České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Czech Technical University in Prague
Faculty of Nuclear Science and Physical Engineering

Doc. Dr. RNDr. Jiří Luňáček

Určování tloušťky tenké vrstvy pomocí metod spektrální interferometrie a reflektometrie

Determination of the Thin Film Thickness Using Spectral Interferometry and Reflectometry Methods

SUMMARY

The paper presents the essential results achieved at the Laboratory of Interferometry at the Department of Physics, VŠB – Technical University of Ostrava during last six years. These results were obtained using the experimental set-up based on slightly dispersive white-light Michelson interferometer. The work was aimed mainly on development of new experimental methods for the study of thin-films systems using optical techniques. The main accent was paid to uniform thin films of SiO_2 on the silicon wafers, where the thin-film thickness was a basic tested parameter.

The greatest advantage of our set-up, when compared with commercially available instrumentation, lies in simple and fast rearrangement allowing to perform not only standard interferometric measurements, but also to measure the spectral reflectance. When the polarization components are inserted in the set-up, the ellipsometric parameters can be measured too.

In the paper new experimental methods and models used to the thin-film thickness determination are presented and discussed. First, the method based on using of the measured spectral interferogram is showed. The next part of the text is devoted to the simpler method of phase retrieval from spectral interference signal. This method is further improved by minimizing of the systematic phase errors due to the optical components present in the interferometer. In subsequent part, the new method of the spectral reflectivity measurement using the Michelson interferometer is described. The new method of calculating the thin-film thickness from the reflectance spectrum by using one extreme only is showed too. The similar method is applied to the study of the spectral reflectance ratio maxima of the polarized waves. The practical usefulness of all these techniques is the simplicity and rate.

The mentioned methods are subsequently included into the student laboratory measurements in the framework of the field of study, guaranteed by the Department of Physics, VŠB – Technical University of Ostrava.

The research goal of our laboratory is to improve measurement methods used for the accurate and reproducible characterization of the complex thin-film systems.

SOUHRN

Tato přednáška reprezentuje základní výsledky práce Laboratoře interferometrie Institutu fyziky VŠB-TU Ostrava v průběhu posledních šesti let, získané s použitím Michelsonova interferometru, který pracuje v bílém světle. Je zaměřena především na popis a použití nových experimentálních a vyhodnocovacích metod při studiu tenkých vrstev. Jako experimentálních vzorků se využívá struktura tvořená tenkou vrstvou SiO_2 na křemíkovém substrátu. Základním testovacím parametrem je tloušťka vrstvy SiO_2.

Velkou výhodou naší laboratorní sestavy, v porovnání s komerčními přístroji, je její snadná a rychlá přestavitelnost, která dovoluje provádět na systému s tenkou vrstvou nejen standardní spektrální interferometrická měření, ale i měření spektrální odrazivosti a v polarimetrické konfiguraci, doplněna dvojlomným krystalem, polarizátorem a analyzátorem, i měření elipsometrických parametrů.

V přednášce jsou postupně ukázány a diskutovány nové experimentální metody a modely, používané k určování tloušťky tenké vrstvy z naměřených spektrálních dat. Jako první je prezentována metoda využívající změřeného spektrálního interferogramu. V další části je popsán jednodušší postup, který je založen na rekonstrukci interferometrické fáze spektrálního signálu. Metoda využívající fáze je dále zdokonalena eliminací fázových chyb, způsobených optickými prvky Michelsonova interferometru. Dále je prezentována nová metoda měření spektrální odrazivosti v Michelsonově interferometru a nová metoda vyhodnocení, která dovoluje určení tloušťky z okolí jednoho extrému spektra odrazivosti. Analogická metoda je aplikována i při vyhodnocení maxima poměru spektrálních odrazivostí polarizovaných vln. Praktickou výhodou všech používaných technik je jejich relativní jednoduchost a rychlost.

Tyto nové experimentální a vyhodnocovací techniky jsou postupně zařazovány do studijních plánů studijních oborů, garantovaných Institutem fyziky VŠB – TU Ostrava v rámci laboratorních měření.

Vědecko-výzkumným cílem laboratoře je propracovat metodiku měření na takové úrovni přesnosti a reprodukovatelnosti, aby mohla sloužit jako základ pro přesnou charakterizaci složitějších systémů tenkých vrstev.

