž vlnoplochy jsou od sebe vzdálené o projektovanou vlnovou délku λ v ose x , jako základní prvek prostorově frekvenčních složek. Obr. 2 tedy přibližuje geometrický význam inverzní hodnoty prostorové frekvence ξ .

Jelikož v popisovaném systému platí princip superpozice, můžeme vstupní systém zapsat jako konvoluci:

$$U_2(x, y) = U_1 * h(x, y) \quad (1.8)$$

$$\mathcal{U}_2(\xi, \eta) = \mathcal{U}_1(\xi, \eta) * \mathcal{H}(\xi, \eta) \quad (1.9)$$

Rovnici (1.9) lze chápat jako rozklad obecné vlny $U(x, y)$ do složek rovinných vln se spektrální hustotou $\mathcal{U}(\xi, \eta)$ [7].

Máme-li definované prostorové frekvence, můžeme rovinnou vlnu zapsat jako:

¹ Přenosový systém je lineární, splňuje-li princip superpozice; více v literatuře [29].

$$\exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) = e^{-i2\pi(\xi x + \eta y)} e^{-ikz\sqrt{1-\lambda^2\xi^2-\lambda^2\eta^2}} \quad (1.10)$$

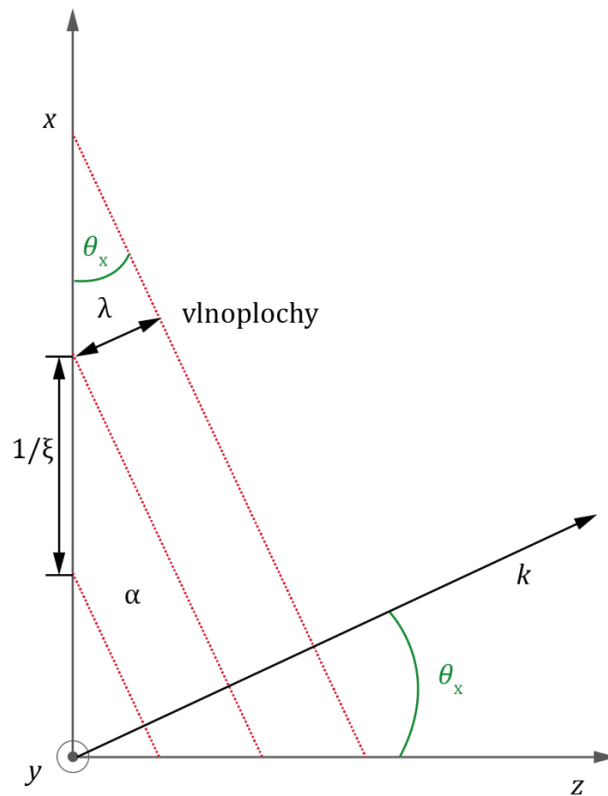
Přenosová funkce volného prostoru rovinné vlny v rovině $z = 0$ až z je pak:

$$\mathcal{H}_0 = \mathcal{H}_0(\xi, \eta, z) = e^{-ikz\sqrt{1-\lambda^2\xi^2-\lambda^2\eta^2}} \quad (1.11)$$

Impulzní odezva volného prostoru je inverzní Fourierovou transformací přenosové funkce; platí pouze, v případě, kdy $k \cdot r \gg 1$

$$h_0(x, y, z) = \mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{H}_0(\xi, \eta, z)\} = i \frac{z}{\lambda} \frac{e^{-ik\sqrt{x^2+y^2+z^2}}}{x^2 + y^2 + z^2} = \frac{i}{\lambda} \frac{e^{-ikr}}{r} \cos \chi \quad (1.12)$$

kde r představuje radiusvektor, $\cos \chi = z/r$ je odezva na svítící bod sledovaný v rovině $z = 0$.



Obrázek 2: Přiblížení prostorové frekvence ξ , překresleno z [7]

Difrakční proces: uvažujeme neprůhledné stínítko $(x, y, 0)$, kde je vlna $U_1(\bar{x}, \bar{y}, 0)$ s Fourierovským obrazem $\mathcal{U}_1(\xi, \eta)$ a chceme zjistit odezvu pole $U_2(x, y, z)$ za stínítkem. Dle zpětné Fourierovy transformace získáváme vztah pro difrakci ve spektru:

$$U_2(x, y, z) = \iint_{\infty} \mathcal{U}_1(\xi, \eta) e^{-ikz\sqrt{1-\lambda^2\xi^2-\lambda^2\eta^2}} e^{-i2\pi(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta \quad (1.13)$$

dosazením do vztahu 1.8 dostaneme výsledný difrakční integrál

$$\begin{aligned}
 U_2(x, y, z) &= U_1 * h = i \frac{z}{\lambda} \iint_A U_1 \frac{e^{-ik\sqrt{(x-\bar{x})^2+(y-\bar{y})^2+z^2}}}{(x-\bar{x})^2+(y-\bar{y})^2+z^2} d\bar{x}d\bar{y} \\
 &= \frac{i}{\lambda} \iint_A U_1 \frac{e^{-ikr}}{r} \cos \theta dA
 \end{aligned} \tag{1.14}$$

1.2.2 Teorie tenké difrakční mřížky

Jak již bylo zmíněno (viz kap. 1.2), je několik přístupů, jak řešit difrakci na mřížce, resp. že k řešení lze přistupovat rigorózně nebo přibližně. U přibližných metod dochází k určitým zjednodušením při řešení difrakční úlohy (zanedbání polarizace, tloušťka prostředí, interakce více vln se zjednoduší na dvě vlny atd.), předpokládáme, že stínítko je plně absorpčního charakteru. Ke studiu tenké mřížky je v tomto případě využito aproximace právě jednou z přibližných metod, a to pomocí transmittanční funkce. Ta řeší difrakci pomocí transparentů. Tato kapitola a kap. 1.2.3 je zpracována na základě literatury [7; 14], výsledků z bakalářské práce [15] a semináře ve firmě IQ Structures, s.r.o.

Transmittanční funkce

Jestliže rovinná vlna U_i dopadá v rovině (x, y) na transparent o nekonečné ploše a tloušťce, lze amplitudovou transmittanční funkci t definovat jako:

$$t(x, y) = \frac{U_t(x, y, 0)}{U_i(x, y, 0)} \tag{1.15}$$

kde U_t je modifikovaná vlna transparentem. Pole za mřížkou tedy nabývá tvar $U_t = U_i t(x, y)$. Spektrum vlny U_t je tedy:

$$\mathcal{U}_t = \mathcal{T} * \mathcal{U}_i \tag{1.16}$$

kde \mathcal{T} Fourierův obraz transmittanční funkce a \mathcal{U}_i je Fourierův obraz vlny za transparentem.

Jelikož změna absorpce i fáze nastává v tloušťce vrstvy, je nutné aplikovat tzv. „reálný transparent“. Transmittanční funkce pro absorpční transparent leží v oboru reálných čísel a nabývá hodnot od 0 do 1. U mřížky fázové dochází k modulaci fáze vlny, tzn.:

$$t(x, y) = e^{i\phi(x,y)} \tag{1.17}$$

S ohledem na definici šíření energie se zavádí intenzitní transmittanční funkce:

$$\mathcal{T}(x, y) = |t(x, y)|^2 \quad (1.18)$$

Dle Fourierovského přístupu k difrakci můžeme pole v libovolné rovině za mřížkou definovat jako:

$$u_d(x, y, z) = [u_i t(x, y)] * h_0(x, y, z) = \mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{U}_t(\xi, \eta, 0_+) \mathcal{H}_0(\xi, \eta, z)\} \quad (1.19)$$

Transmitanční funkci mřížky, o které předpokládáme, že je nekonečně periodická, lze rozvinout do Fourierovy řady:

$$t(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m e^{-imKx} \quad (1.20)$$

$$c_m = \frac{1}{\Lambda} \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} t(x, y) e^{2\pi imKx} dx \quad (1.21)$$

Pole za mřížkou má tak ve vzdálenosti z tvar:

$$u_d(x, y, z) = U_{i0} \sum_m c_m e^{-ik_m r} \quad (1.22)$$

Z rovnice lze vyčíst jak pozici jednotlivých m -tých řádů (z k_m vektoru), tak hodnotu intenzity, která je obsažena ve výrazu c_m .

Z předchozích vztahů týkajících se difraktovaného pole získáme systém rovinných vln, které vyjadřují vzájemný vztah mezi dopadajícími a difraktovanými vlnovými vektory v m -tém řádu; jejich jednotlivé vlnové vektory pak lze definovat jako

$$\begin{aligned} k_m &= \left\{ 2\pi(m\xi_0), 0, k\sqrt{1 - \lambda^2(\xi + m\xi_0)^2} \right\} = \\ &= \left\{ (k_{ix} + mK, 0, \sqrt{k^2 - (k_{ix} + mK)^2} \right\} \end{aligned} \quad (1.23)$$

Vyjádříme-li vztah mezi tečnými komponentami vlnových vektorů a mřížkovým vektorem \mathbf{K} obecně ve vektorové podobě, dostaneme tzv. vektorovou mřížkovou rovnici:

$$(\mathbf{k}_m - \mathbf{k}_i - m\mathbf{K}) * \mathbf{v} = \mathbf{0} \quad (1.24)$$

kde \mathbf{v} je normálová složka k rovině mřížky. V případě tenké mřížky leží mřížkový vektor \mathbf{K} v rovině mřížky [7].

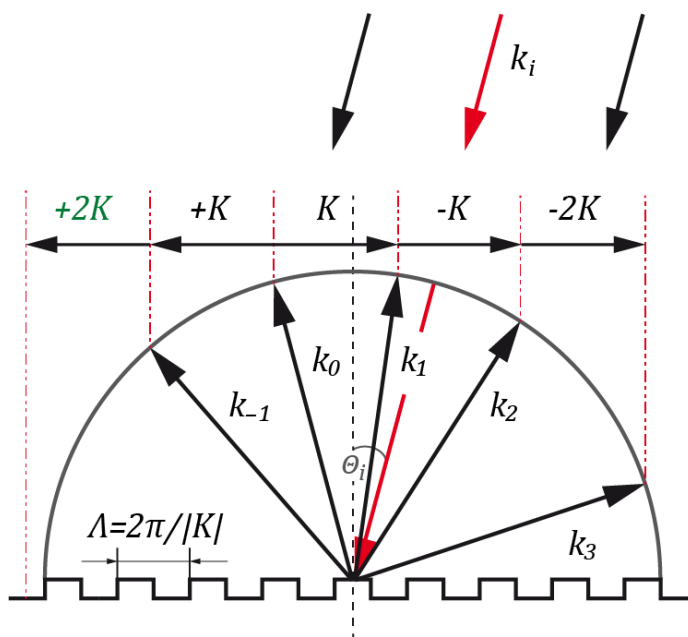
Je-li před i za mřížkou index lomu roven 1, můžeme použít zjednodušený zápis mřížkové rovnice pomocí sinů:

$$\sin\theta_m = \sin\theta_i + m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (1.25)$$

kde $\sin\theta_m$ a $\sin\theta_i$ jsou úhly difraktovaného a dopadajícího záření, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ je číslo difrakčních řádů – nulou se značí přímý odraz, λ je vlnová délka dopadajícího záření a Λ je perioda mřížky [4; 5; 7; 10; 11; 13; 14], která se může udávat také v počtu drážek/vrypů na jednotku délky [4; 5]. V případě, že je $m = 0$, jedná se o zrcadlový odraz, kdy nedochází k rozdělení vlnové délky a všechny difrakční řády se nacházejí v superpozici [4; 5; 13].

V mřížkové rovnici se z parametrů mřížky vyskytují pouze perioda/mřížkový vektor (viz rovnice 1.25), proto závisí úhlové rozložení difrakčních řádů právě na periodě mřížky a vlnové délce dopadajícího záření. Z tohoto faktu je zřejmé, že všechny mřížky s toutéž periodou a nezávislé na tvaru a typu mřížky budou mít difrakční řády směřující do stejného směru [14].

Vzniká-li difrakční řád, který s osou mřížky svírá tupý úhel, nejedná se již už o propagační řád, ale o tzv. evanescentní řád – mřížka jej pohlcuje (viz zeleně vyznačený mřížkový vektor $2\mathbf{K}$ na obr. 3) [5; 7].



Obrázek 3: Difrakční řády, popis k vektorem; překresleno z [7]

1.2.3 Difrakční účinnost

Zatímco mřížková rovnice popisuje polohu jednotlivých difrakčních řádů, difrakční účinnost identifikuje energii záření, která je do nich přenesena a rozdělena. Její definice pro m -tý řád je

poměr normálových složek tzv. Poyntingových vektorů \mathbf{S} (tedy součinu intenzit elektrického a magnetického pole) k rovině mřížky a zapisuje se následovně:

$$\eta_m = \frac{vS_m}{vS_i} = \frac{I_m \cos \theta_m}{I_i \cos \theta_i} \quad (1.26)$$

Amplituda difrakčního řádu je zachycena v části rovnice (1.22):

$$|U_{dm}| = |U_{i0}c_m| \quad (1.27)$$

Intenzita měřena ve směru vlnového vektoru je pro daný řád $I_m = \frac{|U_{dm}|^2}{\cos \theta_m}$, totéž platí pro intenzitu vlnového vektoru dopadajícího na mřížku $I_i = \frac{|U_{i0}|^2}{\cos \theta_i}$.

Difrakční účinnost (s určitým zanedbáním) tedy odvozujeme z druhé mocniny absolutní hodnoty koeficientu c_m Fourierovy řady, která se vztahuje k danému difrakčnímu řádu m :

$$\eta_m = |c_m|^2 \quad (1.28)$$

platí pro všechny profily struktur, absorpční i fázové mřížky. U tenké mřížky je difrakční účinnost ovlivněna tvarem profilu mřížky [14].

Relativní difrakční účinnost

V praxi je častěji používána k měření skutečné difrakční účinnosti na reálných vzorcích. Můžeme ji definovat také jako poměr intenzity záření přenesené do difrakčního řádu I_m k přímému odrazu od homogenní rovinné plochy materiálu, na kterém je mřížka zaznamenána I_0 [4; 5; 10], tedy

$$\eta_{rel} = \frac{I_m}{I_0} \quad (1.29)$$

1.2.4 Difrakční účinnost binární tenké fázové mřížky

Předmětem praktické části je snaha o reprodukci tenké fázové binární mřížky. Zápis transmitanční funkce takovéto idealizované difrakční mřížky je následovný:

$$t(x) = e^{i\phi_1 \text{rect}\left(\frac{x}{p\Lambda}\right)} \quad (1.30)$$

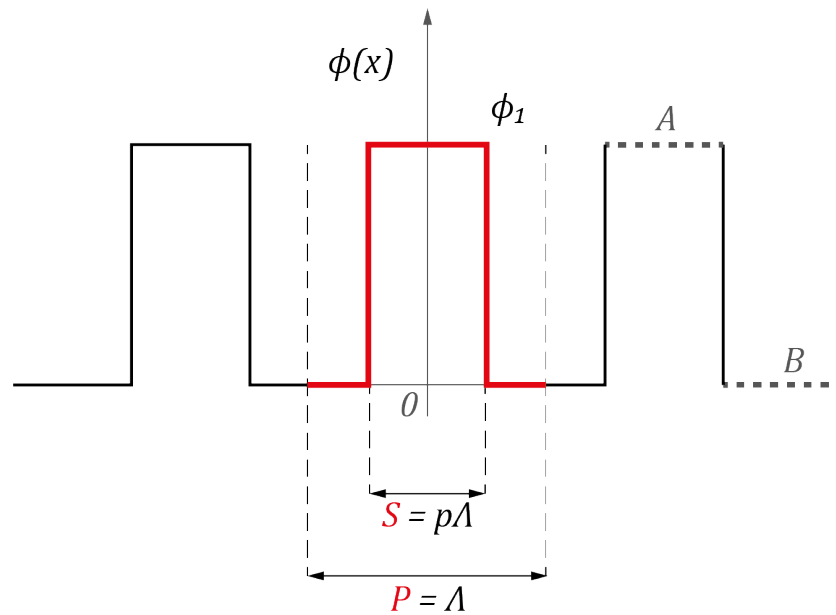
Obdélníkový profil mřížky je zachycen ve funkci *rect*; p je střída, Λ je perioda mřížky a ϕ_1 je hloubka mřížky (viz. obr. 4). Pro nultý řád je koeficient Fourierovy řady:

$$c_0 = 1 - p(1 - e^{i\phi_1}) \quad (1.31)$$

pro m -tý řád platí:

$$c_m = -\frac{\sin(\pi mp)}{\pi m}(1 - e^{i\phi_1}) = (-p(1 - e^{i\phi_1}) \operatorname{sinc}(mp)), m \neq 0 \quad (1.32)$$

Z rovnice (1.32) vyplývá, že všechny sudé řády budou mít nulovou intenzitu. Difrakční obrazec tak zachycuje pouze nultý a liché řády. Jsou-li splněny podmínky pro maximální difrakční účinnost mřížky, tedy mřížka má fázový skok Φ_1 roven π a střída² p je 50 %, přenáší se největší energie právě do prvních difrakčních řádů a dosahuje maxima 40 %. Nultý řád zaniká.



Obrázek 4: Popis binární mřížky se střídou 0, 5; střída je poměr P ku S ; adaptováno z [14]

Fázový synchronismus na reflexní mřížce

Přestože transmittanční funkce popisuje nekonečně tenkou mřížku, v praxi je tato situace nereálná. Aby k difrakci na mřížce docházelo, musí mít mřížky určitý objem a mohlo tak dojít k modifikaci dopadající vlny. Lze říci, že za tenkou je považována mřížka, která splňuje meze Kleinova parametru – viz kap. 1.1. Jak již bylo zmíněno, k dosažení maximální difrakční účinnosti je nutné vystihnout u mřížky ideální hloubku, která se odvíjí od fázového posunu (viz obr. 6):

² Střída p (v experimentální části pak značená jako S) je dána podílem hodnoty periody Λ (v experimentální části značená jako P) a šířky vyvýšené části profilu (vyznačená písmenem S nebo A); tzn. je poměrem P ku S .

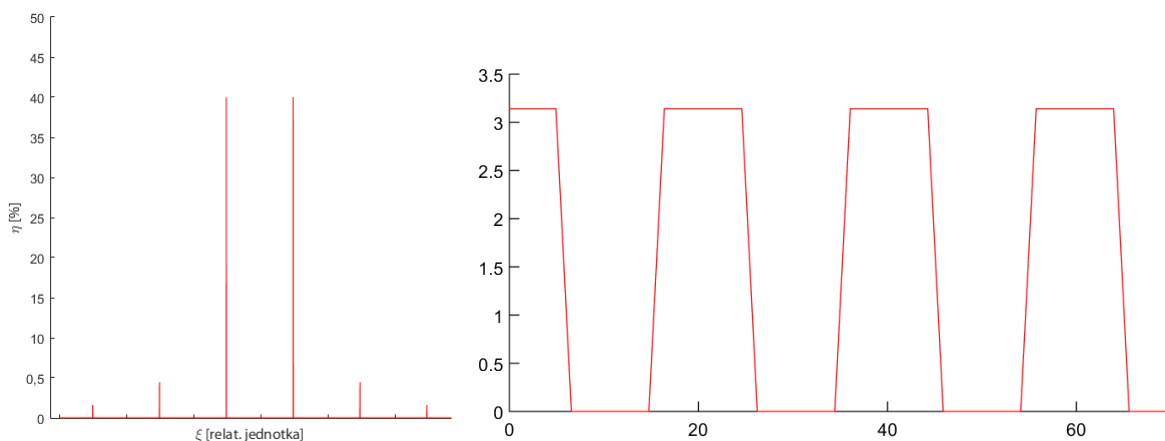
$$\Delta\phi(x) = n * k * 2h(x) \quad (1.33)$$

$$\Delta\phi(x) = \frac{2\pi}{\lambda} 2h(x) \quad (1.34)$$

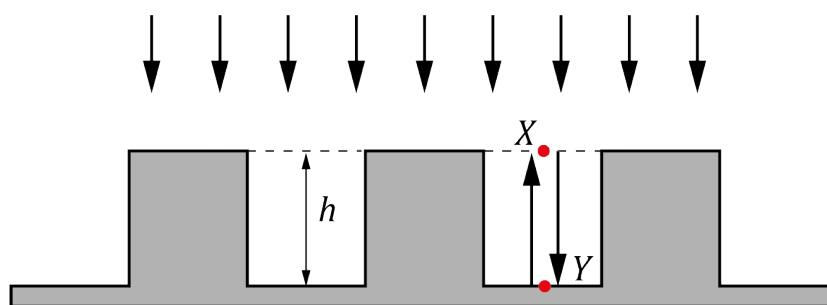
Dopadá-li na mřížku záření pod jiným úhlem, než je 0° , mění se dráha paprsku h (viz obr. 6), což je třeba zohlednit a rovnici 1.34 upravit na

$$\Delta\phi(x) = \frac{2\pi}{\lambda} 2h(x) \frac{1}{\cos \theta_i} \quad (1.35)$$

V praxi však rovnice 1.35 uplatnění nenachází. Pro výpočet difrakční účinnosti při dopadu zdroje na mřížku pod jiným úhlem, než je 0° je třeba řešit úlohu rigorózními metodami.



Obrázek 5: Teoretická difrakční účinnost binární tenké mřížky (vlevo) a simulace jejího profilu (vpravo) v MATLABu



Obrázek 6: Vyobrazení dráhových rozdílů dopadajícího záření; adaptováno z [15]

1.3 Technologie záznamu mřížek

Jak již bylo zmíněno v kapitole 1.1, škála typů difrakčních mřížek a jejich použití je rozsáhlá. Od způsobu aplikace mřížek se odvíjí i několik technologií, jak mřížku reprodukovat. Mezi

technologie reprodukce patří metody mechanické, optické a záznam elektronovým svazkem. Za mechanické metody lze považovat rytí³, či reprodukce mřížek lisováním⁴. Co se týče optických metod, řadíme zde klasické analogové interferenční záznamy a metody litografické.

Analogovým záznamem je myšlen postup záznamu optických vlnoploch – fáze i amplitudy a vytvoření interferenční struktury fázového objemového nebo reliéfního záznamu [7]. K zápisu hologramu (tedy kvaziperiodické mřížky) může být jako předloha použit fyzický 3D objekt, transparentní rovinná předloha či stereogram [16].

Optická litografie (či fotolitografie) je využívána především v elektrotechnice při výrobě plošných spojů a dalších elektro součástek [17]. Jejich výhod a principu záznamu struktur především do fotorezistu lze uplatnit také právě při výrobě difrakčních struktur. Mezi typy optické litografie patří například [7]:

- kontaktní metody – exponováním skrze masku, která může být zhotovena jak optickou, tak i neoptickou metodou, např. elektronovou litografií;
- bezkontaktní metody – přímý záznam laserovým svazkem a projekční metody typu dot-matrix (bodové matice) a image matrix (obrazové matice).

Dot-matrix a image matrix systémy jsou využívány především v oblasti bezpečnostních prvků, kdy slouží pro výrobu master hologramů určených pro reprodukci lisováním. Vstupními daty pro výrobu jsou pak CGH (computer-generated holograms – počítačem generované hologramy), jako záznamový materiál se používají nejčastěji pozitivní rezisty [18].