Klíčová slova: Michelsonův interferometr, bílé světlo, tenká vrstva, spektrální interferometrie, spektrální reflektometrie, rekonstrukce fáze, okenní Fourierova transformace

Keywords: Michelson interferometer, White-light, Thin film, Spectral interferometry, Spectral reflectometry, Phase retrieval, Windowed Fourier transform

České vysoké učení technické v Praze
Název: Určování tloušťky tenké vrstvy pomocí metod spektrální interferometrie a reflektometrie
Autor: Doc. Dr. RNDr. Jiří Luňáček
Počet stran: 33
Náklad:
©, ISBN

Obsah

Úvod 7

1. Teoretický základ 8
   1.1. Spektrální intenzita na výstupu MI 8
   1.2. Komplexní koeficient odrazivosti 9
   1.3. Disperzní relace 10

2. Experimentální sestava 10

3. Experimentální vzorky 10

4. Určení tloušťky tenké vrstvy z naměřeného spektrálního interferogramu 11
   4.1. Experimentální metoda 11
   4.2. Výsledky 11

5. Určení tloušťky tenké vrstvy z rekonstrukce fáze naměřeného spektrálního interferogramu 12
   5.1. Metoda WFT 13
   5.2. Rekonstrukce fáze spektrálního interferenčního signálu – model 13
   5.3. Experimentální výsledky 15

6. Měření tloušťky tenké vrstvy pomocí spektrální interferometrie a reflektometrie 16
   6.1. Teoretická část 16
   6.2. Metoda spektrální interferometrie 17
   6.3. Metoda spektrální reflektometrie 17
   6.4. Experimentální výsledky 17

7. Měření malých změn tloušťky tenké vrstvy na různě dopovaných substrátech 19

8. Měření relativní fázové změny při odrazu na tenké vrstvě 20
   8.1. Teoretická část 20
   8.2. Experimentální výsledky 21

9. Měření tloušťky tenké vrstvy z okolí jednoho extrému spektra odrazivosti 22
   9.1. Teoretická část 22
   9.2. Modelový příklad 22
   9.3. Experimentální výsledky 24

10. Měření elipsometrických parametrů tenké vrstvy pomocí spektrální interferometrie 25
10.1. Teoretická část 25
10.2. Experimentální sestava 25
10.3. Měření elipsometrické fáze 26
10.4. Měření elipsometrického úhlu 27
10.5. Experimentální výsledky 27

11. Měření tloušťky tenké vrstvy z maxima poměru spektrální odrazivosti polarizovaných vln 27
11.1. Teoretická část 27
11.2. Modelový příklad 28
11.3. Experimentální výsledky 29

Závěr 30

Literatura 31

Odborný životopis 33

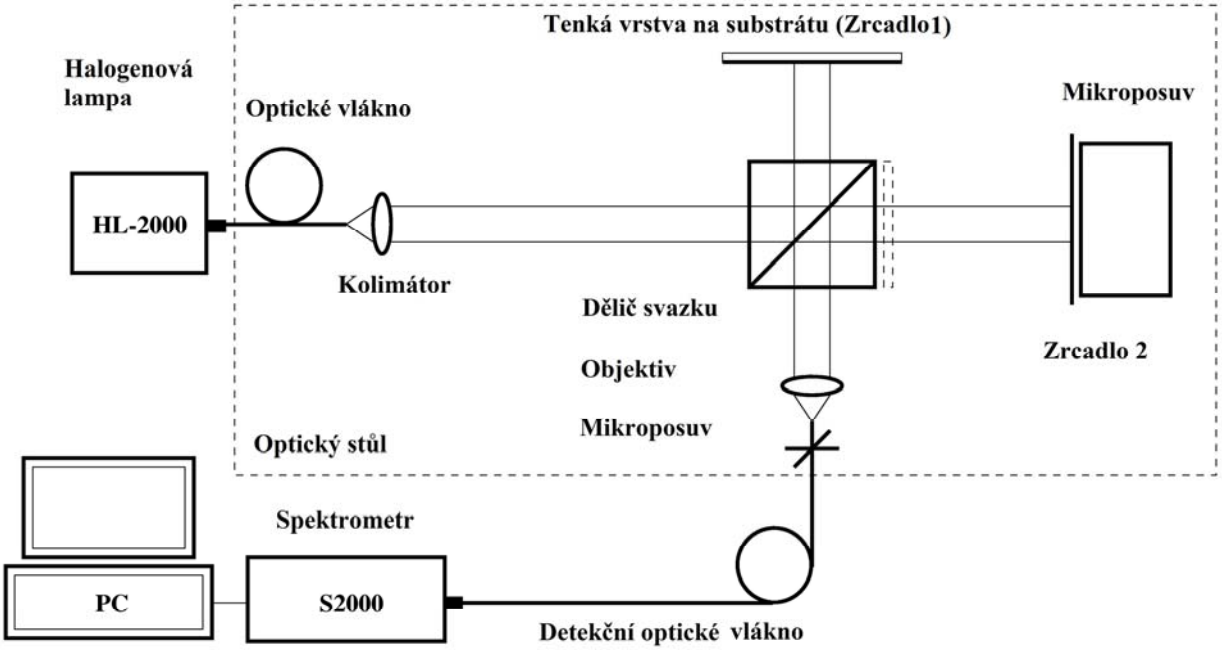
ÚVOD

Struktury s tenkými vrstvami jsou důležitými systémy v různých oblastech fyziky a technologií. Mají zásadní význam např. v mikroelektronice, optoelektronice a v posledních letech především v nanotechnologii, jejíž rozvoj zažívá obrovský celosvětový boom a která patří k nejprogresivnějším technologiím současnosti.
Mezi základní optické parametry tenkých vrstev patří tloušťka vrstvy, index lomu a extinkční koeficient. S potřebou znalosti těchto parametrů se můžeme setkat v mnoha případech nejen v základním a aplikovaném výzkumu, ale i v průmyslu.
V praxi je velmi často třeba zjistit optické parametry tenké vrstvy, zejména tloušťku, nepřímými metodami. K tomu je potřeba mít k dispozici jednak vhodné teoretické modely, ale i experimentální techniky, pomocí kterých můžeme systémy s tenkými vrstvami studovat. V současné odborné literatuře lze nalézt mnoho různých modelů a aproximací, které popisují vlastnosti tenkých vrstev. Protože je způsob vyhodnocení experimentálních dat do značné míry závislý právě na vhodně zvoleném modelu zkoumaného systému, vznikají stále nové studie, které se snaží nalézt lepší, přesnější nebo jednodušší relace mezi modelovými představami a měřeními tenkých vrstev.
Nejpoužívanějšími experimentálními metodami pro měření systémů s tenkými vrstvami jsou v současnosti metody spektrální: spektrální elipsometrie [1, 2], spektrální reflektometrie [3, 4] a spektrální interferometrie [5, 6], které pracují v široké oblasti vlnových délek světla. Používá se např. bílé světlo, resp. ještě širší oblasti, které pokrývají navíc menší či větší část UV a IR oblasti. Zejména moderní komerční přístroje pracují v širokospektrálních oblastech, měření je prakticky zcela automatizováno a naměřená data jsou ihned zpracována integrovaným softwarem.
Tato studie je stručným souhrnem výsledků práce Laboratoře interferometrie Institutu fyziky VŠB-TU Ostrava za posledních šest let. Je zaměřena na nové experimentální a vyhodnocovací metody ve spektrální interferometrii tenkých vrstev s použitím laboratorní sestavy se slabě disperzním Michelsonovým interferometrem (MI), který pracuje v bílém světle. Vychází z článků, které byly publikovány, resp. jsou v recenzním řízení, v prestižních mezinárodních impaktovaných časopisech v období od roku 2006 do prvního čtvrtletí roku 2010. Výběr prací ukazuje postupný vývoj našich měřicích technik, teoretických výpočtů a nalézání nových, přesnějších nebo jednodušších vztahů, které slouží k vyhodnocení a interpretaci experimentálních dat, získaných ze spektrálních měření struktury tvořené tenkou vrstvou SiO_2 na křemíkovém substrátu. Základním testovacím parametrem je tloušťka vrstvy SiO_2.

1. TEORETICKÝ ZÁKLAD

1.1. Spektrální intenzita na výstupu MI

Uvažujeme vzájemnou interferenci dvou svazků v MI, jak je znázorněno na obr. 1. Spektrální intenzita na výstupu je zaznamenána přes detekční vlákno ve spektrometru. Předpokládáme, že geometrické dráhy v disperzním prostředí děliče nejsou identické pro obě ramena MI, a proto nahradíme reálný dělič děličem ideálním a tenkou destičkou se stejnou disperzí a s efektivní tloušťkou t_{ef} (na obr. 1 je nakreslena čárkovaně).



Obr. 1. Experimentální sestava s Michelsonovým interferometrem k měření tloušťky tenké vrstvy na substrátu.

Spektrální intenzita zaznamenaná na výstupu MI se dvěma identickými zrcadly se vyjádří jako [7]

$$I_M(\lambda) = I_M^{(0)}(\lambda)\{1 + V_I \exp\{-(\pi^2/2)[\Delta_M^g(\lambda)\Delta\lambda_R/\lambda^2]^2\}\cos[(2\pi/\lambda)\Delta_M(\lambda)]\}, \quad (1)$$

kde $I_M^{(0)}(\lambda)$ je referenční spektrální intenzita, V_I je viditelnost, $\Delta\lambda_R$ je šířka odezvové funkce spektrometru a $\Delta_M(\lambda)$ je spektrálně závislý optický dráhový rozdíl (OPD) mezi oběma interferujícími svazky v MI, který je dán

$$\Delta_M(\lambda) = 2L + 2n(\lambda)t_{ef}, \quad (2)$$

kde $2L$ je dráhový rozdíl interferujících svazků ve vzduchu, jehož disperzi zanedbáváme, $n(\lambda)$ je spektrálně závislý index lomu materiálu děliče, což je sklo BK7. Odpovídající skupinový OPD je dán

$$\Delta_M^g(\lambda) \cong 2L + 2N(\lambda)t_{ef}, \quad (3)$$

kde $N(\lambda)$ je skupinový index lomu, který je svázán s indexem lomu $n(\lambda)$

$$N(\lambda) = n(\lambda) - \lambda \frac{dn(\lambda)}{d\lambda}. \quad (4)$$

Nyní nahradíme zrcadlo 1 vzorkem s tenkou vrstvou, který je charakterizován komplexním koeficientem odrazivosti

$$r(\lambda) = \sqrt{R(\lambda)} \exp[i\delta_r(\lambda)], \quad (5)$$

kde $R(\lambda)$ a $\delta_r(\lambda)$ jsou spektrálně závislá odrazivost, resp. fáze komplexního koeficientu odrazivosti.