Dot-matrix systémy

Difrakční prvek vyrobený touto metodou je tvořen souborem bodů o velikosti v řádu mikrometrů exponovaných (body se obvykle pohybují v řádu 10 μm) do matice. Ty mohou mít čtvercový, obdélníkový i kruhový tvar. Orientace a perioda mřížky se může a nemusí na jednotlivých bodech od sebe lišit, záleží na typu zapisovacího zařízení. Výsledný vizuální efekt je výsledkem difrakce na všech bodech zároveň. Některé systémy dovolují i vícenásobnou expozici a umožňují tak ztvárnit hologram v reálných barvách (true color). Konstrukce zařízení se odvíjí od náročnosti finálního prvku. Komerční zařízení na trh dodávají firmy: Spatial Imaging (Light Machine; USA), AHEAD Optoelectronics (LightGate; UK), Dimensional

³ Rytí je spojeno především s výrobou spektroskopických mřížek. Více se pak tématem zabývá literatura [4].

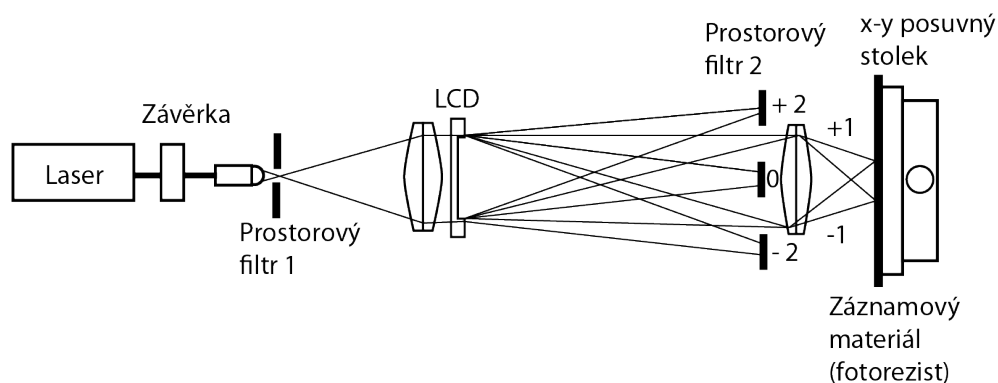
⁴ Popis reprodukce lisováním byl popsán v bakalářské práci [12].

Arts/HoloCom (Sparkle I, II; Taiwan). Systémy pro zápis dot-matrix difrakčních prvků jsou více popsány v článku [9].

Image matrix systém

Na rozdíl od dot-matrix systému, fungují image matrix systémy na principu souboru mikroskopických elementárních obrazů exponovaných v těsné blízkosti a navazujících na sebe [16]. Jedná se o technologii fotolitografického zápisu, jež je založena na mikroprojekci obrazu získaného výpočtem Fourierovou transformací na transparentním SLM (prostorový modulátor světla, z angl. *Spatial Light Modulator*), např. LCD (displej z tekutých krystalů, z angl. *Liquid Crystal Display*) obrazovka. Jakožto zdroj záření mikroprojekce se využívá laseru/laserové diody. Prostorový filtr 1, který sestává z objektivu mikroskopu a štěrbiny filtruje šum dopadajícího svazku zdroje. SLM obraz, obsahující jednotlivé difrakční obrazce, ohýbá příchozí laserový svazek do nultého, prvního i vyšších řádů. Funkcí prostorového filtru 2 je zabránit průchodů nultého, druhých a vyšších řádů a umožnit řádu prvnímu interferovat (pod úhlem dvakrát větším, než je úhel mezi prvním a nultým řádem) – vytváří tak na substrátu analogovou harmonickou mřížku. Prostorová frekvence zaznamenaného liniového obrazce je zdvojnásobena a dochází tak ke snížení nároku na rozlišení SLM. Obrazová matice jednotlivých od sebe se lišících obrazů tak vzniká postupnou projekcí SLM na substrát a posouváním substrátu pomocí posuvného stolu. Kromě lineární difrakční mřížky, lze vytvořit jakýkoliv geometrický tvar, jako jsou např. linky s lokálně měnícím se vrcholem a orientací nebo dokonce komplexní holografický interferenční obrazec [16; 19].

Jako příklady expozičních systémů využívající tento princip zápisu je možné uvést následující: zařízení firmy Polish Holographic Systems (Polsko), zařízení Imagesetter firmy New Light Industries (USA) a zařízení Firefly firmy Combustión Ingenieros (Kolumbie) [19].



Obrázek 7: Image-matrix metoda zápisu mřížek; překresleno z [19]

1.4 Metody vyhodnocování mřížek

Ke kvantifikování jednotlivých parametrů mřížky je možno využít několik způsobů měřících metod, a to v různých fázích její výroby. Vývoj struktury ve fotorezistu je možné sledovat nejen v konečné verzi, ale už i během procesu její výroby. Podmínkou je manipulovat s materiálem při světle, na které není struktura citlivá (tzn. při červeném osvětlení). Tímto měřením je možné lépe optimalizovat technologický proces a odhalit chování rezistu při různých časových intervalech vyvolávání [15].

K finálnímu zhodnocení vyrobených vzorků jsou nezbytné metody popisující jak topografii, tak difrakční účinnost zpracovaných struktur. Popsání struktury nám mohou umožnit mikroskopické metody, např. mikroskopie atomárních sil (Atomic Force Microscope – AFM), skenovací elektronový mikroskop (Scanning Electron Microscope – SEM), k dispozici jsou i metody méně tradiční jako holografická mikroskopie [20], atd. Pro účel identifikace intenzit difraktovaných do jednotlivých řádů pak lze využít elipsometrie v módu skaterometrie [21], či měření laserovým svazkem na optické lavici. Tato kapitola bude blíže pojednávat o měření AFM a stručně popisuje měření na elipsometru v režimu skaterometrie. Princip měření difrakční účinnosti s použitím optické lavice je blíže popsán v experimentální části práce v kap. 2.1.

1.4.1 AFM

Mikroskopie atomárních sil (AFM – z angl. *Atomic Force Microscopy*) je, jak už bylo zmíněno, topografická metoda patřící mezi nástroje využívající skenování sondou [22; 23; 24]. K vykreslení obrazu slouží ostrý hrot na nosníku nacházející se a pohybující se v těsné blízkosti vyhodnocovaného vzorku tak, že dochází k interakci mezi sondou a povrchem. Za pomoci dalších prvků mikroskopu (popsaných níže v textu) je vykreslen obraz textury s vysokým rozlišením do počítače, kde jej lze posléze vyhodnocovat některým ze specializovaných softwarů. Jako zásadní přednosti popisované techniky lze zmínit 3D vykreslení zkoumaného povrchu a kvantitativní odečtení hloubky profilu vzorku [24; 22]. Oproti jiným topografickým metodám skýtá několik výhod: lze měřit i nevodivé materiály bez speciálních úprav (vyhnutí se pokovování, a tak zachování původní nezměněné struktury), měření probíhá bez použití vakua, není nezbytné vzorky dehydrovat (což může vést ke smrštění materiálu), naopak je možné provádět měření i ve vodném prostředí [22].

Hrot a jeho nosník – první hroty byly vyráběny z diamantu [22], v současnosti se setkáváme s materiály, jako jsou křemík, nitrid křemičitý [22; 23; 24], či křehčí uhlíkové tyčinky/vlákná

[24]. Jedná se o stěžejní část mikroskopu, neboť právě hrot interaguje s povrchem zkoumaného objektu. V závislosti na konfiguraci přístroje se pak pohybuje hrot nebo vzorek. Hrot je umístěn na nosníku, jehož konstrukce se odvíjí od prostředí měření. Konfigurace nosníku může být jednoramenná, či ve tvaru trojúhelníku [22].

Detekce ohybu svazku – v současné době se používají optické detekce; nejčastěji pak detekce odrazem svazku od hrotu, který je z horní strany pokoven a stává se odrazivou ploškou. K pokovení se používá zejména zlato a aluminium [23]. Na plošku dopadá laserový svazek, který se v klidové fázi odráží do detektoru, jež je složen ze dvou fotodiod a každá snímá polovinu intenzity laseru. Při vychýlení hrotu během měření dochází ke změně rozdílu intenzit, a tak k odečtení úhlového vychýlení a výškového rozdílu.

V závislosti na zkoumaném povrchu se volí jednotlivé varianty módů AFM, některé z nich jsou více rozepsané v následujících odstavcích (znázornění na obr. 8):

Kontaktní mód

Hrot zůstává se vzorkem v kontaktu, působí na něj odpudivé síly. Buď je na sondě nastavena konstantní síla a zaznamenává se vychýlení v ose z , nebo výška osy z zůstává konstantní, ale sleduje se změna síly působící na hrot [22; 23; 24]. Metoda je vhodnější pro měření tužších a pevnějších vzorků. Nevýhodou může být poškrábání zkoumaného povrchu a vznik laterálních sil, které zkreslují výsledný měřený obraz [22].

Semikontaktní mód

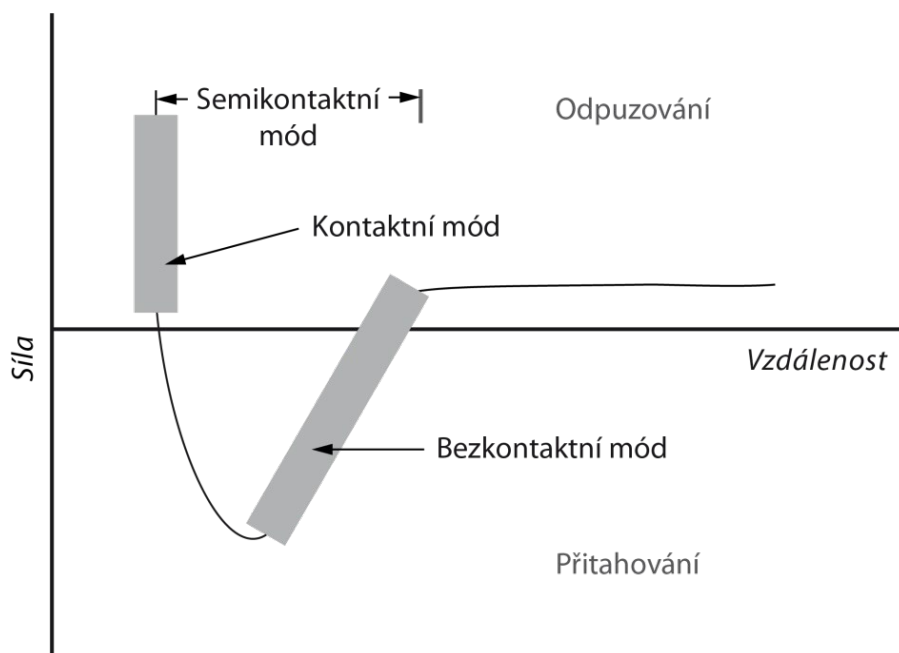
Semikontaktní mód je známý také jako pokleповý [23; 24], či přerušovaný mód [22; 23; 24]. Jedná se o oscilační metodu, kdy je hrot umístěn na delší vzdálenost od zkoumaného povrchu, avšak za účelem zvýšení rozlišení se dostává díky kmitům o určité amplitudě do letmého kontaktu se vzorkem. Se změnou amplitudy se zaznamená změna v ose z . Rozlišení je pak závislé na frekvenci kmitů. Během měření dochází k menšímu kontaktu mezi vzorkem a hrotem, čehož se využívá pro měření vzorků náchylnějších na poškrábání hrotem [22].

Bezkontaktní mód

Měření probíhá ve větší vzdálenosti od vzorku. Mezi sondou a vzorkem působí přitažlivé interakce jako van der Waalsovy a elektrostatické síly, které způsobují vychýlení oscilujícího nosníku. Na rozdíl od semikontaktního módu probíhá kmitání s menší amplitudou, změní-li se amplituda kmitání, posune se nosník v ose z [22; 23]. Tímto měřením se vyvarujeme kontaktu vzorek–hrot, ovšem na úkor rozlišení [22].

Rozlišení

Pole zobrazení lze nastavit od měřítka atomárního/molekulárního až po 125 μm . Vyšší hodnoty pole zobrazení zjednodušují následné porovnání naměřených dat s informacemi získanými přístroji s nižším rozlišením [22]. Rozlišení se odvíjí od použitých části mikroskopu a zvoleného režimu měření. Obecně touto metodou lze dosáhnout rozlišení v submikronovém měřítku [23; 24], u konvenčních přístrojů může ve vertikálním směru dosahovat 0,01 nm [24].



Obrázek 8: Vyobrazení působení sil v jednotlivých módech AFM; překresleno z [23]

1.4.2 Elipsometrie – mód skaterometrie

Primární úlohou elipsometrie je měření změny polarizovaného záření na rozhraních vrstev vzorku. Dovoluje nám tak určit optické konstanty vzorku jako je indexu lomu, dielektrická konstanta či absorpční koeficient. K měření je využíváno jak reflexe, tak transmise světla. Hovoříme-li o spektroskopické elipsometrii, proměňujeme spektra pro řadu různých vlnových délek světla. Elipsometry mohou být specializované na IR, UV nebo viditelnou oblast spektra. Metoda nachází využití ve zkoumání tlouštěk vrstev, vícevrstevných materiálů, zjišťování drsnosti povrchu, zkoumání objemových materiálů apod. Tématem se pak dopodrobna zabývá literatura [25]. Technické řešení elipsometru umožňuje měřit i v módu skaterometrie. Obecně je skaterometrie, dle článku [26], metrologická metoda vhodná k charakterizaci periodických struktur založená na sledování intenzit energie v jednotlivých řádech, tedy přímo difrakční

účinnosti. V následujícím odstavci je vysvětlen princip měření touto metodou na elipsometru [21]:

Experimentální vzorek umístíme na horizontální držák, kolem kterého ve vertikální ose projíždí detektor snímající intenzity jednotlivých difrakčních řádů a jejich polohu – software pak vykresluje křivku intenzit reflektance a jejich polohu – úhel. Před samotným měřením lze nastavit rozmezí snímaných úhlu detektorem, úhel dopadu záření ze zdroje a rozsah požadovaného snímaného spektra. Je možné nastavit také kroky úhlů, po kterých bude vzorek snímán. V rámci elipsometru lze měření provést jak na transmisi, tak na reflexi. Velikost stopy světelného svazku, ze které získáváme informace pomocí elipsometru je cca 3×1 mm. Vzhledem k velikosti měřených difrakčních mřížek se jakožto problém může vyskytnout potřeba zmenšování stopy světelného svazku, která je možná pouze pomocí fokusační optiky. Velikost stopy lze tímto způsobem zmenšit na cca 500×300 μm za cenu omezení rozmezí snímaných úhlů a omezení spektrálního rozsahu⁵.

⁵ *Osobní konzultace se školitelem.* Pardubice: Univerzita Pardubice, 2018 [cit. 2018-07-26].

2 Experimentální část

Tato část diplomové práce zahrnuje studium profilů struktur testovaných difrakčních mřížek při změně parametrů jejich výroby jako je změna koncentrace vývojky, perioda mřížky a střída. Dále srovnává softwarově vypočtené teoretické difrakční účinnosti mřížek s experimentálními daty. Na závěr je popsáno vyhodnocení mřížek s nejlepší difrakční účinností vzhledem k tvaru profilů těchto mřížek, zhodnocení postupu experimentu a podněty pro další zkoumání.

2.1 Experimentální vzorky, použité přístroje, zařízení a software

V kapitole je rozepsán přehled zkoumaných vzorků difrakčních mřížek vyrobených a poskytnutých firmou IQ Structures s.r.o. Je zmíněn také způsob jejich zpracování, proměnné parametry využitě k modifikaci profilů, přístroje a zařízení využitě během experimentu včetně informací o módech, nastaveních a podmínkách měření.

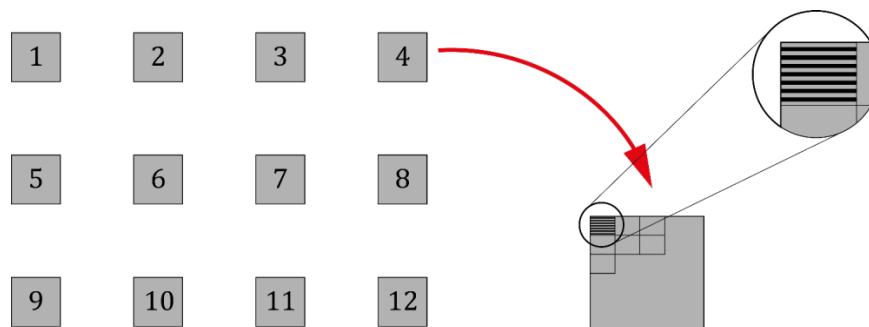
Charakterizace experimentálních vzorků

Experimentální vzorky byly připraveny metodou optické projekční litografie. Zařízení sestavené ve společnosti IQ Structures s.r.o. vytváří struktury formou zápisu souboru elementárních obrazových matic/dlaždic (image matrix, viz kap. 1.3). Záznamové médium tvořila vrstva pozitivně pracujícího fotorezistu o tloušťce 3 μm od firmy HZ SUN TECHNOLOGY, která byla nanesená skleněnou podložku (tloušťka cca 2 mm). Struktury byly vyvolávány při teplotě 25 $^{\circ}\text{C}$. Zvolenými proměnnými k testu tvarování a dosažení binárního profilu se staly:

- koncentrace vývojky – konkrétně s namíchaným poměrem vývojky a vody 1:6, 1:8 a 1:10,
- střída, v angl. známe pod pojmem „duty cycle“ – aplikované hodnoty 0,5; 0,4; 0,3 a 0,2,
- perioda mřížky – délky 2100, 1500, 1100, 850, 750 a 640 nm.

Kombinace jednotlivých parametrů vzorků jsou uvedeny v tab.1. Na základě předchozích zkušeností se měla zamýšlená hloubka reliéfu blížit 110 nm.

Rozměr jednotlivých vzorků testových difrakčních mřížek byl nastaven na 2 \times 2 mm. Každá jednotlivá struktura je souborem elementárních polí o velikosti 170 \times 130 μm ; jeden vzorek tak obsahuje 12 \times 16 dlaždic (viz obr. 9).



Obrázek 9: Rozmístění vzorků na skle, orientace mřížek a jejich elementárních polí

K proměrování difrakční účinnosti byly vzorky podlepeny černou samolepící fólií. Lepšího přilnutí – tak, aby se vytvořila imerzní vrstva – a souvislého povrchu bez vzduchových bublin bylo docíleno nakápnutím isopropylalkoholu na vrstvu lepící strany fólie a vyvinutým tlakem při lepení na sklo. Účelem tohoto opatření bylo zamezit zpětnému odrazu dopadajícího paprsku ze zdroje na hranách skla, a tak zamezit ovlivnění měřené difrakční účinnosti.

Mikroskop atomárních sil (AFM)

Součástí experimentu bylo proměření vzorků na přístroji SPM (mikroskopie skenovací sondou, z angl. *Scanning Probe Microscopy*) zn. SOLVER NEXT v semikontaktním AFM módu, tzn. raménko s hrotem (v konkrétním případě diamantovým) je v rozkmitu a se vzorkem přichází do kontaktu pouze letmo (princip AFM je blíže popsán v kap. 1.4.1). Vzorky byly měřeny v uzavřené komůrce přístroje pod úhlem 0° – tedy kolmo na vrypy mřížky tak, aby měření bylo co nepřesnější. Tato konfigurace měření byla také nejvhodnější pro analýzu obrazu mřížek v MATLABu. Výsledkem pak byly naskenované topografické snímky z vybraného místa na vzorku o velikosti $15 \times 15 \mu\text{m}$ s rozlišením 512×512 pixelů s pohledem na strukturu shora.

Během měření docházelo k interakcím vzorek–hrot, u některých snímku je tedy viditelný tzv. „creep“, který byl dále softwarově odstraněn. K účelu měření bylo nutné vzorky rozřezat na velikost maximálně $12 \times 12 \text{ mm}$. Důvodem byla právě konfigurace AFM přístroje s měřením vzorků v komůrce, která omezuje velikost měřených ploch. Následně pak na těchto vzorcích již nebylo možné proměřit difrakční účinnost a musely být zhotoveny vzorky nové.

Sestava pro měření difrakční účinnosti

Optická lavice použitá k měření je vyobrazena na obr. 10. Její součástí byl otáčivý stůl s goniometrem (1) a stojánkem upevněným uprostřed (2). Do stojánku se mezi upínací lišty

vkládal měřený vzorek, k jehož zajištění a upevnění sloužily tři upínací šrouby. Na rameni rotujícím okolo goniometru byl pak umístěn detektor – křemíková fotodioda od výrobce Thorlabs s citlivostí na záření v rozsahu vlnových délek 400–1100 nm, pro maximální detekovaný výkon 500 mW (3). Jakožto světelný zdroj byl použit laser (4) o vlnové délce 532 nm s maximálním možným výkonem 1000 mW. Laser s nastavenou P polarizací zaujímal místo na protilehlé straně stojánku se vzorkem tak, aby jeho paprsek mohl kolmo dopadat na mřížku. Stopa laseru byla korigována a zmenšena pomocí kruhové clony (5) na průměr cca 1 mm. Napájení zdroje bylo nastaveno na výkon 580 mW, výkon za šterbinou byl zatížen velkou ztrátou a dosahoval cca 15 mW. Do osy vzorek–zdroj byl pod úhlem 45° postaven držák s polopropustným zrcadlem (6), které sloužilo k vychýlení přímého odrazu – nultého řádu – od vzorku. Energie svazku byla zaznamenávána přístrojem pro měření výkonu (7), který byl napojen na detektor. V nastavení měřicího přístroje výkonu bylo nutné zvolit citlivost na měřenou vlnovou délku.



Obrázek 10: Popis zařízení pro měření difrakční účinnosti

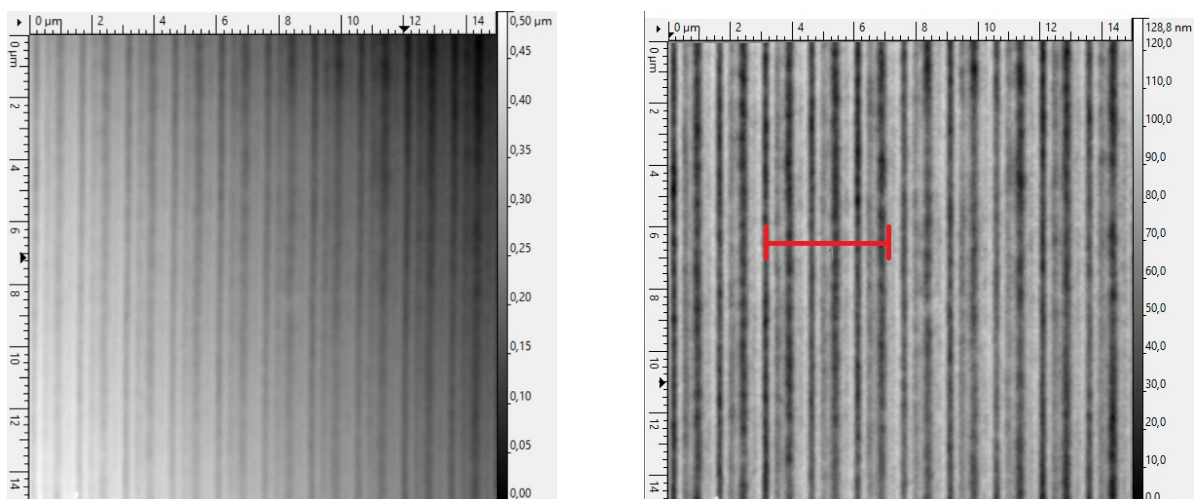
Postup měření: Měření probíhalo za velmi tlumeného osvětlení tak, aby intenzita měření difrakční účinnosti nebyla ovlivněna. Vzorky byly proměřené pod úhlem 0° dopadu zdroje na mřížku. Před počátkem měření byla zjištěna intenzita odrazu zdroje od místa na skle mimo

difrakční mřížku – tedy hodnota I_0 pro výpočet relativní difrakční účinnosti. Hodnoty I_0 byly průměrovány z několika míst položených v blízkém okolí dané difrakční mřížky. Následně byly proměřeny intenzity odrazu od jednotlivých struktur ve všech difrakčních řádech a byla vypočtena difrakční účinnost dle vzorce 1.29.