Náhradou zrcadla 1 vzorkem s tenkou vrstvou se spektrální intenzita zaznamenaná na výstupu MI změní takto [7]

$$I(\lambda) = I^{(0)}(\lambda)\{1 + V(\lambda)\exp\{-(\pi^2/2)[\Delta^g(\lambda)\Delta\lambda_R/\lambda^2]^2\}\cos[(2\pi/\lambda)\Delta(\lambda)]\}, \quad (6)$$

kde $I^{(0)}(\lambda)$ je referenční spektrální intenzita, $V(\lambda)$ je spektrální viditelnost, $\Delta(\lambda)$ je OPD a $\Delta^g(\lambda)$ je skupinový OPD mezi interferujícími svazky. Předpokládáme, že $\Delta^g(\lambda)$ je přibližně roven $\Delta^g_M(\lambda)$. Pro viditelnost $V(\lambda)$ nyní platí

$$V(\lambda) = V_I 2\sqrt{R(\lambda)}/[1 + R(\lambda)], \quad (7)$$

kde V_I je spektrálně nezávislá viditelnost. OPD $\Delta(\lambda)$ mezi dvěma svazky Michelsonova interferometru bude při započtení vlivu vrstvy dána vztahem

$$\Delta(\lambda) = 2L + 2n(\lambda)t_{ef} - \lambda\delta_r(\lambda)/(2\pi). \quad (8)$$

1.2. Komplexní koeficient odrazivosti

Předpokládáme-li kolmý dopad světla ze vzduchu na povrch tenké neabsorbující vrstvy, která je umístěna na absorbujícím substrátu, dochází uvnitř vrstvy k mnohonásobnému odrazu a komplexní koeficient odrazivosti můžeme vyjádřit podle [8] jako

$$r(\lambda) = \frac{r_{01}(\lambda) + r_{12}(\lambda)e^{i2\beta(\lambda)}}{1 + r_{01}(\lambda)\ r_{12}(\lambda)e^{i2\beta(\lambda)}}, \quad (9)$$

kde $r_{01}(\lambda)$ a $r_{12}(\lambda)$ jsou Fresnelovy koeficienty na obou rozhraních vzduch – tenká vrstva a tenká vrstva – substrát, pro které platí

$$r_{01}(\lambda) = \frac{1 - n_1(\lambda)}{1 + n_1(\lambda)}, \quad (10)$$

$$r_{12}(\lambda) = \frac{n_1(\lambda) - n_2(\lambda) + i\kappa_2(\lambda)}{n_1(\lambda) + n_2(\lambda) - i\kappa_2(\lambda)}, \quad (11)$$

kde $n_1(\lambda)$ a $n_2(\lambda)$ jsou indexy lomu tenké vrstvy a substrátu a $\kappa_2(\lambda)$ je extinkční koeficient substrátu. Fázová změna při každém dvojím průchodu vrstvou je

$$2\beta(\lambda) = \frac{4\pi}{\lambda} n_1(\lambda) d, \quad (12)$$

kde $n_1(\lambda)$ je index lomu vrstvy a d je tloušťka vrstvy.

Spektrálně závislá fázová změna $\delta_r(\lambda)$, která odráží vliv tenké vrstvy, se dá vyjádřit jako součet dvou příspěvků

$$\delta_r(\lambda) = 2\beta(\lambda) + \delta_{\mathrm{NF}}(\lambda), \tag{13}$$

kde $\delta_{\mathrm{NF}}(\lambda)$ je nelineární fáze (NF), která souvisí s mnohonásobnou reflexí uvnitř tenké vrstvy. Je-li vrstva tlustá, pak je tento příspěvek zanedbatelný.

1.3. Disperzní relace

Index lomu $n(\lambda)$ materiálu děliče, který je tvořen čistým optickým sklem BK7, je možno aproximovat semiempirickou Sellmeierovou formulí [7]

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{i=1}^{3} \frac{A_i \lambda^2}{(\lambda^2 - B_i)}, \tag{14}$$

kde A_i a B_i jsou materiálové parametry a pro BK7 jsou převzaty z [9]. Pro skupinový index lomu $N(\lambda)$ platí podobná relace

$$N(\lambda) = n(\lambda) + \frac{\lambda^2}{n(\lambda)} \sum_{i=1}^{3} \frac{A_i B_i}{(\lambda^2 - B_i)^2}. \tag{15}$$

Index lomu $n_1(\lambda)$ tenké vrstvy SiO_2 se může vyjádřit buď rovnicí (14) s příslušnými materiálovými parametry, nebo je možno použít podle [10] jednodušší variantu rovnice (14)

$$n_1^2(\lambda) = 1 + \frac{A\lambda^2}{\lambda^2 - B^2}, \tag{16}$$

kde parametry mají hodnoty: A = 1,1336 a B = 0,009261 pro vlnové délky v mikrometrech.

2. EXPERIMENTÁLNÍ SESTAVA

Experimentální sestava se slabě disperzním MI (obr. 1) obsahuje tyto základní prvky: zdroj bílého světla, který je tvořen halogenovou lampou HL-2000, optické vlákno, kolimační čočku, dělič svazku, který představuje kostka ze skla BK7, kovové zrcadlo 1, které může být nahrazeno měřeným vzorkem, např. strukturou s tenkou vrstvou, kovové zrcadlo 2, které je spojeno s mikroposuvem, objektiv mikroskopu, detekční optické vlákno, vláknově-optický spektrometr S2000, A/D převodník a PC. Spektrometr S2000 pracuje v oblasti vlnových délek od 350 do 1000 nm a obsahuje difrakční mřížku s 600 vrypy/mm a CCD detektor. Vzdálenost sousedních pixelů je 0,32 nm, což dovoluje rozdělit interval vlnových délek na 2048 měřených hodnot. Čtecí optické vlákno je vlákno s Gaussovou odezvovou funkcí šířky $\Delta\lambda_{\mathrm{R}}$ = 3nm a průměrem jádra 50 μm.

3. EXPERIMENTÁLNÍ VZORKY

Studovaná struktura je reprezentována SiO_2 tenkou vrstvou na Si substrátu. Monokrystalické křemíkové podložky byly připraveny ve firmě ON Semiconductor v Rožnově pod Radhoštěm a měly následující parametry: průměr (100 ± 0,5)

mm, tloušťka (381 ± 25) μm. Některé vzorky měly orientaci podložky (111) a byly dopované bórem, jiné měly orientaci podložky (100) a byly dopované fosforem a některé byly nedopované. Tenké vrstvy SiO_2 byly připraveny metodou suché oxidace podle tzv. Dealova-Groveova modelu [11]. Před oxidací byly desky nařezány na čtverce o velikosti přibližně 30 mm × 30 mm, očištěny standardními metodami a pak žíhány v peci při teplotě 1200°C. Žíhací čas byl stanoven podle zaměření experimentu tak, aby tloušťky vrstev byly v rozsahu asi od 280 nm do 450 nm. Homogenita připravených vrstev byla ověřena pomocí rentgenové analýzy na Katedře inženýrství pevných látek FJFI.

4. URČENÍ TLOUŠŤKY TENKÉ VRSTVY Z NAMĚŘENÉHO SPEKTRÁLNÍHO INTERFEROGRAMU

Tato metoda, prezentována v článku [7], vychází z porovnání naměřených spektrálních intenzit na výstupu MI pro dvě identická zrcadla a pro zrcadlo a měřený vzorek s tenkou vrstvou s teoretickými rovnicemi (1) a (6).

4.1. Experimentální metoda

Měření je realizováno ve dvou krocích. V prvním kroku se použije standardní konfigurace MI se dvěma identickými zrcadly. Toto měření slouží k určení efektivní tloušťky děliče svazku. Ve druhém kroku je zrcadlo 1 nahrazeno vzorkem s tenkou vrstvou, v našem případě SiO_2 na Si nedopovaném substrátu. Referenční spektrální intenzity $I_M^{(0)}(\lambda)$ a $I^{(0)}(\lambda)$ jsou změřeny při nastavení zrcadel mimo oblast koherenční délky.