Pro měření nultého řádu při kolmém dopadu zdroje na vzorek bylo nutné použít polopropustné zrcadlo. Po průchodu svazku polopropustným zrcadlem dochází k jistým ztrátám intenzity záření, tedy po rozložení svazku do dvou směrů a následném sečtení rozložených intenzit není celková intenzita rovna 100 %, jak by se očekávalo. Aby byla tato ztráta kompenzována, byla do poměru k intenzitě naměřené v nultém řádu dána intenzita odrazu od skla v blízkém okolí mřížky měřeného vzorku rovněž po průchodu polopropustným zrcadlem.

Gwyddion

K účelu zpracování AFM dat byl zvolen program Gwyddion. Ten umožnil ze získaných dat proměřit hloubku profilu, upravit matice dat pro výpočet teoretické difrakční účinnosti na reálné struktury mřížky (struktura byla vyrovnána, byly odstraněny „creepy“ a defekty na struktury, prvky matice byly přenastaveny do intervalu $\langle 0;1 \rangle$) a exportovat profily struktur. Při získávání profilu mřížky a zjišťování jeho hloubky byla v programu nastavena tloušťka zkoumané oblasti na 35 pixelů, tzn. výsledkem byl průměr hodnot v této oblasti (viz červené označení na obr. 11).



Obrázek 11: Snímek AFM pro mřížku č. 11 o periodě 750 nm; střídeč 0,4 a koncentraci vývojky 1:10 – vlevo před vyrovnáním povrchu, vpavo po úpravách a vyrovnání povrchu; konce červené linky vyznačují šířky oblasti k průměrování

Vyhodnocení teoretické difrakční účinnosti bylo prováděno skriptem v programu MATLAB. Použitý skript byl převzatý z bakalářské práce Daniely Černé [15] a upraven.

Funkce skriptu byla následující: Z matice dat A o velikosti 1409×1409 pixelů naměřených na AFM a převedených do intervalu $\langle 0;1 \rangle$ lze sestavit transmittanční funkci reliéfu struktury mřížky:

$$T = e^{i\Delta\phi A} \quad (2.1)$$

Ta je vzhledem ke zkoumání reflexní mřížky modifikovaná na

$$\phi = \frac{4\pi}{\lambda d} \quad (2.2)$$

Pomocí Fourierovy transformace skript vypočítal hodnoty koeficientů c_m Fourierovy řady m -tých řádů (viz rovnice v kapitole 1.2.2) a přepočítal je na procentuální hodnotu difrakční účinnosti.

Postup: V kódu programu byla vepsána cesta uloženého souboru, zadával se pouze název souboru dle požadované analyzované mřížky (soubor typu PNG). Vlnová délka zdroje byla nastavena na 532 nm. Další proměnnou zadávanou do kódu byla hloubka, což v konkrétním případě představovaly reálné hloubky naměřené na AFM. Po spuštění programu byly vyhodnoceny difrakční účinnosti, které bylo možné odečíst z grafu „colormap“. Před samotným vyhodnocením difrakčních účinností reálných mřížek byla provedena zkouška skriptu na ideální binární mřížce vypočtením její maximální difrakční účinnosti (viz kap. 1.2.4), tak byla otestována spolehlivost následně vypočtených výsledků.

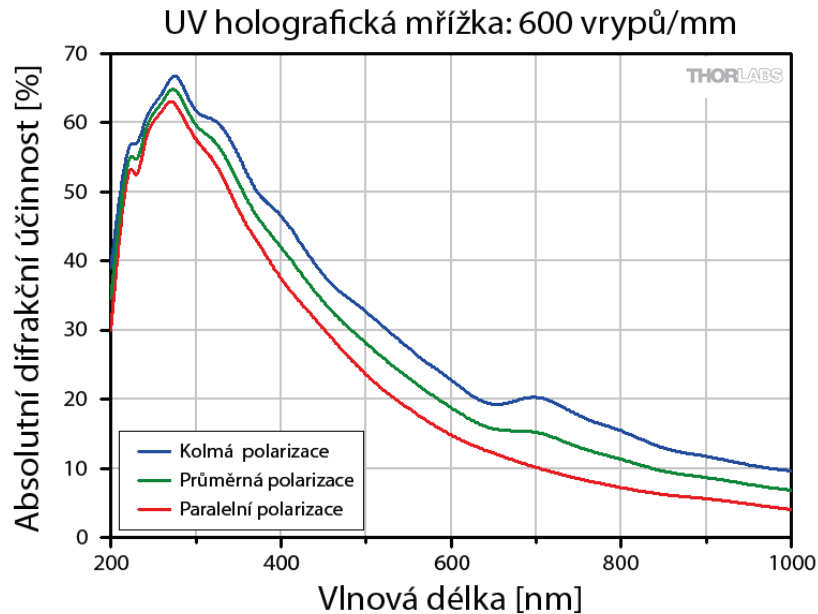
2.2 Test sestavy pro měření difrakční účinnosti

V rámci měření byl proveden pokus o test sestavy pro měření difrakční účinnosti tak, aby bylo možné posoudit, zda jsou měřené výsledky difrakčních účinností neznámých mřížek relevantní a lze je pokládat za spolehlivé.

K měření byl použit zdroj záření od firmy Thorlabs, konkrétně laserová dioda o vlnové délce 635 nm, s výkonem 4,5 mW a eliptickým tvarem stopy. Laserová dioda má lineárně polarizované záření. Polarizace je kolmá na hlavní osu elipsy. Jakožto standard byla použita reflexní holografická mřížka s harmonickým sinusovým profilem o periodě 1,6 mikronů (600 vrypů/mm) a ploše 25×25 mm. K mřížce byly firmou Thorlabs dodány data difrakční účinnosti pro první difrakční řád vyobrazené v grafech (viz obr. 12), které byly měřeny při kolmém

dopadu svazku diody na vzorek. Měření tedy bylo prováděno taktéž při kolmém dopadu paprsku na vzorek a intenzita záření byla snímána senzorem PowerMax – pro záznam laserového záření.

Naměřená data difrakčních účinností odpovídají v případě kolmé polarizace 16 % pro +1 řád, pro -1 řád pak 7 %. Při paralelní polarizaci záření bylo naměřeno 12 % pro +1 řád, pro -1 řád pak 2 %.



Obrázek 12: Difrakční účinnosti holografické mřížky pro jednotlivé vlnové délky naměřené v prvním difrakčním řádu; převzato od firmy Thorlabs [27], kde jednotlivé linie vyznačují orientaci polarizace při dopadu na vrypy mřížky

Diskuze

Z experimentu lze vyvodit závěr, že mřížka nemá dokonale harmonický průběh a difrakční řády tak nejsou symetrické, a proto se naměřené intenzity od sebe liší v kladných a záporných difrakčních řádech. Z výsledků lze vidět, že je jejich rozdíl velmi výrazný, a to až o 10 %. Rozdíl difrakční účinnosti mezi grafem difrakčních účinností přiloženým výrobcem a naměřenými hodnotami činí v kladných řádech cca 2 %.

2.3 Profily mřížek a vliv koncentrace vývojký, střídy, periody na jejich modifikaci

Díky topografickým měřením bylo možné zjistit reálné hloubky mřížek. Tyto hloubky jsou spolu s expozičními energiemi použitými při osvětlení vzorků uvedeny v tabulce č. 1. Z té je

patrné, že hloubky profilů jsou proměnné a nestabilní. Neliší se pouze v rámci změn koncentrace vývojky, ale také následkem změny periody/střídy profilu.

Výroba mřížek probíhala následovně: každý vzorek, jak je zmíněno v kap 2.1, se skládá z elementárních dlaždic. Ty jsou pak zapisovány jedna vedle druhé s určitým výkonem svazku. Přepočítáme-li tento výkon (známe-li čas osvitů) na plochu, zjišťujeme aplikovanou expoziční energii. Tato energie se pro každý vzorek v rámci jedné série lišila, a to na základě změny střídy – čím menší hodnota střídy, tím vyšší energie. Z tabulky č. 1 je však patrné, že v některých případech se této zákonitosti nepodařilo dodržet a hodnoty energie osvitů se u stejných stříd liší, nejvíce výrazná změna je v případě střídy 0,3 pro mřížku 12, která se v porovnání s mřížkou 3 a 6 o stejné expoziční energii značně liší; osvit mřížky se střídou 0,25 (vzorek č. 10) je také v poměru k ostatním mřížkám se střídou 0,2 nepřesný.

Při vyvolávání se pak s nižší koncentrací vývojky prodlužoval čas osvitů. Konkrétní časy pro vývojky:

- koncentrace 1:6; čas 4 s,
- koncentrace 1:8; čas 13 s,
- koncentrace 1:10; čas 30 s.

Tabulka 1: Čísla mřížek, jejich periody a střídy; expoziční energie osvitů; hloubky vzorků pro použité koncentrace vývojky

Číslo vzorku	Perioda mřížky; P [μm]	Střída; S	Expoziční energie (mJ/cm^2)	Průměrné hloubky [nm]		
				Koncentrace; vývojky $c = 1:6$	Koncentrace vývojky; $c = 1:8$	Koncentrace vývojky; $c = 1:10$
1	2,1	0,5	2,0	124	124	129
2	2,1	0,4	2,4	122	154	142
3	2,1	0,3	2,8	166	199	162
4	2,1	0,2	3,2	129	152	189
5	1,5	0,4	2,2	123	140	203
6	1,5	0,3	2,8	162	176	138
7	1,1	0,4	2,2	171	183	195
8	1,1	0,2	3,0	136	201	160
9	0,85	0,5	1,8	103	126	156
10	0,85	0,25	2,6	91	44	117
11	0,75	0,4	2,3	67	55	63
12	0,64	0,3	1,5	108	154	163

Na základě výzkumu provedeného v bakalářské práci [15], která se inspirovala teorií v článku [28], byla zvolena nízká expoziční energie, a to z důvodu požadovaného dosažení nízké hloubky profilu, která byla u výsledných vzorků vyžadována (110 nm).

Diskuze

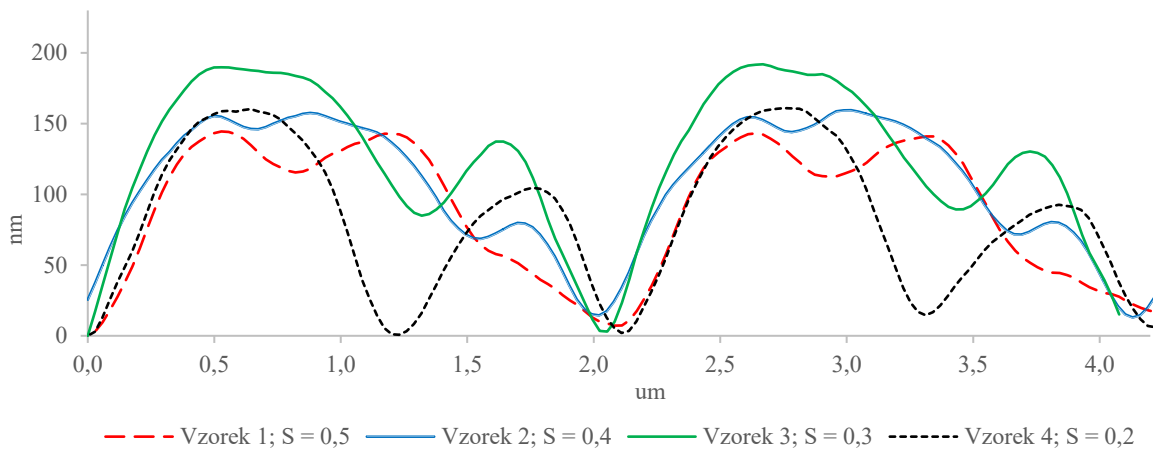
Z dat uvedených v tabulce č. 1 je patrné, že u struktur se během vyvolávání nepodařilo udržet stejnou hloubku pro všechny mřížky. Tento fakt bude pravděpodobně úzce spojen jak s časem vyvolávání, tak se zaostřením, které bylo pro daný vzorek použito. K testování byl zvolen větší počet mřížek (12 obrazců) zapsaných na jedno sklo, a to vzhledem na časovou náročnost procesu výroby. Tento krok se zpětně jeví být na úkor přesnosti. Bylo by vhodnější vždy vzorky o jedné periodě umístit na jednu podložku.

2.3.1 Změna profilu vlivem změny střídy

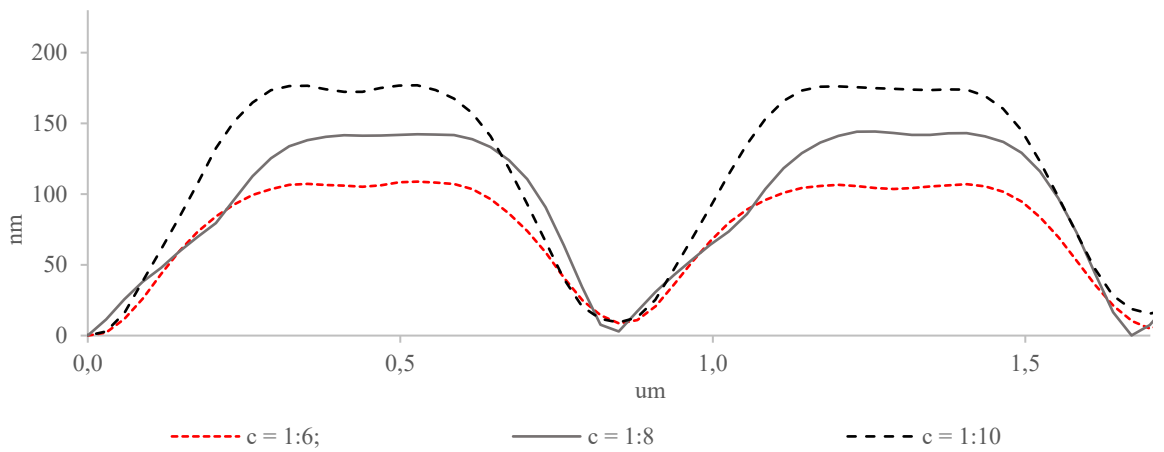
Na počátek textu zavedme pojmy, kdy „úroveň 1“ binární mřížky (viz obr. 4) budeme nazývat oblast A; oblasti B pak „úroveň 0“. Pro každý soubor vzorků se stejnou periodou byly vytvořeny grafy tak, aby byla zaznamenána změna tvaru profilu při změně střídy. V případě periody 2100 nm se střída snižovala vždy o 10 % (0,5; 0,4; 0,3; 0,2), tzn. oblast A se zužovala. Místo očekávaného rozšíření oblasti B se však v cca druhé až třetí třetině periody začala tvořit prohlubeň. Tento jev se objevoval u všech koncentrací vývojky. Změna mezi profily periody 2100 nm o různých koncentracích vývojky byla pouze v hloubkách profilu, které však se střídou nesouvisí. Ukázka průběhu profilu na obr. č. 13 je pro koncentraci 1:8, další grafy jsou pro porovnání k nahlédnutí v příloze (kap. 5; příloha A).

U nižších period je změna střídy poněkud nejednoznačný faktor. Nevede na konkrétní tvar profilu a nedá se zcela deklarovat systematické chování. Z charakteristik profilů struktur lze odvodit, že střídy 0,5 a 0,4 (vyjma mřížky č. 11) vedou u nižších period, než je 2100 nm na hranatý profil (viz obr. 14 a 15), který je homogennější a více se blíží binární mřížce. Hranatějšího tvaru bylo dosaženo také u mřížky 8 pro koncentraci 1:8, periodu 1100 nm a střídu 0,2 (křivka součástí obr. 16). V oblasti A má však lehkou prohlubeň. Dá se říci, že se střídou méně než 0,4 nabírá profil harmonického (sinusového) tvaru – či je více špičatý.

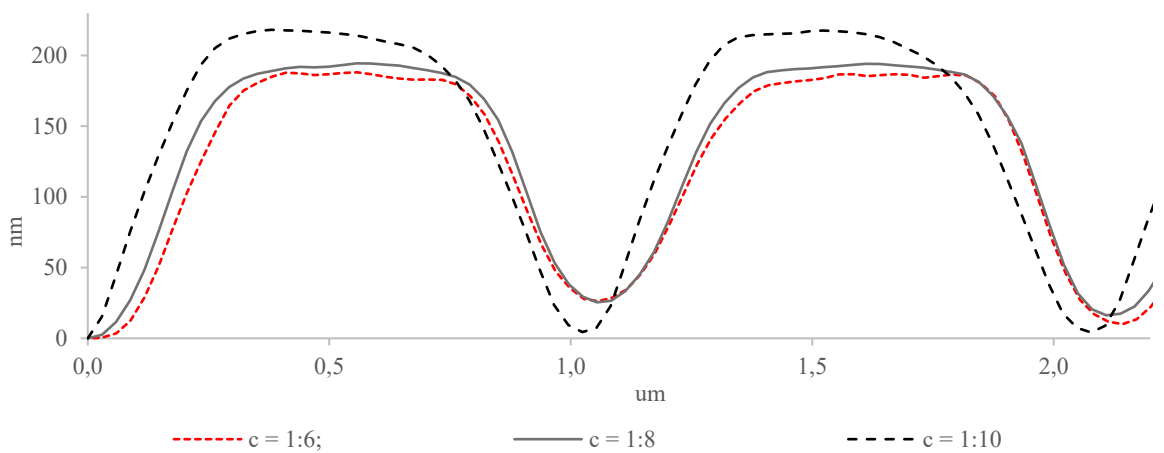
Mřížka č. 11 (obr. 17) s periodou 750 nm a střídou 0,4 vykazovala nejvíce zdeformovaný profil, a to pro všechny koncentrace vývojky. Prohlubeniny v oblasti A byly v poměru k celkové hloubce mřížky výrazné. V místech, kde by měla být místa oblasti B je hloubka nehomogenní a u každé druhé oblasti B vzbuzuje dojem, jako by se jednalo spíše o prohlubeň



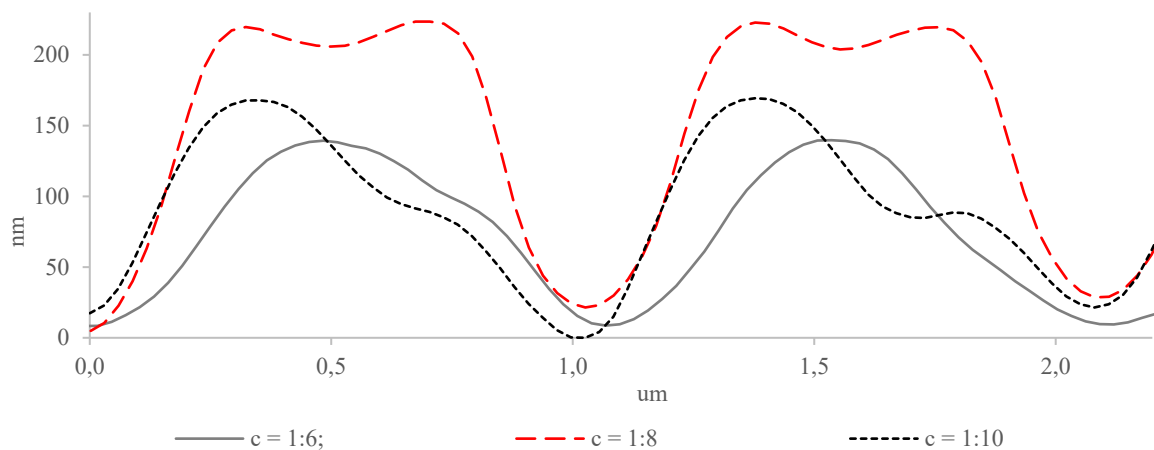
Obrázek 13: Hloubkový profil pro vzorek č. 1, 2, 3 a 4; křivky vyobrazují všechny střídy – 0,5; 0,4; 0,3; a 0,2 pro mřížku o periodě 2100 nm a koncentraci 1:8



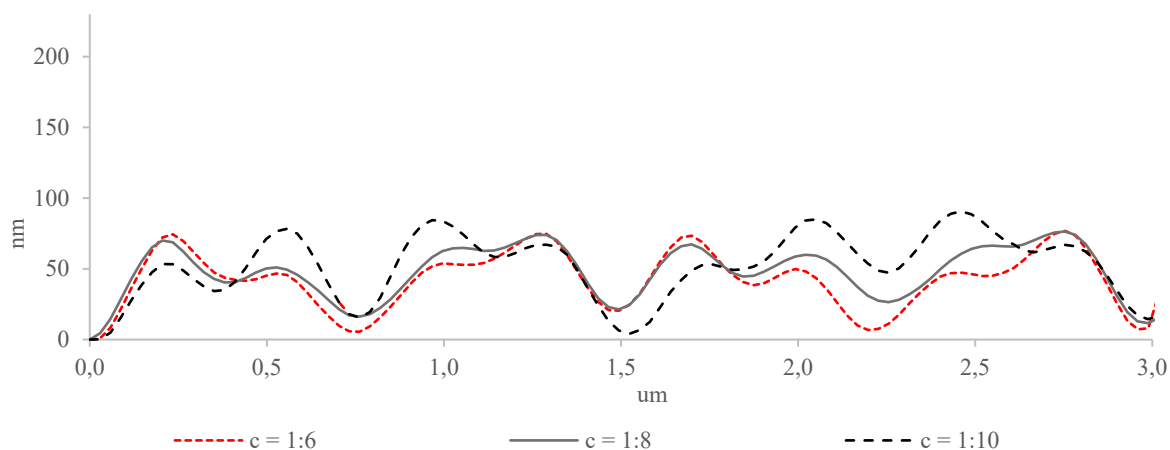
Obrázek 14: Hloubkový profil pro vzorek č. 9: mřížka s periodou 850 nm a střídou 0,5 pro koncentrace 1:6; 1:8 a 1:10



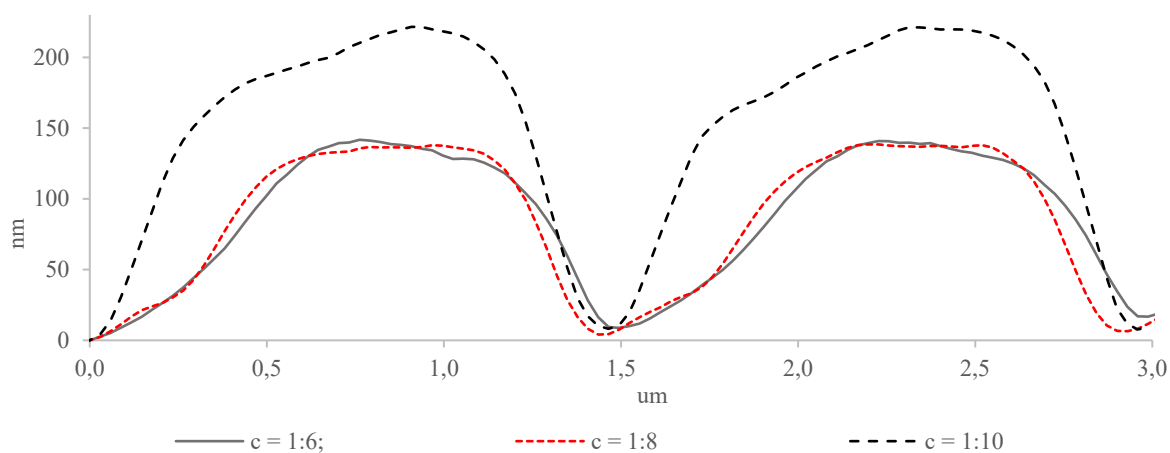
Obrázek 15: Hloubkový profil pro vzorek č. 7: mřížka s periodou 1100 nm a střídou 0,4 pro koncentrace 1:6; 1:8 a 1:10