4.2. Výsledky

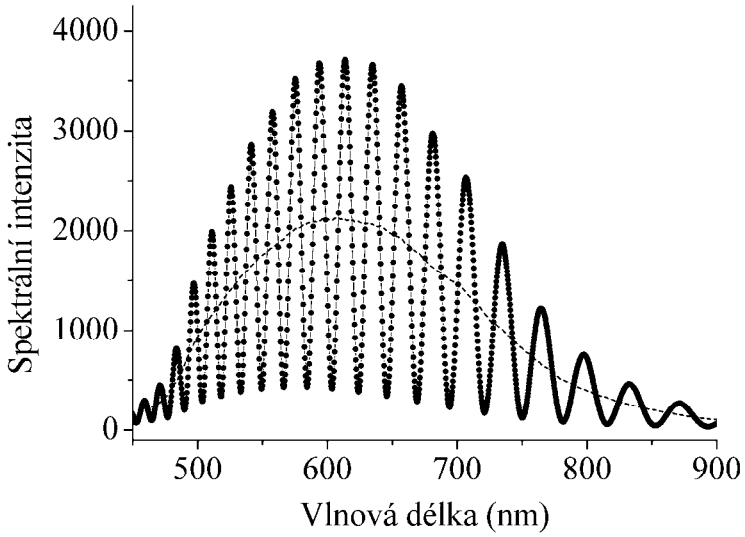
Naměřené spektrum $I_M^e(\lambda)$ je porovnáno se spektrem teoretickým $I_M(\lambda)$, které se získá z rovnice (1) s použitím rovnic (2) až (4). Indexy lomu $n(\lambda)$ a $N(\lambda)$ jsou vypočteny z rovnic (14) a (15). Fitování se provádí pomocí Levenbergovy-Marquardtovy (L – M) metody nejmenších čtverců v programovém prostředí Matlab [12]. Tento algoritmus hledá hodnotu fitovaných parametrů, v tomto případě V_I, L a t_{ef}, minimalizací funkce χ^2, která je definována vztahem

$$\chi^2(V_I, L, t_{ef}) = \sum_{i=1}^{N} \left[I_M^e(\lambda_i) - I_M(\lambda_i; V_I, L, t_{ef}) \right]^2 , \qquad (17)$$

kde λ_i jsou vlnové délky, na kterých se spektrum měří (450 – 900 nm).

Při vyhodnocování naměřeného spektra $I^e(\lambda)$ vzorku s vrstvou je postup analogický s tím, že použijeme nyní rovnice (5) až (8). Komplexní koeficient odrazivosti se získá pomocí rovnic (9) až (12). Index lomu vrstvy SiO_2 byl vypočten z rovnice (16) a hodnoty optických parametrů $n_2(\lambda)$ a $\kappa_2(\lambda)$ substrátu Si byly převzaty z literatury [13]. Naměřené spektrum je porovnáno opět se spektrem

teoretickým pomocí L – M algoritmu. Funkce χ^2 obsahuje tentokrát místo t_{ef} jako fitovaný parametr tloušťku vrstvy d.
Příklad naměřené intenzity $I^e(\lambda)$, vypočtené intenzity $I(\lambda)$ a referenční intenzity $I^{(0)}(\lambda)$ v závislosti na vlnové délce je na obr. 2 a demonstruje velmi dobrou shodu mezi teorií a experimentem.



Obr. 2. Změřená (body), vypočtená (plná čára) a referenční (čárkovaná čára) spektrální intenzita jako funkce vlnové délky pro tenkou vrstvu SiO_2 na Si substrátu.

Pro každý vzorek bylo zaznamenáno vždy 10 spekter pro různá nastavení zrcadla (různé hodnoty OPD) a tloušťka byla vypočtena jako aritmetický průměr. Hodnoty tloušťky včetně oxidačních časů jsou shrnuty v tabulce 1.

Vzorek č.	t (min)	d (nm)
1	122	283,0 ± 3,0
2	212	335,0 ± 1,3
3	326	393,5 ± 2,9
4	392	449,7 ± 1,9

Tabulka 1. Oxidační časy t a tloušťky d tenké vrstvy SiO_2, získané fitováním interferogramů.

5. URČENÍ TLOUŠŤKY TENKÉ VRSTVY Z REKONSTRUKCE FÁZE NAMĚŘENÉHO SPEKTRÁLNÍHO INTERFEROGRAMU

Metoda stanovení tloušťky tenké vrstvy prezentovaná v předchozí kapitole vyžaduje znát všechny veličiny ve výrazu pro spektrální intenzitu zaznamenanou na výstupu MI. V pracích [14 - 16] je popsána jednodušší metoda určení tloušť-

ky vrstvy, která využívá pouze rekonstruovanou fázi z naměřeného interferenčního signálu. Rekonstrukce fáze se provádí metodou okenní Fourierovy transformace (WFT).

5.1. Metoda WFT

V jednorozměrném prostoru (1D) mohou být obecně interferenční proužky popsány funkcí [16]

$$f(x) = a(x) + b(x)\cos[\varphi(x)] + n_S(x), \tag{18}$$

kde $f(x)$ je zaznamenaná intenzita interferenčních proužků, $a(x)$ je intenzita pozadí (referenční intenzita), $b(x)$ je amplituda proužků (obálková funkce), $\varphi(x)$ je fázová funkce proužků a $n_S(x)$ je šum, o kterém předpokládáme, že je aditivní.
K rekonstrukci fázové funkce $\varphi(x)$ z naměřené intenzity $f(x)$ využijeme WFT a inverzní WFT (IWFT)

$$F(u,\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) g^*(x-u) e^{-j\xi x} dx, \tag{19}$$

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(u,\xi)\, g(x-u)\, e^{j\xi x} d\xi\, du, \tag{20}$$

kde $g^*(x-u)$ značí komplexně sdruženou funkci k funkci $g(x-u)$. Funkce g se nazývá okenní funkcí. V našem případě volíme okno ve tvaru Gaussovy funkce

$$g(x) = \exp(-x^2/2\sigma^2), \tag{21}$$

kde parametr σ určuje šířku Gaussova okna. Vhodnou volbou šířky okna σ a posunutí u lze transformaci optimalizovat. Výraz pro IWFT se dá napsat pomocí konvoluce jako [17]

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[(f * h)(x,\xi) \right] * h(x,\xi) d\xi, \tag{22}$$

kde $h(x, \xi) = g(u)\exp(j\xi u)$.

5.2. Rekonstrukce fáze spektrálního interferenčního signálu - model

Spektrální interferenční signál je definován jako

$$S(\lambda) = I(\lambda) / I^{(0)}(\lambda) - 1, \tag{23}$$

což se dá přepsat do tvaru, analogického rovnici (18)

$$S(\lambda) = c(\lambda)\cos[\varphi(\lambda)] + n_{S1}(\lambda). \tag{24}$$

Rekonstrukce fáze naměřeného spektrálního interferenčního signálu pomocí WFT je založena na modifikované rovnici (22) aplikované ve spektrální oblasti [16]

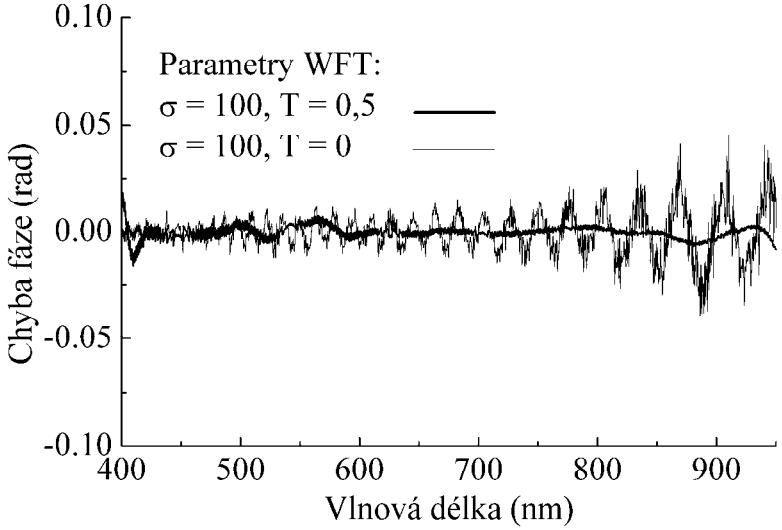
$$\overline{f}(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \int_a^b \left[\overline{(f * h)}(\lambda,\omega) \right] * h(\lambda,\omega) d\omega. \tag{25}$$

Rovnice (25) zahrnuje prahování, které je naznačeno pruhem, a nastavení konečných integračních mezí od a do b. Prahování znamená, že jestliže výraz

$|(f * h)(\lambda, \omega)| >$ T, kde T je práh, pak je tato část signálu považována za šum a je odstraněna. Integrační meze značí, že požadované spektrum je vybráno a počítáno pouze v omezené oblasti frekvencí. Výpočet byl proveden v prostředí Matlab pro Gaussovo okno s různými hodnotami σ a T. Fázovou funkci $\Phi(\lambda)$ získáme z rovnice (25) jako

$$\Phi(\lambda) = \arg\left(\overline{f}(\lambda)\right). \tag{26}$$

Na modelovém souboru dat, simulujícím naměřené spektrum, byla testována přesnost rekonstrukce fáze v závislosti na volbě vstupních parametrů WFT, šířce okna σ a prahu T. Výsledky numerické simulace ukazují, že při dostatečně širokém okně a nastavení prahu je přesnost rekonstrukce fáze $\Phi(\lambda)$ ze spektrálního signálu vysoká, jak je dokumentováno na obr. 3.



Obr. 3. Průběh chyby fáze rekonstruované metodou WFT v závislosti na vstupních parametrech, šířce okna σ a prahu T.

Fázová funkce $\Phi(\lambda)$ je známa s neurčitostí $m2\pi$, kde m je celé číslo. Abychom mohli rekonstruovanou fázi využít k dalším výpočtům, potřebujeme znát její absolutní hodnotu, a proto musíme určit číslo m.

Máme-li standardní sestavu MI se dvěma zrcadly, pak m zvolíme tak, aby závislost mezi OPD $\Delta(\lambda)$ a $n(\lambda)$ materiálu děliče svazku byla lineární, jak vyplývá z rovnice (2) [16]

$$\Delta(\lambda) = [\Phi(\lambda)/(2\pi) + m]\lambda = 2L + 2n(\lambda)t_{ef}. \tag{27}$$

Porovnáním rekonstruované a teoretické závislosti OPD $\Delta(\lambda)$ na $n(\lambda)$ pomocí L – M algoritmu můžeme nalézt hodnotu t_{ef}, a to mnohem jednodušeji, než např. Kalmanovou metodou, která byla použita v práci [14].