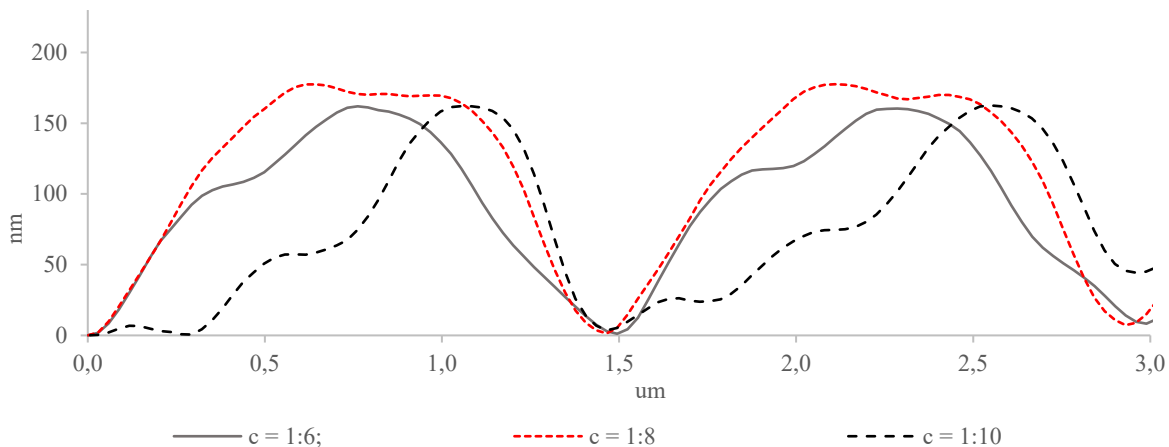
Obrázek 16: Hloubkový profil pro vzorek č. 8: mřížka s periodou 1100 nm a střídou 0,2 pro koncentrace 1:6; 1:8 a 1:10



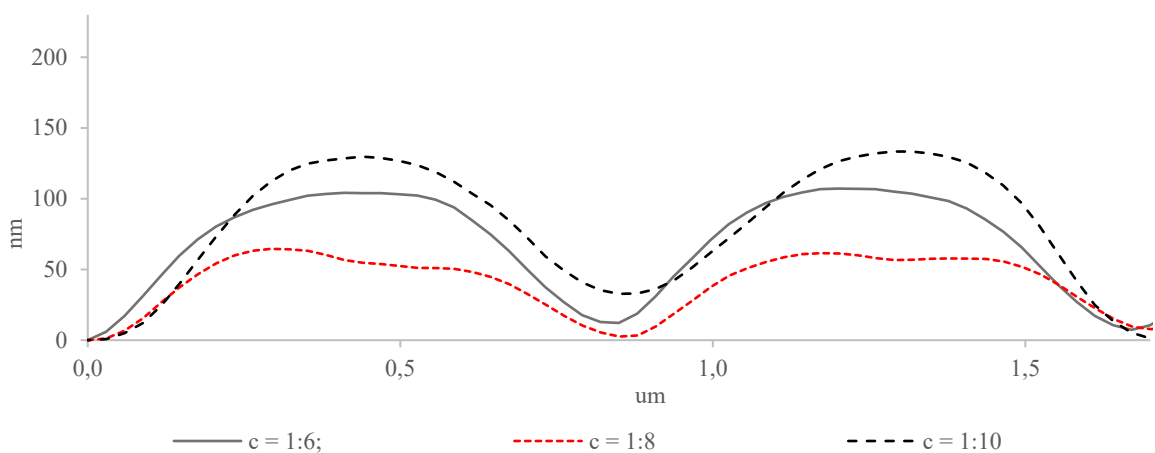
Obrázek 17: Hloubkový profil pro vzorek č. 11: mřížka s periodou 750 nm a střídou 0,4 pro koncentrace 1:6; 1:8 a 1:10



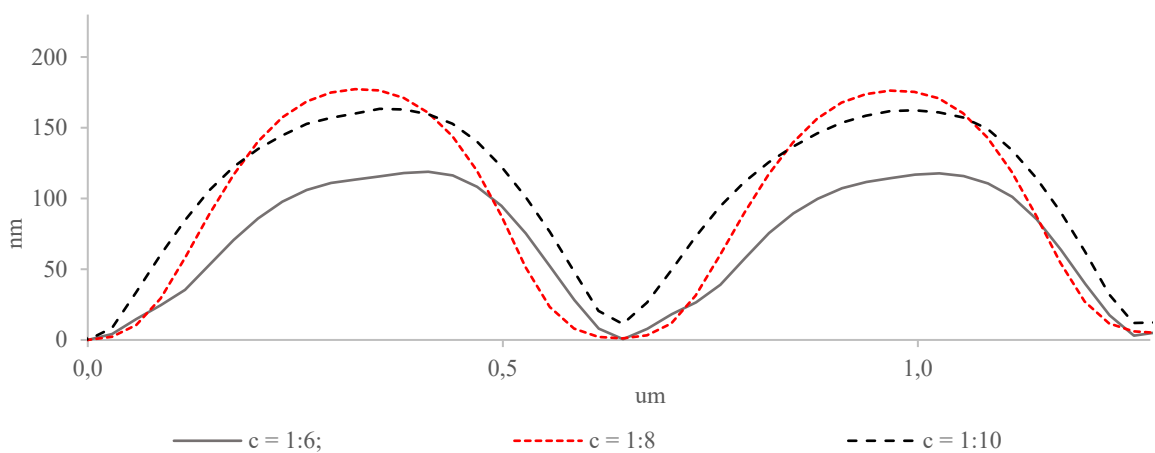
Obrázek 18: Hloubkový profil pro vzorek č. 5: mřížka s periodou 1500 nm a střídou 0,4 pro koncentrace 1:6; 1:8 a 1:10



Obrázek 19: Hloubkový profil pro vzorek č. 6: mřížka s periodou 1500 nm a střídou 0,3 pro koncentrace 1:6; 1:8 a 1:10



Obrázek 20: Hloubkový profil pro vzorek č. 10: mřížka s periodou 850 nm a střídou 0,25 pro koncentrace 1:6; 1:8 a 1:10



Obrázek 21: Hloubkový profil pro vzorek č. 12: mřížka s periodou 650 nm a střídou 0,3 pro koncentrace 1:6; 1:8 a 1:10

oblasti A. Dalo by se tedy říci, že se profil chová spíše jako by měl dvojnásobnou délku periody tzn. místo periody 750 nm periodu 1500 nm (více v kap. 2.4).

Diskuze

Závěrem lze říci, že hranatějších profilů lze dosáhnout spíše u stříd 0,5 a 0,4. U kratších period je patné, že se snížením hodnoty stříd (tedy $< 0,4$) vede změna průběhu profilů spíše na tvar harmonické mřížky. Lepších a objektivnějších výsledků by bylo možné dosáhnout při opakovaném testování. Dalším vylepšením experimentu by bylo dosažení konzistentní hloubky během vyvolávání u všech mřížek tak, aby bylo jednoznačné, že za modifikaci profilu stojí právě změna stříd. Závěrem je třeba zmínit, že některá AFM měření mohou být zkreslená, a to právě příčinou již zmíněné interakce mezi hrotem a materiálem (rezistem). Vezmeme-li v potaz, že celková mřížka má rozměr 2×2 mm a měření probíhalo v místě uprostřed mřížky o rozměru 15×15 μm , je pravděpodobné, že tvar a průběh profilu neodpovídá celé ploše vzorku. V rámci měření na AFM by bylo vhodné zvolit více míst ke zkoumání, a to také z důvodu, že vzorky byly v ploše nehomogenní, jak ukázaly snímky pod mikroskopem. Kvůli časové náročnosti v rámci dané práce nebylo možné provést opakovaná měření.

2.4 Porovnání teoretických a naměřených difrakčních účinností

Experiment vycházel ze zkoumání a výsledků bakalářské práce [15]. Po vypočítání a odečtení hodnot naměřených a teoretických difrakčních účinností byly výsledky mezi sebou porovnány tak, aby bylo jasné, zda je možné považovat teorii transmittanční funkce za aplikovatelnou na reálné difrakční struktury, a zda je možné ji poté použít k simulaci profilu, který by měl maximální možnou difrakční účinnost vzhledem na technologii jejich záznamu. Téměř všechny vzorky splňují okrajovou podmínku Kleinova parametru $Q < 1$ a lze tak předpokládat, že se jedná o mřížky tenké. Pouze vzorek č. 12 se pohybuje na hranici okolo hodnoty 1; jedná se jednoznačně o profil s nejkratší periodou, tedy 640 nm.

Z mřížkové rovnice (viz. rovnice 1.25) bylo možné odvodit počet difrakčních řádů pro jednotlivé periody struktur při kolmém dopadu zdroje na vzorek, které jsou uvedeny v tab. 2.

Tabulka 2: Počet difrakčních řádů všech exponovaných period

Periody [nm]	2500	1500	1100	850	750	640
Počet difrakčních řádů	7	4	3	2	2	1

Lze říci, že jak u experimentálního měření, tak i u simulace počet řádů většinou odpovídal dané periodě mřížky. Celkově bylo nejvíce energie přeneseno do nulových řádů, dále bylo možné intenzitu dobře odečíst v řádech prvních a druhých. Čím vzdálenější řád od osy mřížky, tím jeho intenzita klesala, a ačkoliv byla změřena, jednalo se pouze o jednotky, či spíše častěji desetiny procent. Proto byla v textu pozornost zaměřena především na nulový a první řád; u periody 2500 nm, vzhledem k výraznější intenzitě, i na řád druhý.

Při analýze byl téměř u poloviny vzorků, tedy u mřížek 5, 6, 7, 8 a 12 pro všechny koncentrace vývojky a u mřížky 11 pro koncentraci 1:6 odpozorován následovný jev: během měření difrakčních účinností se vyskytly u zmíněných mřížek odrazy o téměř nulové intenzitě (řádově v desetinách procent) v místech mezi m -tými řády mřížky. Z grafů křivek profilů struktur není zřejmé, že by tento jev byl důsledkem tvaru reliéfu. Profily mřížek se od sebe dosti liší a většina z nich má hladký průběh, vyjma mřížky číslo 11 (viz obr. 14). Vzhledem k postavení mřížek na skle (viz obr. 9) je patrné, že tomu tak bylo většinou u vzorků v prostřední řadě. Suma difrakčních účinností v jednotlivých řádech je vyšší než 100 %. Ze situace se mohlo zdát, jako by mřížky umístěné uprostřed sklička byly ovlivněny zpětným odrazem ve skle a opakovanou difrakcí na mřížkách. Tato teorie však zůstává domněnkou a nebyla dále v experimentu zkoumána ani prokázána.

Co se týče mřížky č. 11, při výpočtu počtu řádů pomocí mřížkové rovnice, je patrné, že perioda 750 nm při úhlu dopadu 0° má pouze jeden kladný i záporný difrakční řád. Avšak jak už bylo řečeno, řádů bylo zaznamenáno více, a to nejen u koncentrace vývojky 1:6. Ovšem u koncentrací vývojky 1:8 a 1:10 je tento jev patrný i v případě teoretické simulace v MATLABu. V tomto případě je však profil mřížky nekonzistentní a perioda mřížky se jeví spíše jako dvojnásobná (místo 750 nm jako 1500 nm, jak již bylo zmíněno v kap. 2.3.1). K porovnání profilu 14 je možno se vrátit v textu k snímku z AFM (viz obr. 11), na němž lze vidět pomyslné prodloužení periody mřížky, kdy v místě, kde by se měla nacházet zamýšlená hloubka mřížky je patná pouze prohlubeň.

U mřížek (tedy vzorků 1–4, 9 a 10), které se nacházely na okraji expozičního obrazce pravděpodobně k ovlivnění, které bylo výše zmíněno nedocházelo.

Vyhodnocení dat neovlivněných vedlejšími mřížkami

Naměřená data ukazují, že difrakční řády nejsou po obou stranách osy mřížky zcela symetrické (intenzity difrakčních řádů se po obou stranách osy mřížky liší), což je následkem nehomogenního hloubkového profilu struktury. Z grafů difrakčních účinností mřížek je patrné, že tento fenomén vystihuje jak simulace, tak experimentální měření. V několika případech nastala

situace, že intenzity byly u porovnávané teoretické a experimentální difrakční účinnosti zrcadlově otočeny, tzn. jestliže měl kladný řád vyšší hodnotu u měřených dat, data simulovaná měla hodnotu nižší; pro záporný řád pak opačně. To naznačuje fakt, že mřížky byly během měření na AFM otočeny o 180°. Takto vzniklá chyba byla korigována, tzn. simulované hodnoty byly ve výše uvedeném faktu přizpůsobené měřeným.

V tabulce 3 jsou uvedeny hodnoty, které jsou vypočteným rozdílem mezi teoretickými a experimentálními naměřenými daty pro nejintenzivnější viditelné difrakční řády – nulté, první a druhé. Průměr rozdílů v nultých řádech se rovná 14,7 %; směrodatná odchylka σ činí 13,1 %. Pro kladné první řády je průměr rozdílů 4,86 % (směrodatná odchylka σ je 3,4 %) a pro záporné 3,7 % ($\sigma = 3,8$ %). U druhých řádů se průměr v kladné oblasti rovná 3,4 % ($\sigma = 2,3$ %); v záporných řádech pak 2,8 % ($\sigma = 1,9$ %).

Tabulka 3: Rozdíly mezi procenty teoretických a experimentálních difrakčních účinností; červeně jsou vyznačeny vzorky s dobrou shodou mezi naměřenými a vypočtenými difrakčními účinnostmi

Číslo vzorku	Koncentrace vývojky	Difrakční řády				
		-2	-1	0	1	2
1	1:6	4 %	1 %	3 %	2 %	5 %
1	1:8	6 %	4 %	9 %	3 %	5 %
1	1:10	6 %	5 %	29 %	2 %	4 %
2	1:6	2 %	3 %	3 %	6 %	4 %
2	1:8	4 %	2 %	10 %	5 %	5 %
2	1:10	5 %	4 %	27 %	8 %	5 %
3	1:6	5 %	6 %	9 %	1 %	2 %
3	1:8	0 %	1 %	22 %	8 %	8 %
3	1:10	4 %	1 %	24 %	3 %	4 %
4	1:6	5 %	3 %	13 %	0 %	8 %
4	1:8	1 %	2 %	4 %	4 %	1 %
4	1:10	4 %	1 %	8 %	3 %	2 %
9	1:6	2 %	3 %	12 %	3 %	2 %
9	1:8	2 %	3 %	11 %	9 %	3 %
9	1:10	2 %	2 %	0 %	5 %	3 %
10	1:6	0 %	1 %	0 %	1 %	0 %
10	1:8	0 %	11 %	54 %	12 %	0 %
10	1:10	1 %	12 %	26 %	12 %	1 %

Rozdíly mezi teoretickými a experimentálními hodnotami, které jsou menší, než průměrný rozdíl jsou v tabulce 3 zvýrazněny červeně. Největší a nejpřesnější shody tak nalzáme u vzorků číslo 9 pro všechny koncentrace vývojky, u vzorku č. 4; koncentrace 1:8 a 1:10, u vzorku č. 10; koncentrace 1:6. Nejméně se pak shodovaly mřížky č. 10; koncentrace 1:8 a 1:10, kde docházelo k maximálním odchylkám v nultém i v prvních řádech.

Vyhodnocení dat ovlivněných vedlejšími mřížkami

Po odstranění parazitních odrazů difrakčních účinností a porovnání bylo možné zjistit, že měřená difrakční účinnost v jednotlivých řádech se jeví vyšší než simulovaná (viz obr. 23 vyobrazující mřížky 5 a 6 pro koncentraci 1:8). U některých vzorků, konkrétně 5 a 6 pro koncentraci 1:8 a 1:10, je suma celkové energie mřížky více než 100 %. U mřížky 7; koncentrace 1:8 nabývá simulovaná hodnota v prvních řádech $\eta_1 = 24 \%$; $\eta_{-1} = 28,2 \%$, což by vykazovalo velmi vysokou difrakční účinnost mřížky. Profil mřížky 7 naměřený na AFM je vyobrazen na obr. 17 a její tvar se blíží binárnímu průběhu.

Diskuze

V první řadě by bylo vhodné zmínit, že měřené vzorky nebyly stejné jako vzorky analyzované topograficky. Vzhledem k vyskytnutým komplikacím musel být postup analýzy struktur proběhnout tak, že vzorky byly nejprve charakterizovány na AFM, teprve poté byla měřena difrakční účinnost. Přestože celkový proces zpracování nových vzorků proběhl stejně a reprodukováné mřížky by měly mít stejný charakter, mohly se vyskytnout nějaké odchylky. Dalším faktem je, že z celkové plochy vzorku o 4 mm^2 bylo pomocí AFM měřeno a posléze softwarem analyzováno necelých 6 %. V některých případech musely být ještě i tyto data dále ořezány, byly-li na struktuře objeveny defekty.

Z celkového výsledku by se dalo říci, že simulací dokážeme odhadnout difrakční účinnost na profilech s periodou 2100 nm i kratšími, tam však už dochází k větším odchylkám a závisí spíše i na hloubce a hladším průběhu profilu. Nejvyšší průměrnou hodnotu rozdílu měly nulté řády.

K měření intenzity nultého řádu bylo použito polopropustné zrcadlo. To propouštělo pouze cca 80 % dopadající energie ve směru vzorku, zpětný nultý difrakční řád byl při odrazu dále redukován. Výsledkem bylo, že měřená intenzita byla nízká a její přesnost může být ovlivněna přesností měření detektoru. I z tohoto důvodu byla zvolena metoda relativního výpočtu difrakční účinnosti jako poměru prvního řádu a přímého odrazu od místa mimo vzorek skrze polopropustné zrcadlo. Hodnoty přímých odrazů od skla v místech podlepených černou fólií

a mimo mřížku nebyly homogenní v celé ploše, byla tedy stanovena průměrná hodnota odrazivosti vždy z 5 hodnot.

Tématem k prozkoumání jsou rovněž vedlejší odrazy vyskytující se ve formě „vedlejších difrakčních řádů“, zjištění jejich vzniku a snaha o zamezení výskytu. I přes naši snahu o jeho eliminaci nelze vyloučit zpětný odraz světla na spodní straně skleněného substrátu. Bylo by tedy vhodné zaměřit se na efektivnější metodu jeho odstranění.

2.4.1 Difrakční účinnost měřených vzorků

Jak již bylo zmíněno, ne všechny naměřené difrakční účinnosti můžeme považovat za plně spolehlivou informaci. Proto se, s přihlédnutím k důvodům popsáným v předešlé kapitole, soustředíme na vzorky č. 1, 2, 3, 4, 9 a 10. Ze souboru těchto vzorků největší difrakční účinnost vykazuje mřížka č. 9 s periodou 850 nm/střídou 0,5 vyvolaná při koncentraci 1:10. Naměřená hloubka mřížky dosahovala 155 nm a její profil je vyobrazen na obr. 16. Z grafu na obr. 14 je patrné, že se jednalo o profil hranatý, který se blíží binárnímu. Difrakční účinnost naměřených hodnot pro 0, 1. a -1. řád, které se jevily jako nejsilnější je pak: $\eta_0 = 39 \%$, $\eta_1 = 25 \%$, $\eta_{-1} = 24 \%$; výsledky simulace: $\eta_0 = 39 \%$, $\eta_1 = 22 \%$, $\eta_{-1} = 21 \%$. Jak je z grafu vidět (viz na obr. 24 vlevo), energie v druhých řádech se blížila nule. Stejně vysokou difrakční účinnost měla i mřížka č. 10 (viz obr. 24 vpravo); koncentrace vývojky 1:10; hloubka 117 nm; profil má harmonický průběh. Difrakční účinnosti dosahují naměřených hodnot: $\eta_0 = 44 \%$, $\eta_1 = 24 \%$, $\eta_{-1} = 25 \%$, simulace pak: $\eta_0 = 12 \%$, $\eta_1 = 70 \%$, $\eta_{-1} = 13 \%$. Z těchto výsledků se zdá, že pro difrakční mřížku s harmonickým hloubkovým profilem výše popsaná simulace neposkytuje spolehlivé odhady difrakční účinnosti.

Popisované mřížky přenášely energii do obou stran symetricky. Naproti tomu vzorky 2, 3, 4 měly většinou nesymetrické řády, což bylo pravděpodobně způsobeno asymetrickým profilem s prohlubní (popsáno v kap. 2.3.1), která byla pro vzorky s nižší střídou výraznější (viz obr. 13). a tedy přestože měřený vzorek 2 koncentrace 1:10 vykazoval v prvním řádu difrakční účinnost $\eta_1 = 23 \%$, v mínus prvním řádu došlo k 9% snížení na $\eta_{-1} = 14 \%$. Simulace tento jev zaznamenala s menším poměrem tedy $\eta_1 = 16 \%$ a $\eta_{-1} = 10 \%$.

Nižší difrakční účinnosti byly převážně naměřeny u mřížek s mělčím profilem, z daného souboru vzorků měly pak nejnižší difrakční účinnost struktury č. 9 (perioda = 850 nm; střída = 0,5; hloubka = 103 nm) a 10 (perioda = 850 nm; střída = 0,3; hloubka = 91 nm) s koncentrací 1:6. U obou mřížek byla tedy většina energie přesunuta do nultých řádů; pro

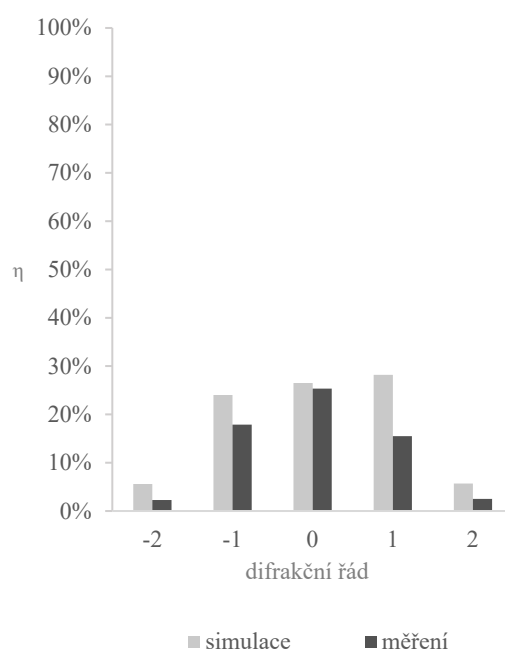
vzorek č. 9 $\eta_0 = 87\%$, $\eta_{+1} = 5\%$, $\eta_{+2} = 2\%$; pro vzorek č. 10 $\eta_0 = 85\%$, $\eta_{1,-1} = 6\%$. Simulace měla v obou případech téměř stejné hodnoty (viz obr. 25).

Srovnání naměřených difrakčních účinností se simulací pomocí skriptu v softwaru MATLAB pro ostatní vzorky je zobrazeno v přílohách (kapitola 5, podkapitoly J a K).

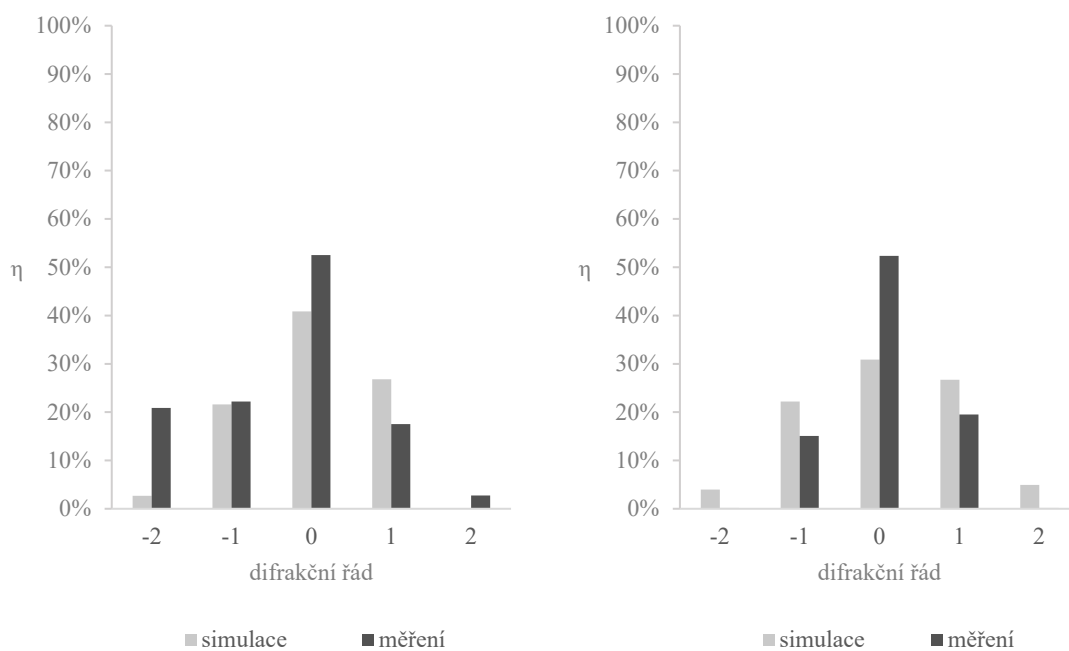
Diskuze

Parametr, který hraje u experimentálních difrakčních účinností roli, je odrazivost materiálu (v našem případě sklo podlepené fólií), která je nízká a velká část záření je pohlcena materiálem. Relativním výpočtem tak potlačujeme vlivy způsobené objemem materiálu.

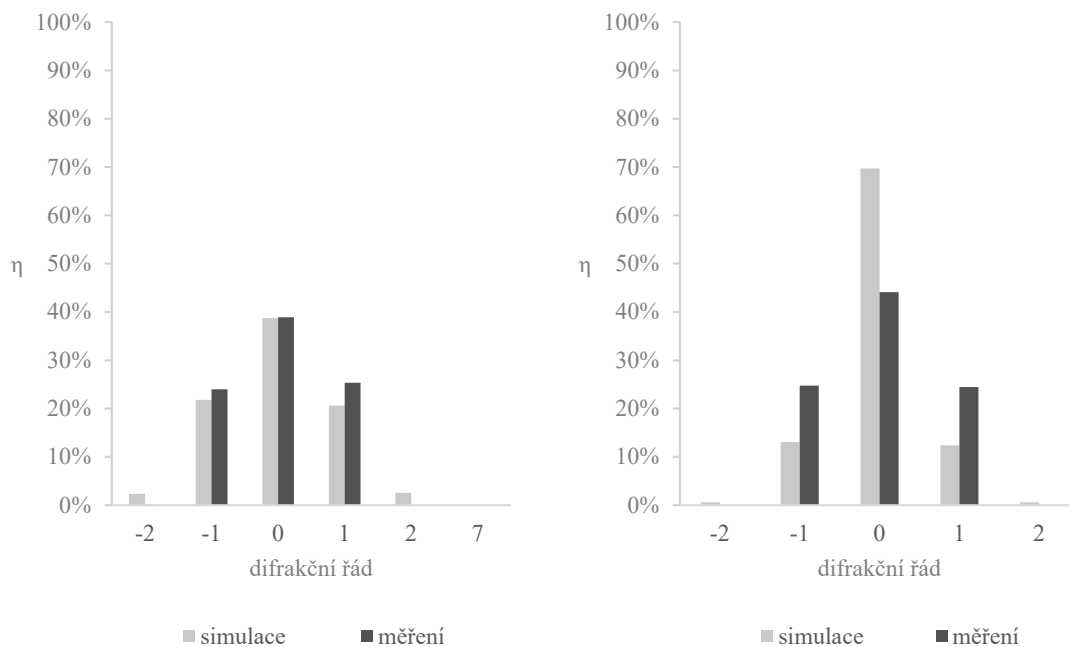
Měření difrakční účinnosti bylo zatíženo malou velikostí vzorků – 2×2 mm. Experimentu by rozhodně napomohly mřížky o větší ploše, která by na AFM (jak už bylo zmíněno) byla proměřena ve více místech pro představu, zda je vzorek homogenní v celé ploše. Během měření byl laser směřován do centra mřížky tak, aby celá jeho energie byla soustředěna výhradně na jeden vzorek a nedocházelo k ozařování vedlejších mřížek. Jak už bylo zmíněno, zadní strana byla podlepena černou fólií a nejspíše i přesto docházelo ve skle ke zpětným odrazům. Měření vzorků na zvolené aparatuře by bylo vhodné podpořit měřením na elipsometru v módu skaterometrie. Dále by k důslednějšímu výzkumu přispěly výsledky měření vzorku na transmisi, či proměření i jinou vlnovou délkou laseru. V rámci měření proběhla snaha měřit i vlnovou délkou 630 nm, ovšem výkon laseru nebyl dostatečně stabilní pro experimentální účely.



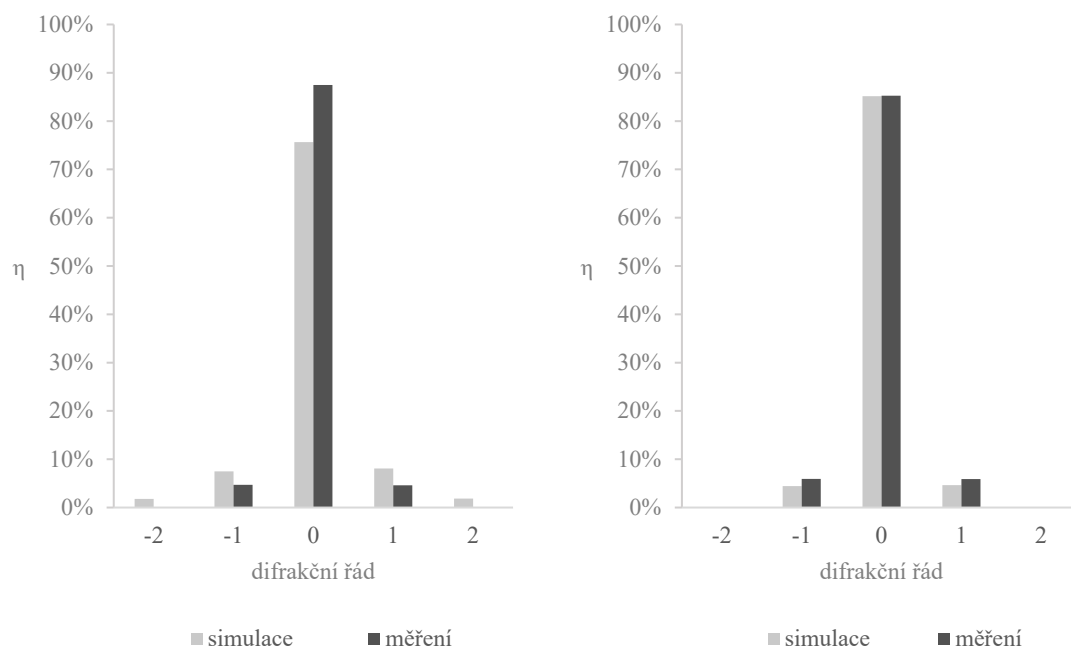
Obrázek 22: Difrakční účinnost vzorku č. 7; koncentrace 1:8



Obrázek 23: Difrakční účinnost vzorku č. 5; koncentrace 1:8 (vlevo) a vzorku č. 6; koncentrace 1:8 (vpravo)



Obrázek 24: Difrakční účinnost vzorku č. 9; koncentrace 1:10 (vlevo) a vzorku č. 10; koncentrace 1:10 (vpravo)



Obrázek 25: Difrakční účinnost vzorku č. 9; koncentrace 1:6 (vlevo) a vzorku č. 10; koncentrace 1:6 (vpravo)

3 Závěr

Diplomová práce pojednává o optimalizaci difrakčních mřížek s binárním profilem vyrobených optickou litografií na image-matrix zápisovém zařízení ve spolupráci s firmou IQ Structures s.r.o. Proměnnými k modifikaci výrobního procesu mřížek pak byly střída, koncentrace vývojky a perioda mřížky.

Teoretická část práce popisuje základy optiky spojené s difrakcí na tenké binární mřížce a s teoretickou difrakční účinností oné mřížky. Dále se zabývá metodami přípravy mřížek a popisuje přístroje a postupy vhodné k zhodnocení vyrobených difrakčních struktur.

Experimentální část se konkrétně zabývá vlivem zmíněných faktorů na tvar profilu vzorků, který byl naměřen pomocí AFM. Následně zkoumá, jak se tyto vlastnosti odrážejí na difrakční účinnosti struktur. Práce také popisuje simulaci teoretické difrakční účinnosti skriptem v programu MATLAB a porovnává ji s experimentálními hodnotami. Snaží se tak zachytit aplikovatelnost teorie tenké mřížky řešenou transmitanční funkcí na reálné profily, tato teorie by dále mohla sloužit k predikci tvaru profilu s maximální možnou difrakční účinností vzhledem na možnosti zápisového zařízení. V práci byla také provedena zkouška spolehlivosti měření zařízení pro měření difrakční účinnosti, kdy byla měřena difrakční účinnost komerční mřížky o známé difrakční účinnosti.

Testem spolehlivosti zařízení pro měření difrakční účinnosti, bylo prokázáno, že měření podává výsledky, které mohou mít odchylku cca 2 %.

Výsledkem diplomové práce bylo zjištění, že zatímco střídy 0,5 a 0,4 vedou na hranatější profily, střídy menší (0,3; 0,2; 0,25) vytvářejí spíše harmonický průběh. Dalším zjištěním bylo, že simulace opravdu nabízí podobné výsledky experimentálním hodnotám. Tvrdit tento fakt však s naprostou přesností nelze. Pro lepší zhodnocení a proměření difrakčních účinností by bylo vhodné nějakým způsobem celý proces kalibrovat.

K tomu by nám mohly dopomoci měření na elipsometru, kdy by vzorky byly proměřeny např. při dopadu zdroje pod jiným úhlem, než je kolmý dopad jak na optické lavici, tak právě módem skaterometrie. K efektivnějším výsledkům by dopomohlo měření více vlnovými délkami zdroje, či proměření mřížek nejen na reflexi, ale také na transmisi. Problémem experimentálního zařízení na měření elipsometrie, resp. skaterometrie však při měření na reflexi přetrvává znemožnění měření při kolmém dopadu na mřížku, a tedy zamezení měření nultého řádu při kolmém dopadu. V úvahu by přicházelo měření pod určitým úhlem dopadu (větším než 18 °), kdy by se výsledky porovnaly s naměřenými hodnotami měřenými na optické lavici. Otázkou zůstává, zda by intenzita zdroje elipsometru byla dostatečná.

Jakožto potenciálně vhodný nástroj k predikci difrakční účinnosti při dopadu zdroje na mřížku pod jiným úhlem, než kolmým by mohl sloužit skript RCWA-1D, napsaný Pavlem Kwiecienem v jazyce MATLAB, který difrakci řeší rigorózními výpočty. Jeho výhodou je pak věrohodnější simulace podmínek měření, jako např. nastavení indexů lomů jednotlivých vrstev zkoumaného vzorku, nastavení tloušťky těchto vrstev, počet zkoumaných difrakčních řádů, úhel dopadu zdroje záření, ... Zmíněný skript byl pak v rámci experimentu Ing. Markem Škereněm, Ph.D. rozšířen tak, aby bylo možné skrze něj analyzovat reálné naměřené profily. V rámci experimentu byla po ověření, že skript správně počítá data teoretických dokonalých binárních difrakčních mřížek, vynaložena snaha porovnání dat naměřených difrakčních účinností na optické lavici při dopadu zdroje pod úhlem 5° a 40° . Během testování se však vyskytly problémy, které zamezily experiment s přesností dokončit, tudíž je přenechán jako návrh k dalšímu zkoumání.

Jakožto mřížka o nejvyšší difrakční účinnosti na základě měřených dat vyšla mřížka č. 9 s periodou 850 nm a střídou 0,5 vyvolaná při koncentraci vývojky 1:10. Naměřená hloubka mřížky dosahovala 155 nm a její profil byl hranatý blížící se binárnímu tvaru. Difrakční účinnost naměřených hodnot pro nultý, první a minus první řád, které byly nejintenzivnější je pak: $\eta_0 = 39\%$, $\eta_1 = 25\%$, $\eta_{-1} = 24\%$; výsledky simulace tento fakt potvrdily: $\eta_0 = 39\%$, $\eta_1 = 22\%$, $\eta_{-1} = 21\%$. Energie v druhých řádech se blížila nule. Stejně vysokou difrakční účinnost měla i mřížka č. 10 s periodou 850 nm a střídou 0,25; vyvolaná koncentrací vývojky 1:10; hloubka 117 nm; profil vykazoval harmonický průběh. Difrakční účinnosti dosahují naměřených hodnot: $\eta_0 = 44\%$, $\eta_1 = 24\%$, $\eta_{-1} = 25\%$, simulací se experiment nepodařilo podpořit, výsledky byly: $\eta_0 = 12\%$, $\eta_1 = 70\%$, $\eta_{-1} = 13\%$.

4 Reference

- [1] BORN, M., WOLF, E. *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. 7. vyd. Cambridge: Cambridge University Press, 1999. ISBN 0-521-64222-1.
- [2] PREDAZZI, E. Diffraction: retrospectives and perspectives. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*. 2001, **99**(1-2), 3–6. DOI: 10.1016/S0920-5632(01)01298-1.
- [3] HOPKINSON, F., RITTENHOUSE, D. An Optical Problem, Proposed by Mr. Hopkinson, and Solved by Mr. Rittenhouse. *Transactions of the American Philosophical Society*. 1786, **2**, 201–206. DOI: 10.2307/1005186.
- [4] PALMER, Ch. *Diffraction Grating Handbook*. 7. vyd. New York, 2014. Dostupné také z: https://www.researchgate.net/publication/308402069_Diffraction_Grating_Handbook_7th_edition
- [5] LOEWEN, E., POPOV, E. *Diffraction gratings and applications*. New York: M. Dekker, 1997. Optical engineering (Marcel Dekker, Inc.). ISBN 0824799232.
- [6] FRAUNHOFER, J. Kurzer Bericht von den Resultaten neuerer Versuche über die Gesetze des Lichtes, und die Theorie derselben. *Annalen der Physik und der physikalischen Chemie*. 1823, **74**(8), 337–378. DOI: 10.1002/andp.18230740802.
- [7] FIALA, P., RICHTER, I. *Fyzikální optika*. 2. vyd., přeprac. Praha: Vydavatelství ČVUT, 2005. ISBN 8001031837.
- [8] ZARKOV, B., GRUJIĆ, D., PANTELIC, D. High-resolution dot-matrix hologram generation. *Physica Scripta*. 2012, **149**, 014021-1–014021-4. DOI: 10.1088/0031-8949/2012/T149/014021.
- [9] VAN RENESSE, R. *Security aspects of commercially available dot matrix and image matrix origination systems: SPIE International Conference on Optical Holography and its Applications* [online]. Kyjev, 2004 [cit. 2018-06-22]. Dostupné také z: <http://vanrenesse-consulting.berloth.net/index.php?page=paper.htm>
- [10] VRBOVÁ, M. *Lasery a moderní optika*. Praha: Prometheus, 1994. Oborová encyklopedie. ISBN 8085849569.
- [11] MILER, M., ed. *Fyzika a holografické difrakční struktury: sborník prací k semináři pořádaném fyzikálním oddělením pražské pobočky JČSMF v Praze v červnu 1988* [online]. Praha: Jednota československých matematiků a fyziků, 1988 [cit. 2018-04-18]. Dostupné také z: <http://www.opto.cz/miler>

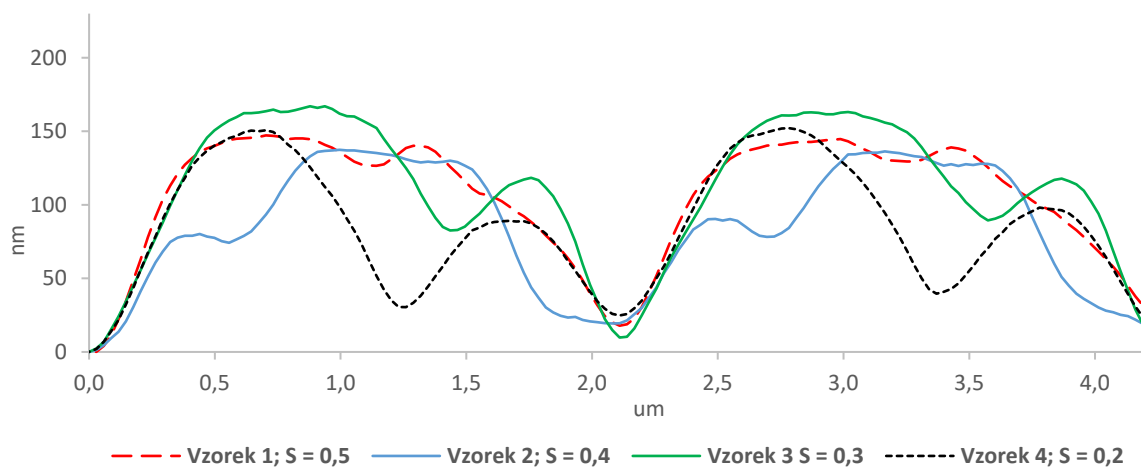
- [12] GORYLOVÁ, M. *Vliv technologie zápisu a hloubky reliéfu difrakčních struktur na optické vlastnosti holografického bezpečnostního prvku*. Pardubice, 2016. Bakalářská práce. Univerzita Pardubice, Fakulta chemicko-technologická, Katedra polygrafie a fotofyziky. Vedoucí práce Ondrej Panák.
- [13] MALÝ, P. *Optika*. Praha: Karolinum, 2008. ISBN 9788024613420.
- [14] ŠKERENĚ, M. *Přednášky k předmětu Fyzikální optika II.: Difraktivní struktury a holografie*. Praha, 2016.
- [15] ČERNÁ, D. *Difrakce na difrakční mřížce – modelování a optimalizace realizace reliéfních mřížek pomocí laserové litografie*. Praha, 2009. Bakalářská práce. České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, Katedra fyzikální elektroniky. Vedoucí práce Marek Škeren.
- [16] SAXBY, G., ZACHAROVAS, S. *Practical holography*. 4. vyd. Boca Raton: CRC Press, 2016. ISBN 9781482251579.
- [17] LEVINSON, H. *Principles of lithography*. 2. vyd. Bellingham, WA: SPIE Press, 2005. ISBN 0-8194-5660-8.
- [18] BULANOV, A., a spol. Investigations of As-S-Se thin films for use as inorganic photoresist for digital image-matrix holography. *Open Physics* [online]. 2011, 9(5) [cit. 2018-08-04]. DOI: 10.2478/s11534-010-0133-6. ISSN 2391-5471. Dostupné z: <http://www.degruyter.com/view/j/phys.2011.9.issue-5/s11534-010-0133-6/s11534-010-0133-6.xml>
- [19] VAN RENESSE, R. *Optical document security*. 2. vyd. Boston: Artech House, 2005. ISBN 0890069824.
- [20] KIM, M. Principles and techniques of digital holographic microscopy. *SPIE reviews*. DOI: 10.1117/6.0000006.
- [21] *Scatterometry: Diffraction Grating Tracking Option, addition to Guide to using WVASE32 Software for Spectroscopic Ellipsometry Data Acquisition and Analysis Software*, J. A. Woollam Co. Inc., 2000.
- [22] BRAGA, P., RICCI, D. *Atomic force microscopy: biomedical methods and applications*. Totowa, N.J.: Humana Press, 2004. Methods in molecular biology (Clifton, N.J.), v. 242. ISBN 1588290948.
- [23] BOWEN, R., ed., HILAL, N., ed. *Atomic force microscopy in process engineering*. Amsterdam: Elsevier, 2009. ISBN 9781-856175173.
- [24] BELLITTO, V., ed. *Atomic Force Microscopy: Imaging, Measuring and Manipulating Surfaces at the Atomic Scale*. Intech, 2012. ISBN 978-953-51-0414-8.

- [25] FUJIWARA, H. *Spectroscopic ellipsometry: principles and applications*. Chichester: Wiley, 2007. ISBN 9780470016084.
- [26] MADSEN, M., a HANSEN, P. Scatterometry—fast and robust measurements of nano-textured surfaces. *Surface Topography: Metrology and Properties* [online]. 2016, 4(2), 023003-1–023003-26 [cit. 2018-09-01]. DOI: 10.1088/2051-672X/4/2/023003. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/2051-672X/4/i=2/a=023003?key=crossref.6cfe252539f285ad63de6746dbecd436>
- [27] UV Holographic Grating: 600 Grooves/mm. In: *Thorlabs* [online]. c 1999-2019 [cit. 2018-06-07]. Dostupné z: https://www.thorlabs.com/images/tabImages/Grating_Eff_Holo_UV600_G1-780.gif
- [28] AUSTIN, S., STONE, F. Fabrication of thin periodic structures in photoresist: a model. *Applied Optics*. 1976, 15(4), 1071–1074. DOI: 10.1364/AO.15.001071. ISSN 0003-6935.
- [29] GOODMAN, J. *Introduction to Fourier optics*. 2. vyd. New York: McGraw-Hill, 1996. ISBN 0070242542.

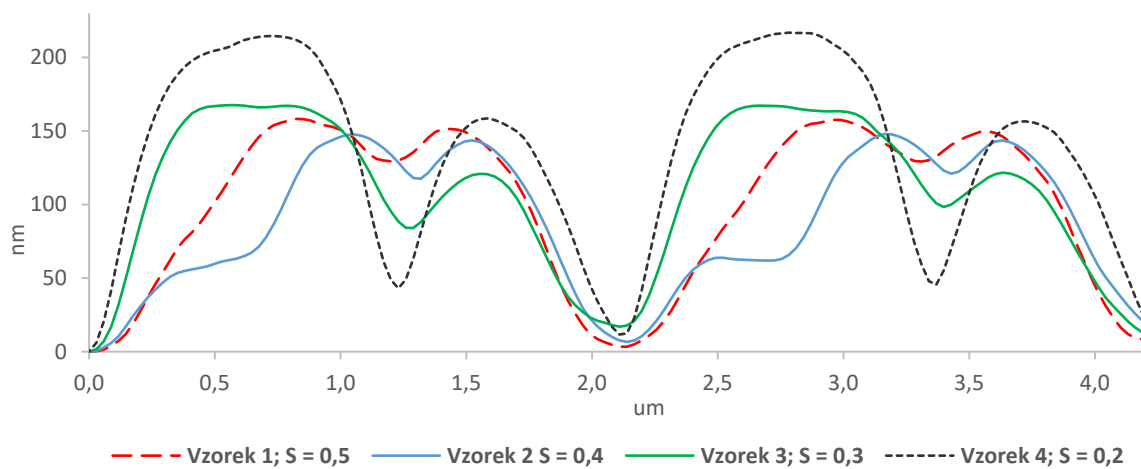
5 Přílohy

Příloha A.	Hloubkové profily vzorků s periodou 2100 nm pro jednotlivé koncentrace	57
Příloha B.	Porovnání hloubkových profilů vzorků s periodou 2100 nm majících stejnou hodnotu střídý; proměnnou je koncentrace vývojky.....	58
Příloha C.	Hloubkové profily vzorků s periodou 1500 nm pro jednotlivé koncentrace	59
Příloha D.	Porovnání hloubkových profilů vzorků s periodou 1500 nm majících stejnou hodnotu střídý; proměnnou je koncentrace vývojky.....	60
Příloha E.	Hloubkové profily vzorků s periodou 1100 nm pro jednotlivé koncentrace	61
Příloha F.	Porovnání hloubkových profilů vzorků s periodou 1100 nm majících stejnou hodnotu střídý; proměnnou je koncentrace vývojky.....	62
Příloha G.	Hloubkové profily vzorků s periodou 850 nm pro jednotlivé koncentrace	62
Příloha H.	Porovnání hloubkových profilů vzorků s periodou 850 nm; proměnnou je koncentrace vývojky	63
Příloha I.	Hloubkové profily vzorku s periodou 750 nm pro jednotlivé koncentrace	64
Příloha J.	Difrakční účinnosti neovlivněných difrakčních mřížek.....	64
Příloha K.	Difrakční účinnosti ovlivněných difrakčních mřížek	68

Příloha A. Hloubkové profily vzorků s periodou 2100 nm pro jednotlivé koncentrace

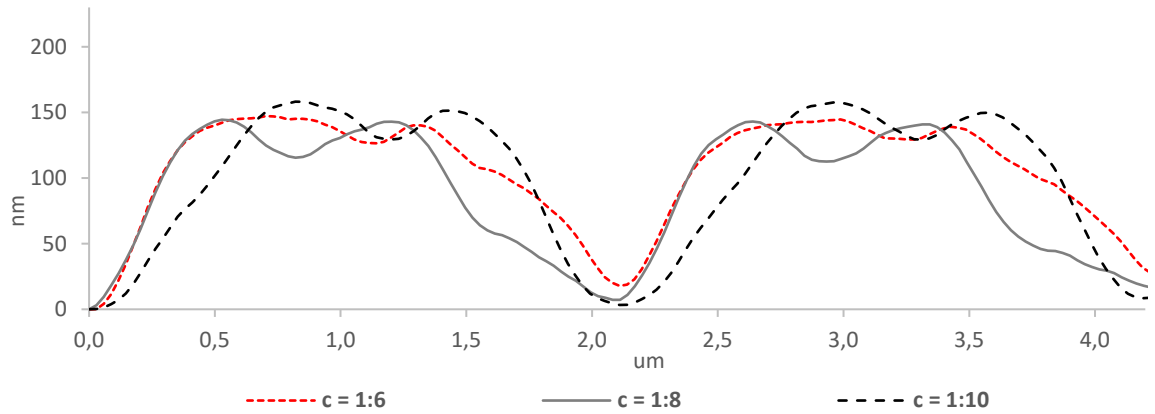


Hloubkový profil pro vzorek č. 1, 2, 3 a 4; křivky vyobrazují všechny střídy – 0,5; 0,4; 0,3; a 0,2 pro mřížku o periodě 2100 nm a koncentraci 1:6

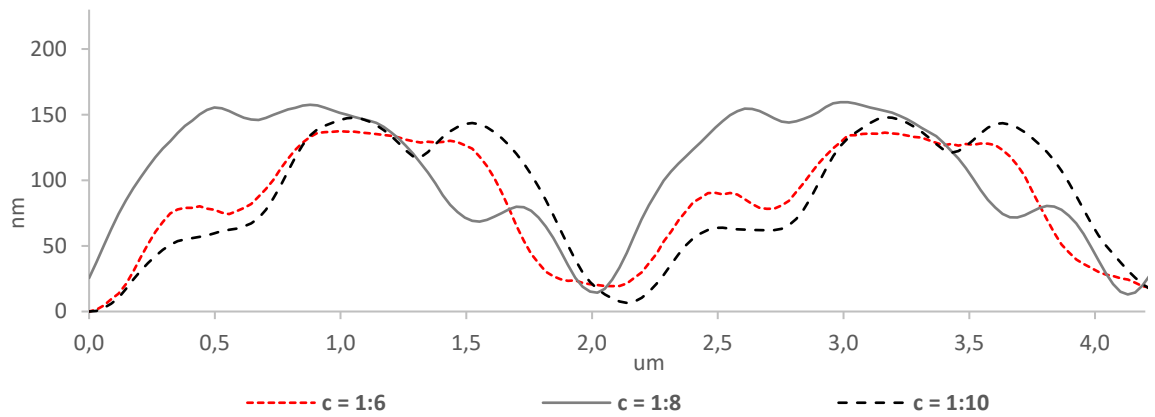


Hloubkový profil pro vzorek č. 1, 2, 3 a 4; křivky vyobrazují všechny střídy – 0,5; 0,4; 0,3; a 0,2 pro mřížku o periodě 2100 nm a koncentraci 1:10

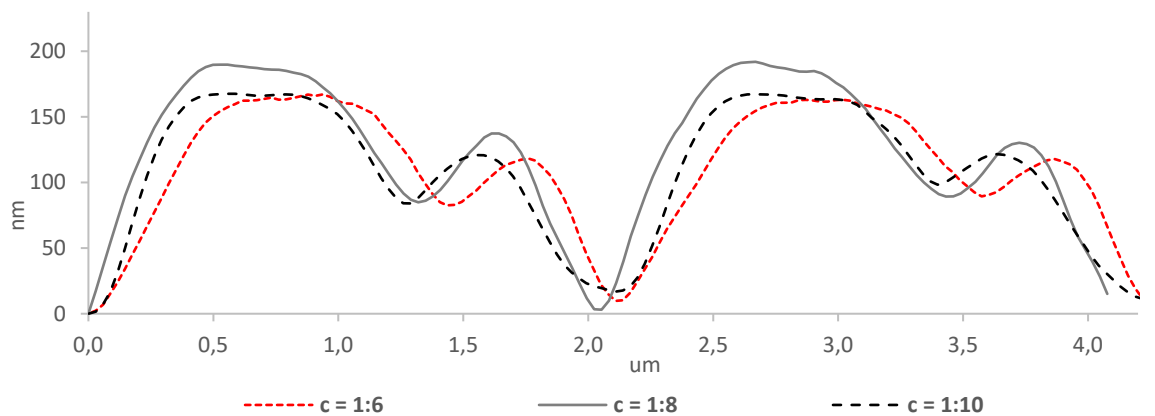
Příloha B. Porovnání hloubkových profilů vzorků s periodou 2100 nm majících stejnou hodnotu střídy; proměnnou je koncentrace vývojky



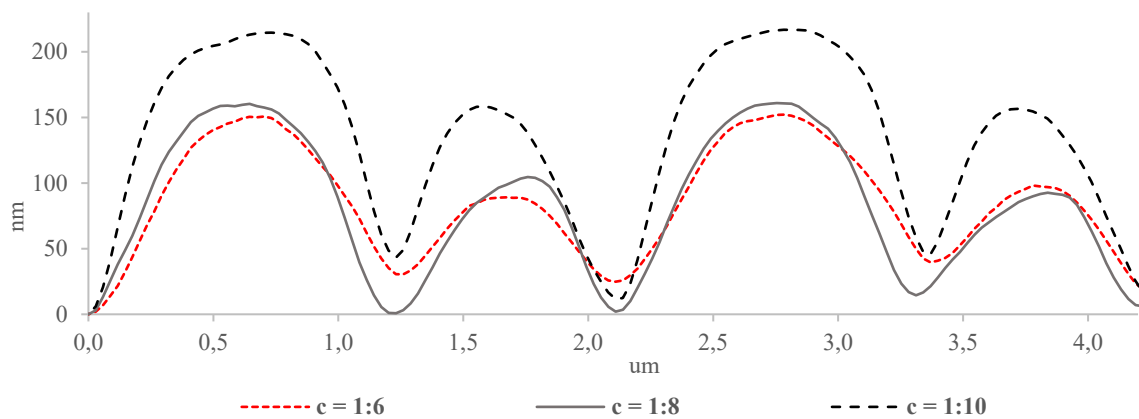
Hloubkový profil pro vzorek č. 1; křivky vyobrazují střídu 0,5



Hloubkový profil pro vzorek č. 1; křivky vyobrazují střídu 0,4

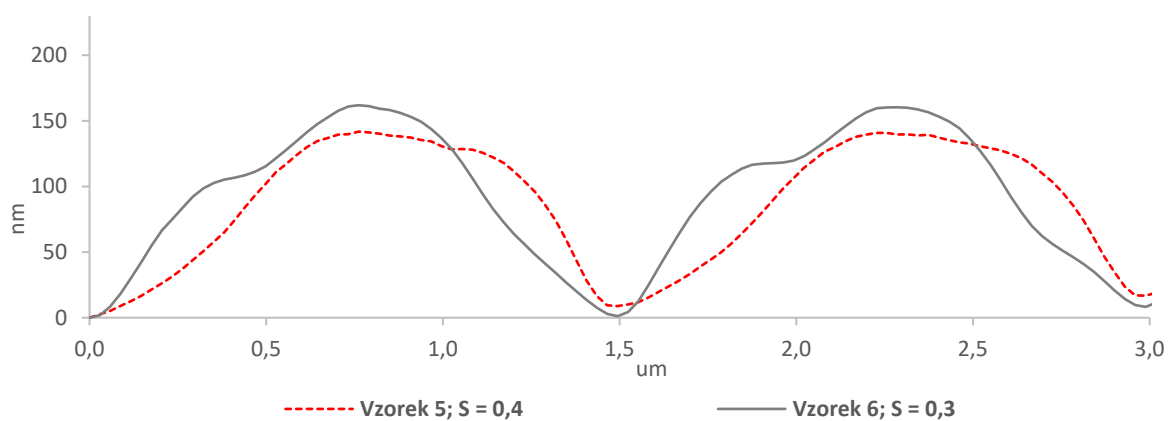


Hloubkový profil pro vzorek č. 1; křivky vyobrazují střídu 0,3

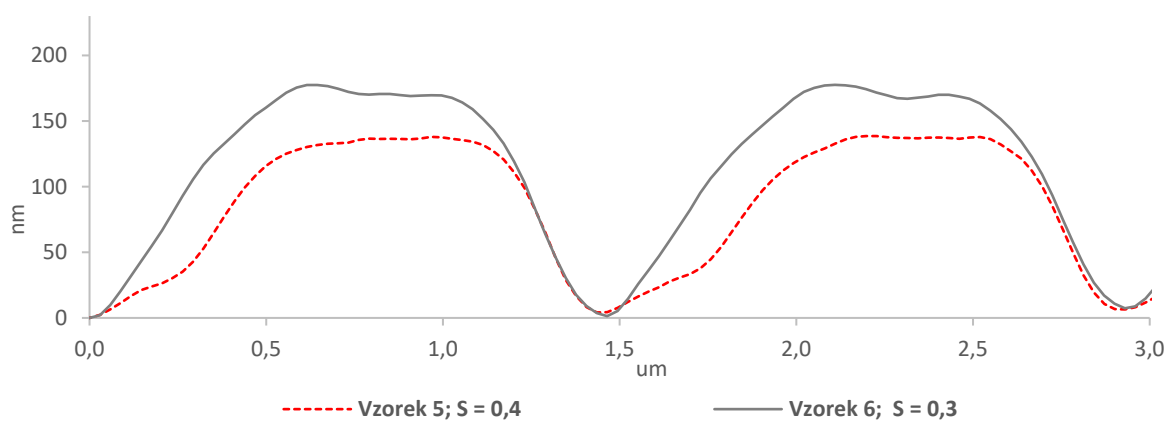


Hloubkový profil pro vzorek č. 1; křivky vyobrazují střídu 0,2

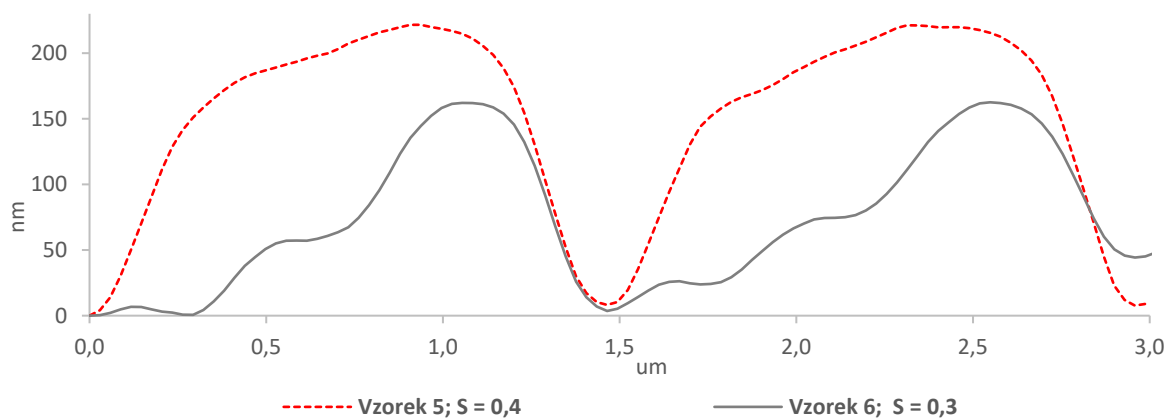
Příloha C. Hloubkové profily vzorků s periodou 1500 nm pro jednotlivé koncentrace



Hloubkový profil pro vzorek č. 5,6; křivky vyobrazují střídy – 0,4; 0,3; koncentrace vývojky 1:6

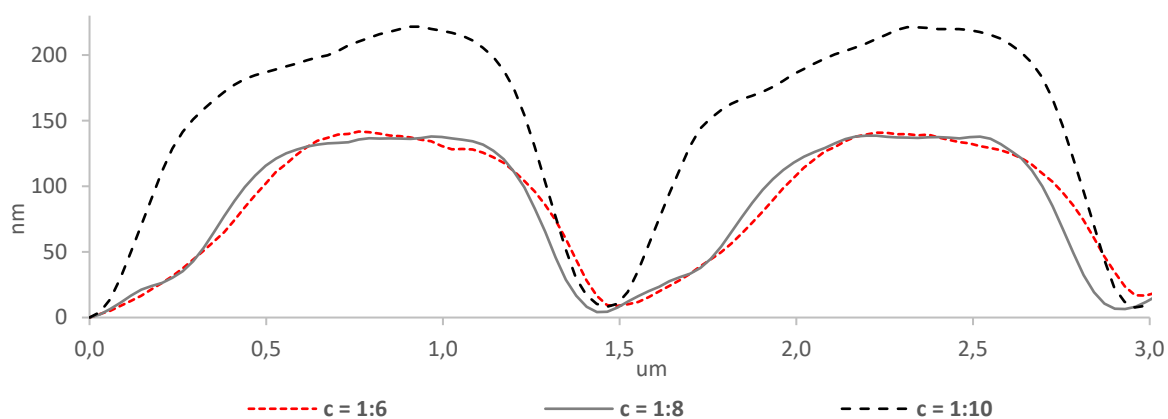


Hloubkový profil pro vzorek č. 5 a 6; křivky vyobrazují všechny střídy – 0,4 a 0,3 pro mřížku o periodě 1500 nm a koncentraci 1:8

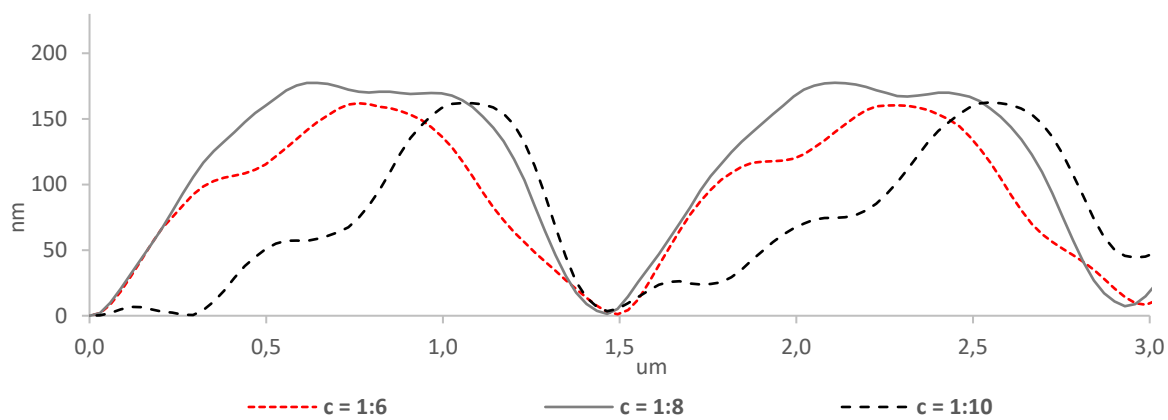


Hloubkový profil pro vzorek č. 5 a 6; křivky vyobrazují všechny střídy – 0,4 a 0,3 pro mřížku o periodě 1500 nm a koncentraci 1:10

Příloha D. Porovnání hloubkových profilů vzorků s periodou 1500 nm majících stejnou hodnotu střídy; proměnnou je koncentrace vývojky

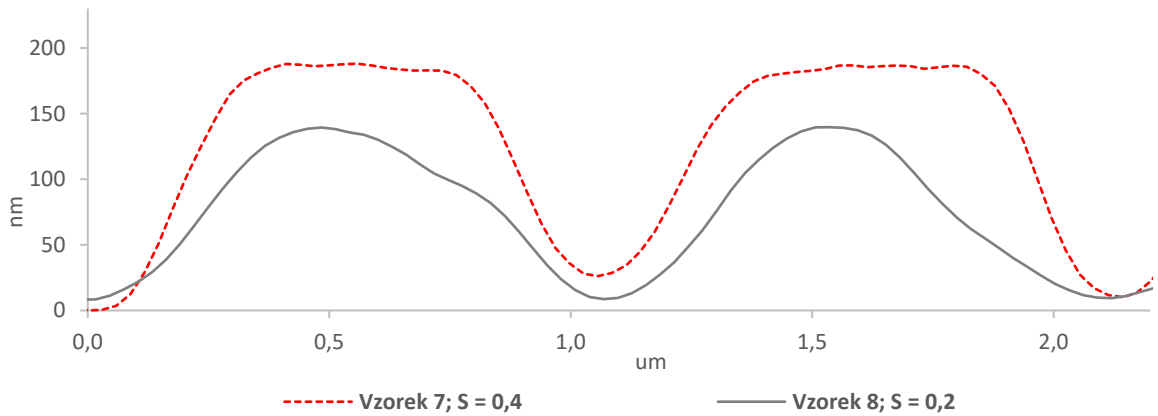


Hloubkový profil pro vzorek č. 5; křivky vyobrazují střídu 0,4

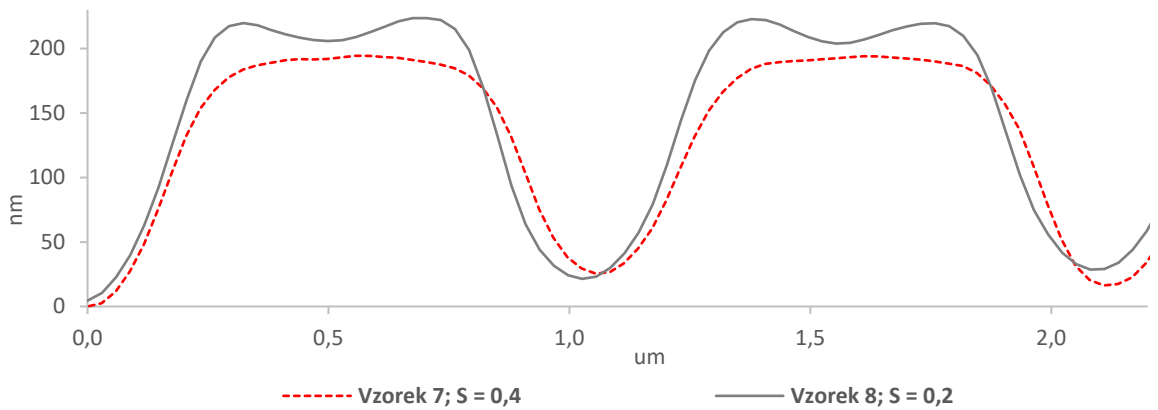


Hloubkový profil pro vzorek č. 6; křivky vyobrazují střídu 0,3

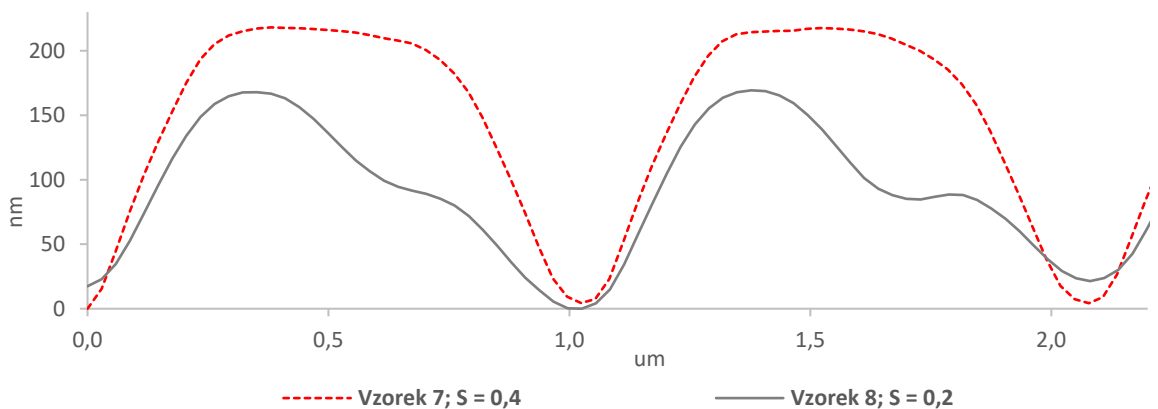
Příloha E. Hlubkové profily vzorků s periodou 1100 nm pro jednotlivé koncentrace



Hlubkový profil pro vzorek č. 7 a 8; křivky vyobrazují všechny střídy – 0,4 a 0,2 pro mřížku o periodě 1100 nm a koncentraci 1:6

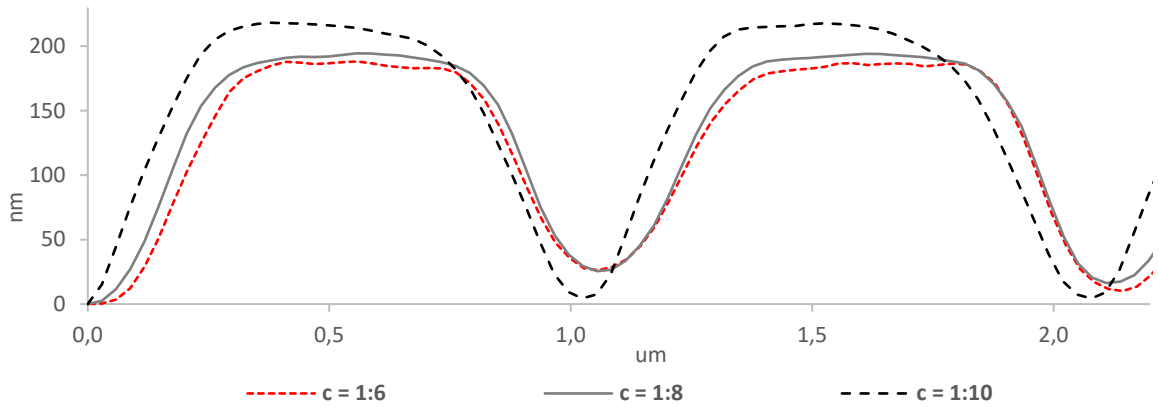


Hlubkový profil pro vzorek č. 7 a 8; křivky vyobrazují všechny střídy – 0,4 a 0,2 pro mřížku o periodě 1100 nm a koncentraci 1:8



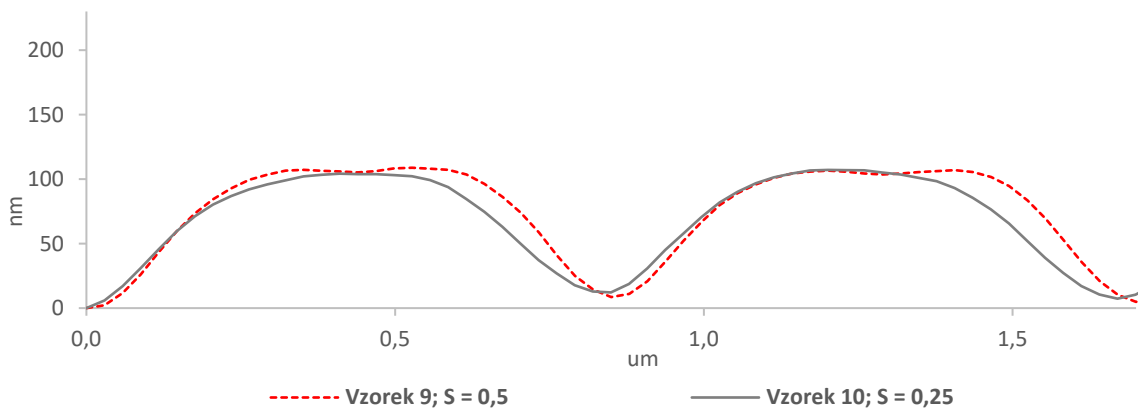
Hlubkový profil pro vzorek č. 7 a 8; křivky vyobrazují všechny střídy – 0,4 a 0,2 pro mřížku o periodě 1100 nm a koncentraci 1:10

Příloha F. Porovnání hloubkových profilů vzorků s periodou 1100 nm majících stejnou hodnotu střídy; proměnnou je koncentrace vývojky

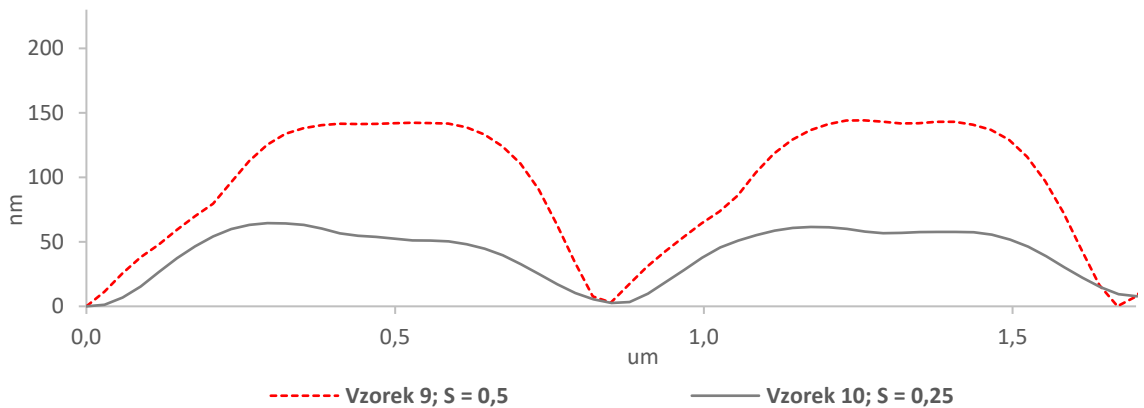


Hloubkový profil pro vzorek č. 7; křivky vyobrazují střídu 0,4

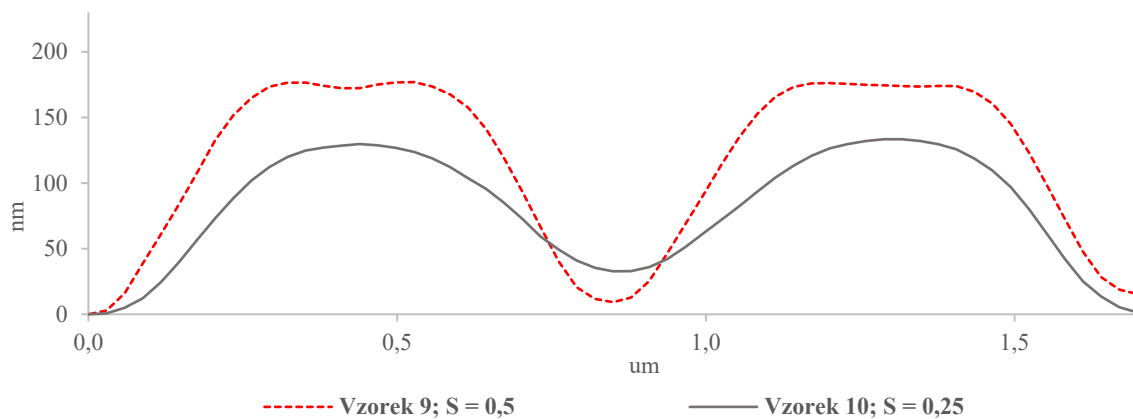
Příloha G. Hloubkové profily vzorků s periodou 850 nm pro jednotlivé koncentrace



Hloubkový profil pro vzorek č. 9 a 10; křivky vyobrazují všechny střídy – 0,5 a 0,25 pro mřížku o periodě 850 nm a koncentraci 1:6

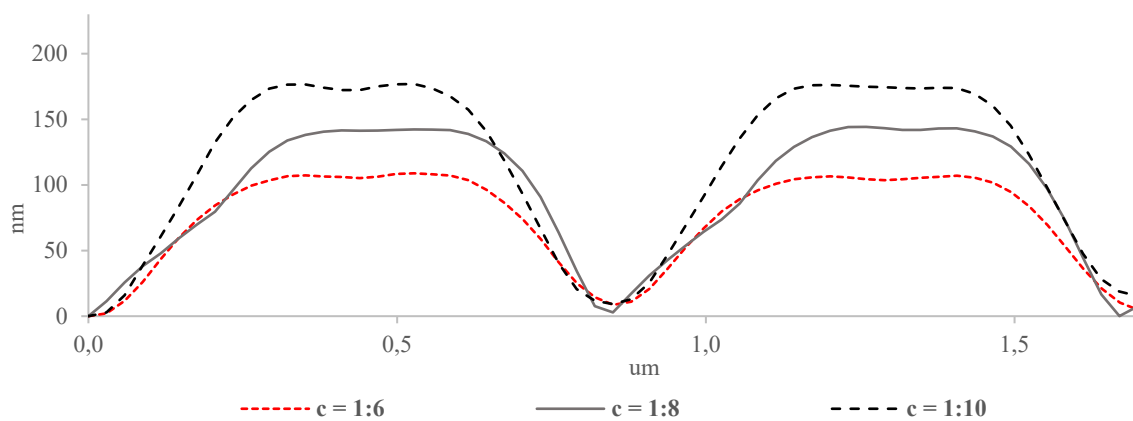


Hloubkový profil pro vzorek č. 9 a 10; křivky vyobrazují všechny střídy – 0,5 a 0,25 pro mřížku o periodě 850 nm a koncentraci 1:8

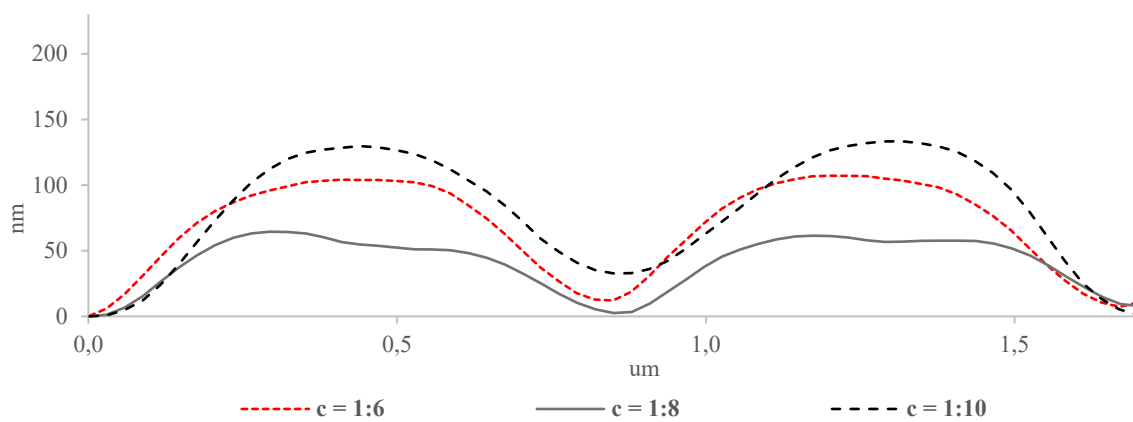


Hloubkový profil pro vzorek č. 9 a 10; křivky vyobrazují všechny střídy – 0,5 a 0,25 pro mřížku o periodě 850 nm a koncentraci 1:10

Příloha H. Porovnání hloubkových profilů vzorků s periodou 850 nm; proměnnou je koncentrace vývojky

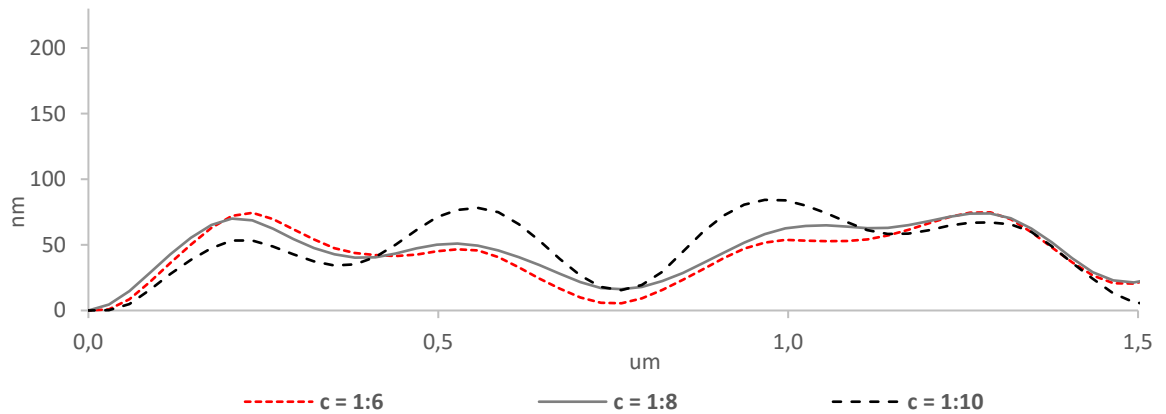


Hloubkový profil pro vzorek č. 9; křivky vyobrazují střídu 0,5



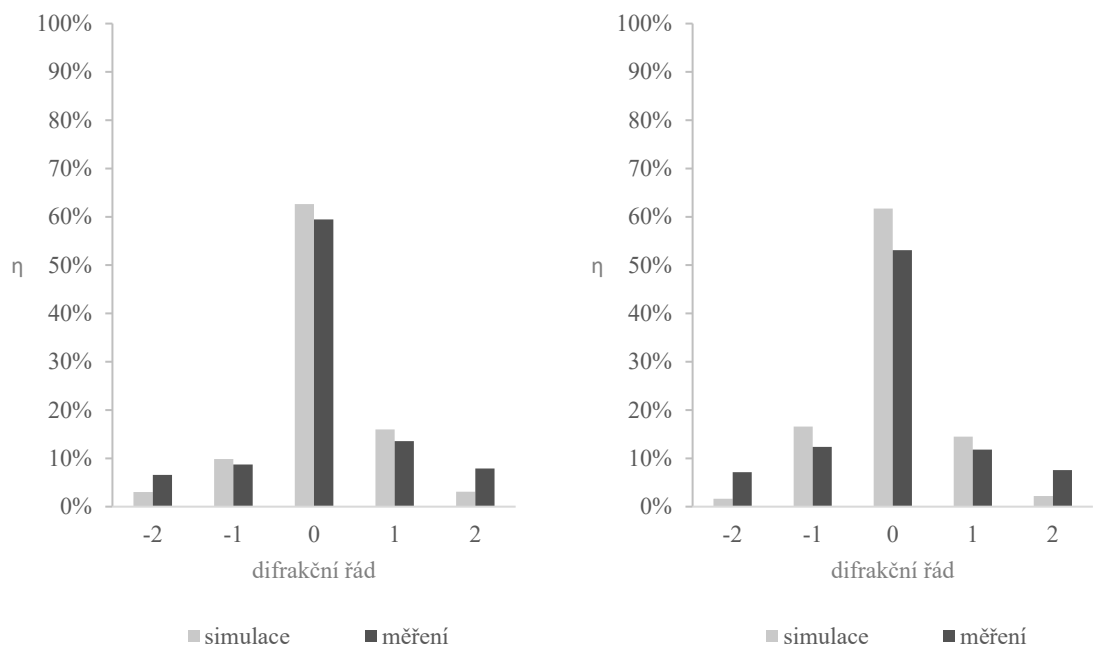
Hloubkový profil pro vzorek č. 10; křivky vyobrazují střídu 0,25

Příloha I. Hlubkové profily vzorku s periodou 750 nm pro jednotlivé koncentrace

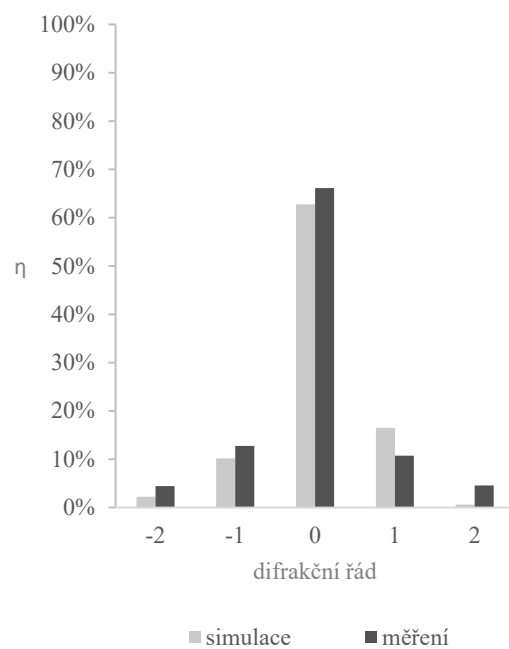
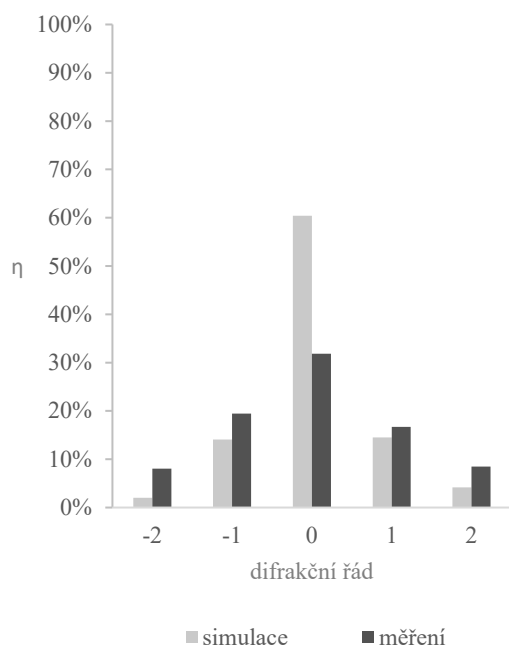


Hlubkový profil pro vzorek č. 11 se střídou 0,4

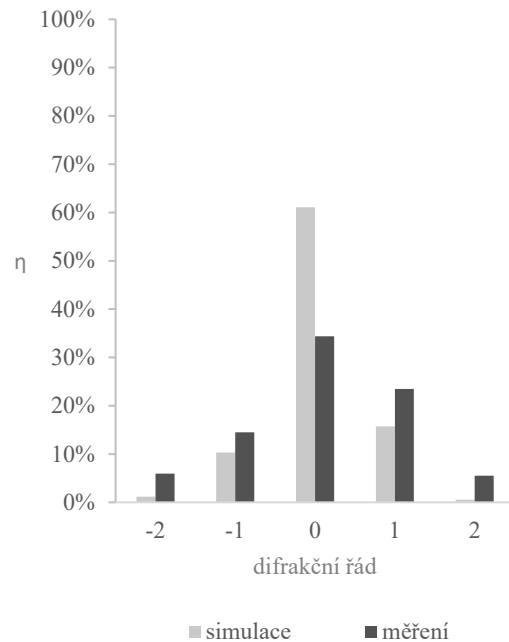
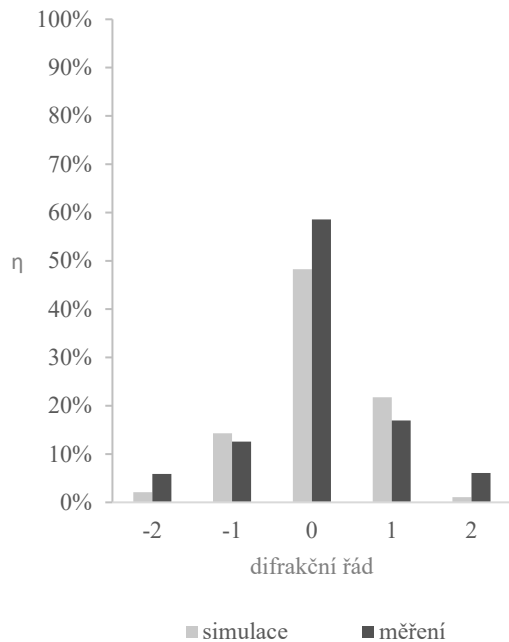
Příloha J. Difrakční účinnosti neovlivněných difrakčních mřížek



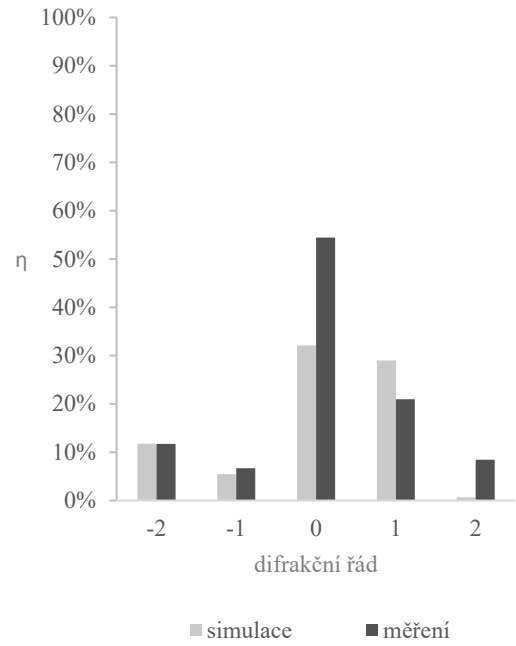
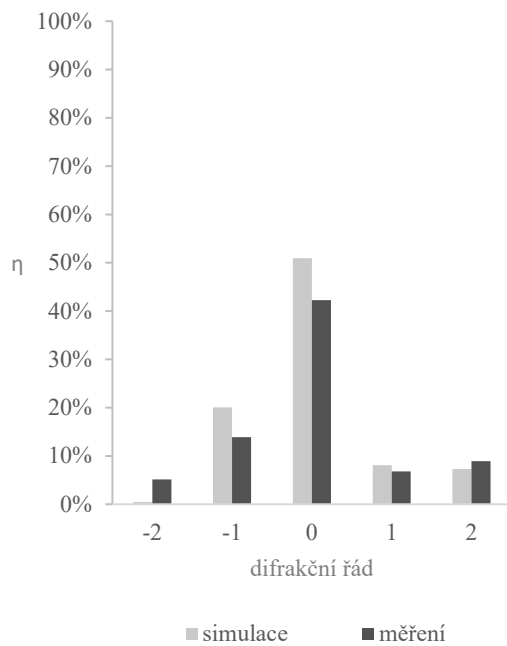
Difrakční účinnost vzorku č. 1; koncentrace vývojky 1:6 (vlevo) a vzorku č. 1 (vpravo); koncentrace vývojky 1:8



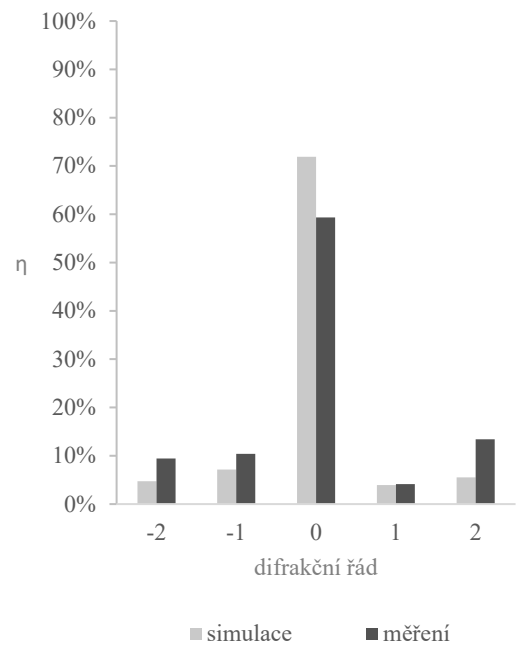
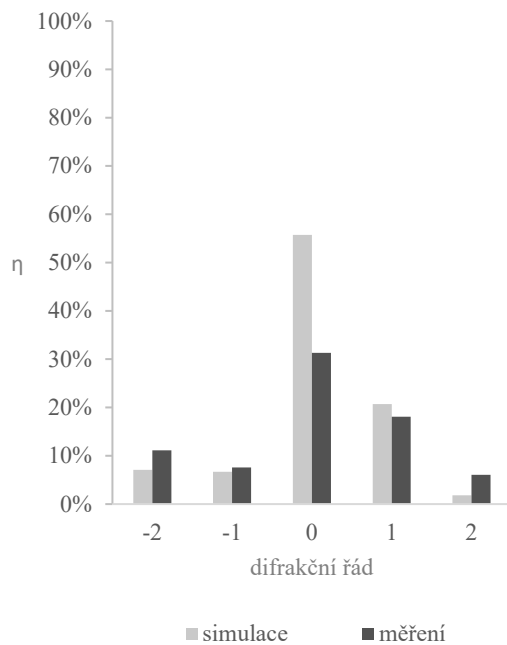
Difrakční účinnost vzorku č. 1; koncentrace vývojky 1:10 (vlevo) a vzorku č. 2 (vpravo); koncentrace vývojky 1:6



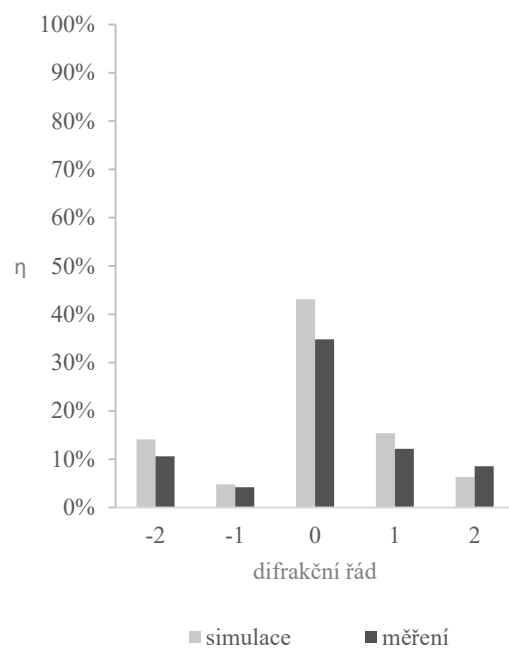
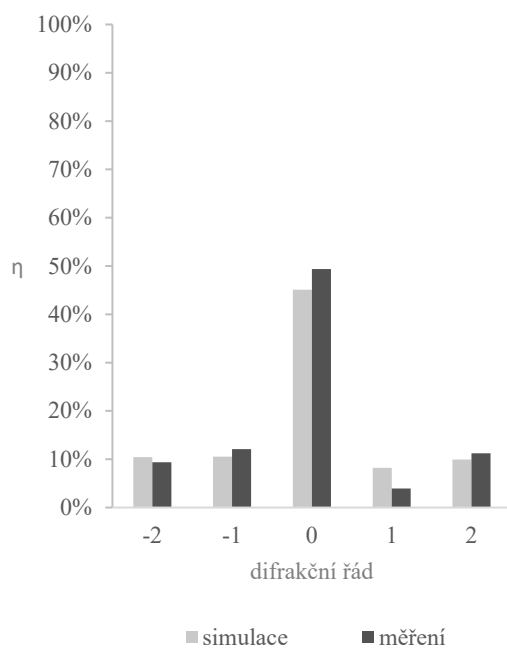
Difrakční účinnost vzorku č. 2; koncentrace vývojky 1:8 (vlevo) a vzorku č. 2 (vpravo); koncentrace vývojky 1:10.



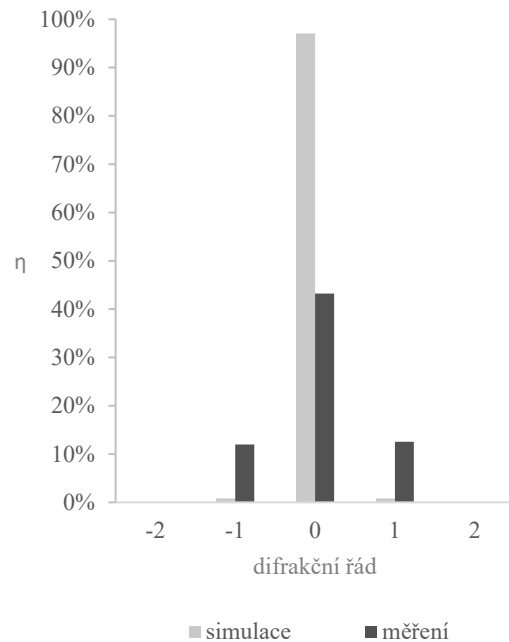
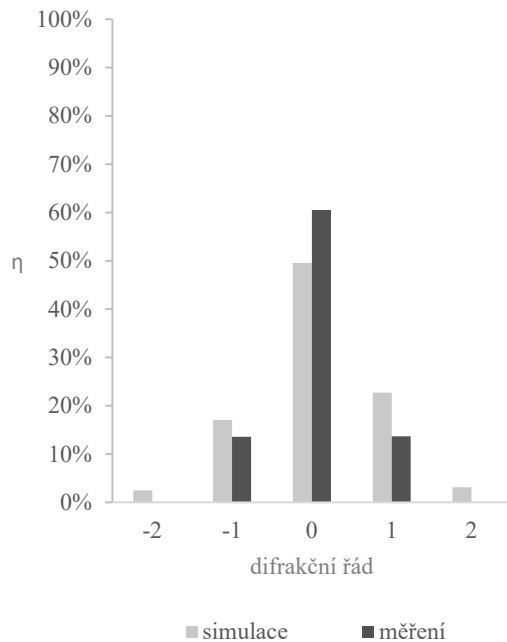
Difrakční účinnost vzorku č. 3; koncentrace vývojky 1:6 (vlevo) a vzorku č. 3 (vpravo); koncentrace vývojky 1:8



Difrakční účinnost vzorku č. 3; koncentrace vývojky 1:10 (vlevo) a vzorku č. 4 (vpravo); koncentrace vývojky 1:6.

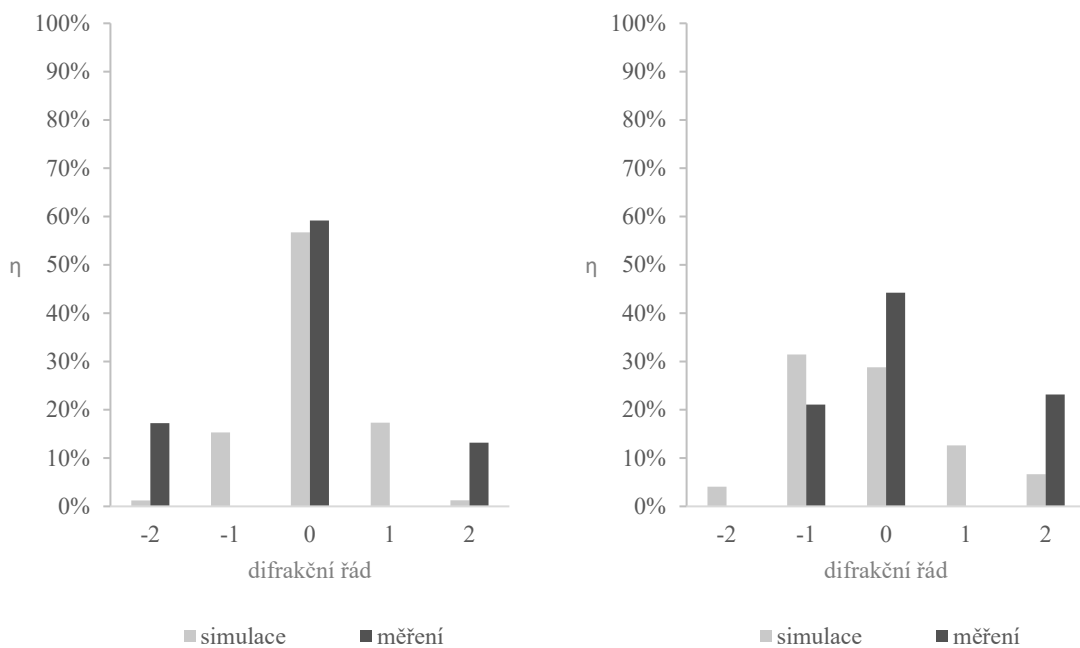


Difrakční účinnost vzorku č. 4; koncentrace vývojky 1:8 (vlevo) a vzorku č. 4 (vpravo); koncentrace vývojky 1:10

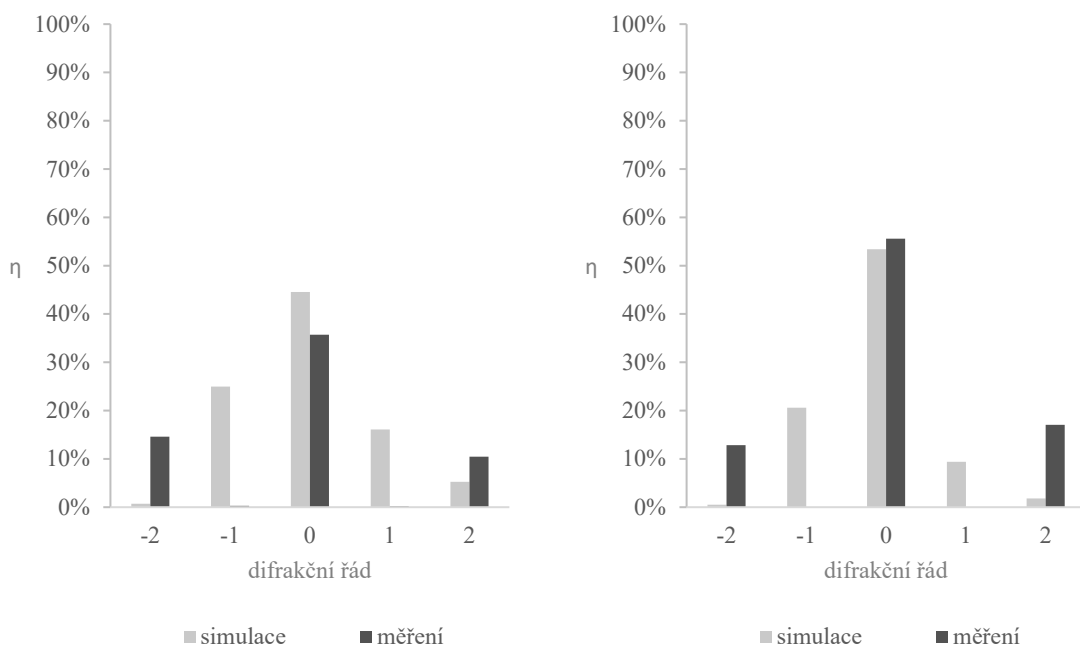


Difrakční účinnost vzorku č. 9; koncentrace vývojky 1:8 (vlevo) a vzorku č. 10 (vpravo); koncentrace vývojky 1:8

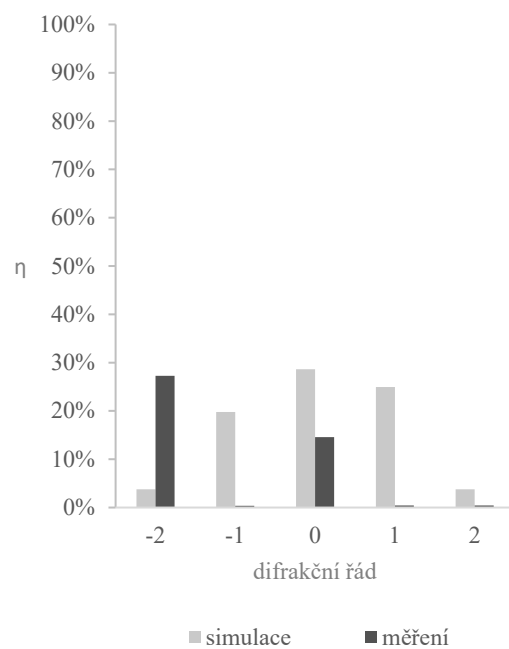
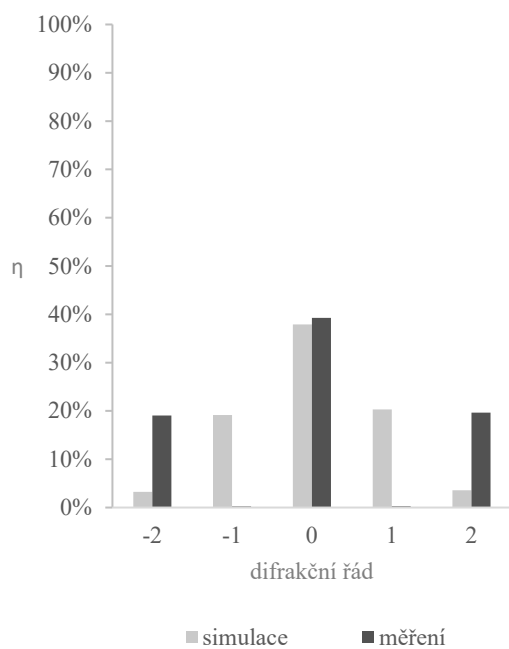
Příloha K. Difrakční účinnosti ovlivněných difrakčních mřížek



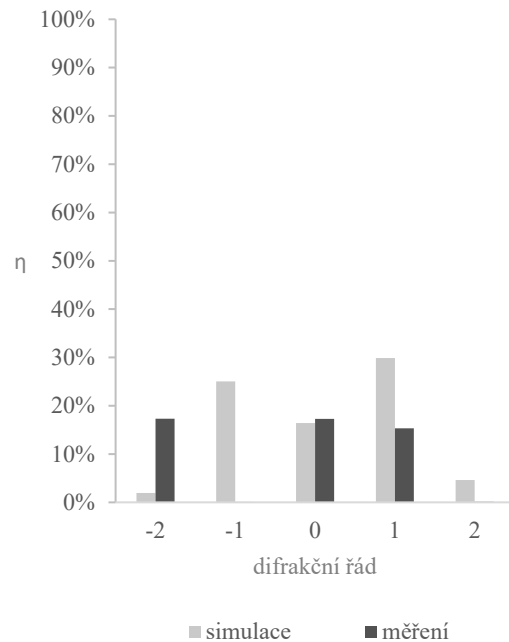
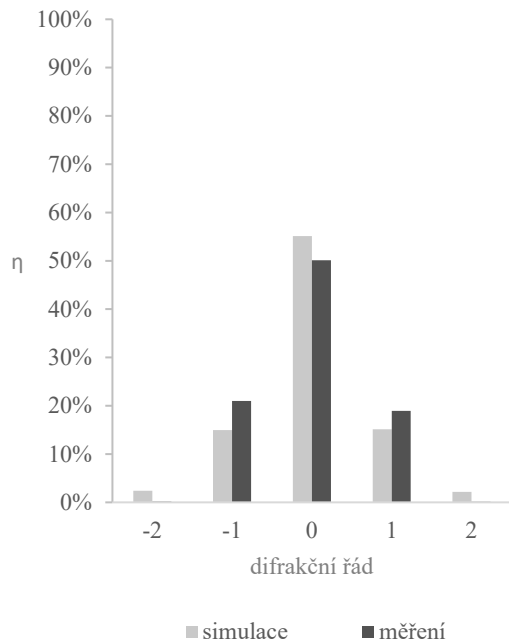
Difrakční účinnost vzorku č. 5; koncentrace vývojký 1:6 (vlevo) a vzorku č. 5 (vpravo); koncentrace vývojký 1:10



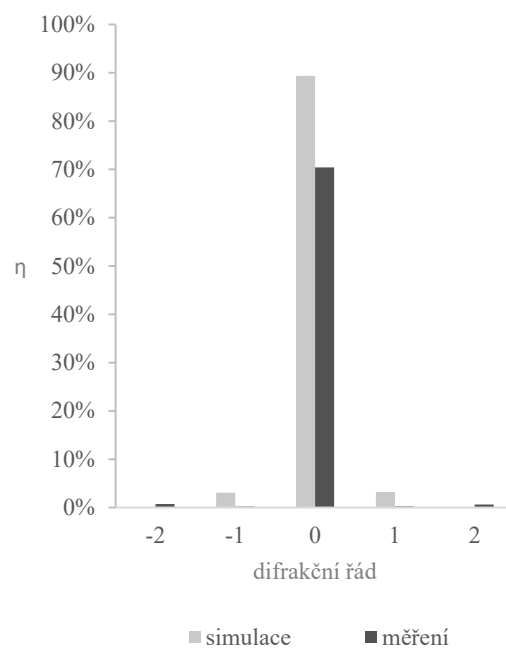
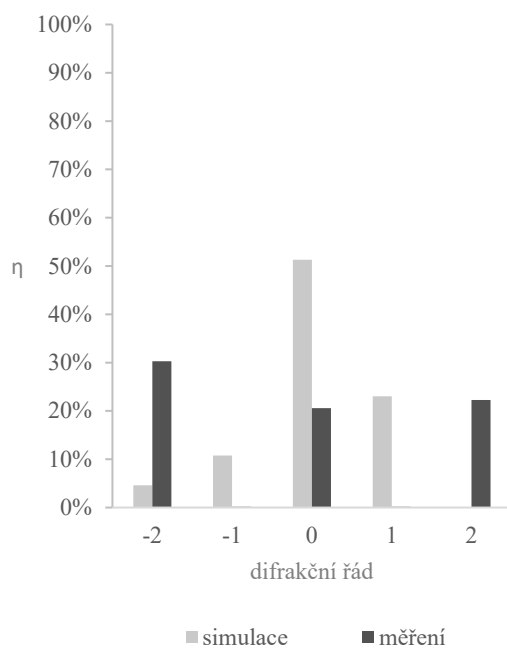
Difrakční účinnost vzorku č. 6; koncentrace vývojký 1:6 (vlevo) a vzorku č. 6 (vpravo); koncentrace vývojký 1:10



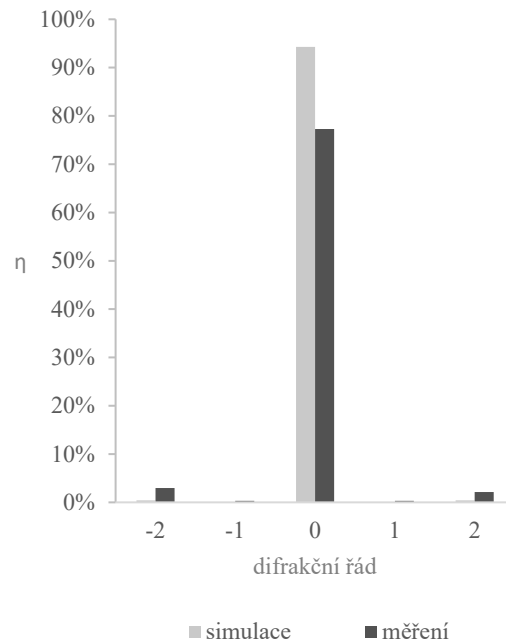
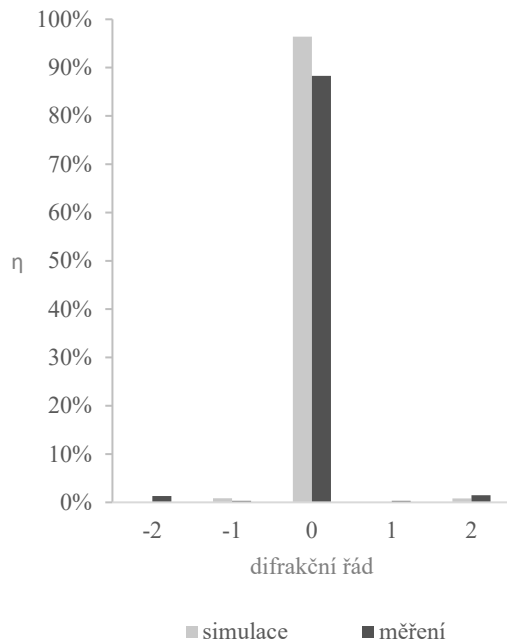
Difrakční účinnost vzorku č. 7; koncentrace vývojky 1:6 (vlevo) a vzorku č. 7 (vpravo); koncentrace vývojky 1:10



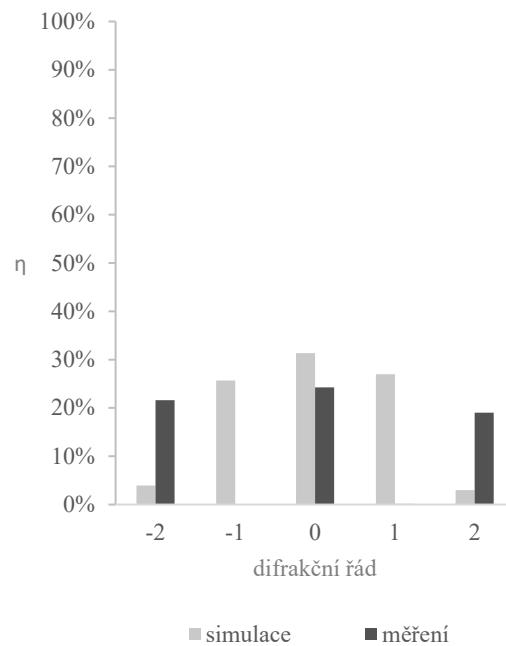
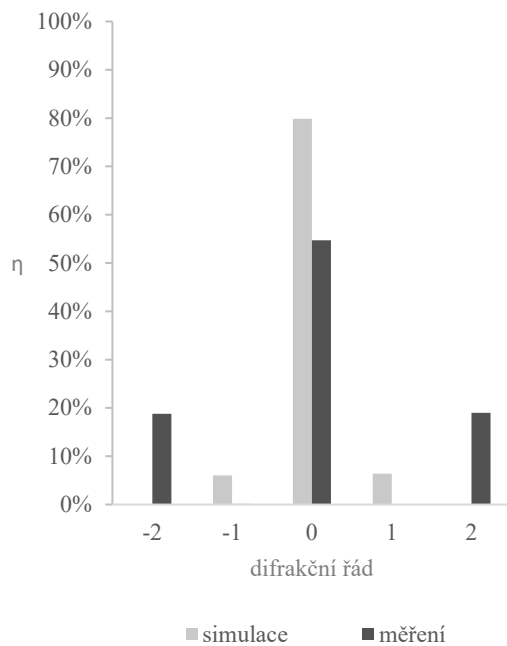
Difrakční účinnost vzorku č. 8; koncentrace vývojky 1:6 (vlevo) a vzorku č. 8 (vpravo); koncentrace vývojky 1:8



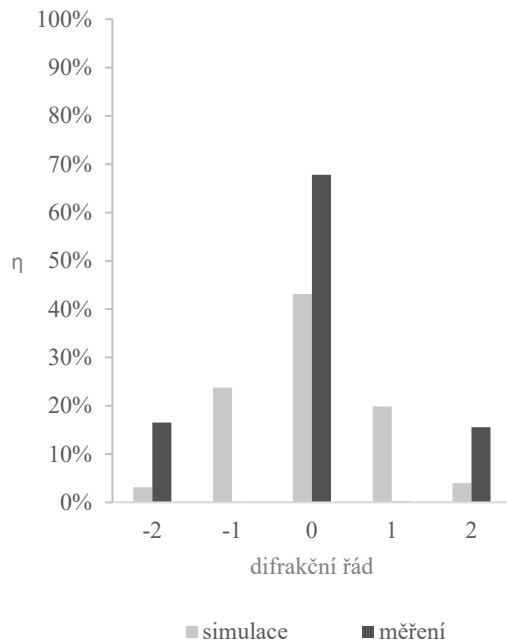
Difrakční účinnost vzorku č. 8; koncentrace vývojky 1:10 (vlevo) a vzorku č. 11 (vpravo); koncentrace vývojky 1:6



Difrakční účinnost vzorku č. 11; koncentrace vývojky 1:8 (vlevo) a vzorku č. 11 (vpravo); koncentrace vývojky 1:10



Difrakční účinnost vzorku č. 12; koncentrace vývojky 1:6 (vlevo) a vzorku č. 12 (vpravo); koncentrace vývojky 1:8



Difrakční účinnost vzorku č. 12; koncentrace vývojky 1:10