Máme-li sestavu MI s vrstvou, můžeme ke stanovení m použít analogický postup, protože vliv vrstvy se projeví pouze modulací závislosti $\Delta(\lambda)$ na $n(\lambda)$

$$\Delta(\lambda) = [\Phi(\lambda)/(2\pi) + m]\lambda = 2L + 2n(\lambda)t_{ef} - \lambda\delta_r(\lambda)/(2\pi). \tag{28}$$

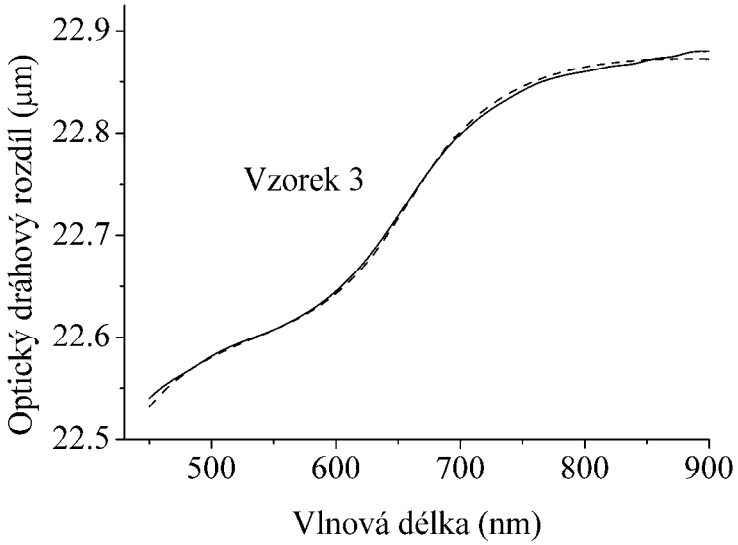
Znalost všech těchto veličin nám dovoluje určit hodnotu absolutní spektrální fáze $\varphi(\lambda)$ a absolutního OPD $\Delta(\lambda) = (\lambda/2\pi)\varphi(\lambda)$.
Známe-li průběh absolutního OPD $\Delta(\lambda)$, můžeme pro konkrétní nastavení polohy zrcadla $L = L_0$ vytvořit NF $\delta(\lambda)$, která se dá určit z rovnice (28) jako

$$\delta(\lambda) = (2\pi/\lambda)[2L_0 + 2n(\lambda)t_{ef} - \Delta(\lambda)]. \qquad (29)$$

Rekonstruovaný OPD $\Delta^{r}(\lambda)$, resp. rekonstruovanou NF $\delta^{r}(\lambda)$ lze opět porovnat s jejich teoretickými průběhy L – M algoritmem, a získat tak tloušťku tenké vrstvy.
Vynikající shodu mezi teorií a modelem dokládají výsledky numerické simulace např. pro teoretickou tloušťku d = 450 nm tenké vrstvy SiO_2 na Si substrátu. Fitováním rekonstruovaného OPD $\Delta^{r}(\lambda)$ byla získána hodnota d = 449,95 nm s korelačním koeficientem 0,99991 a fitováním rekonstruované NF $\delta^{r}(\lambda)$ hodnota d = 449,89 nm s korelačním koeficientem 0,99913.

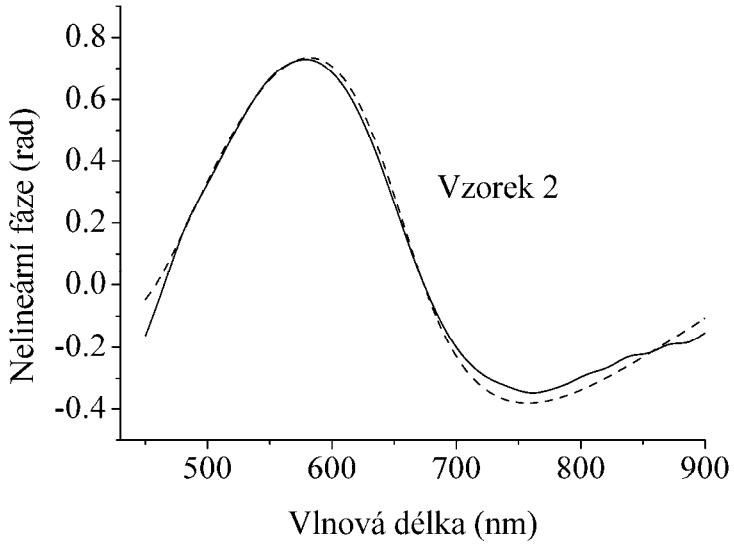
5.3. Experimentální výsledky

Výše uvedené metody rekonstrukce OPD $\Delta^{r}(\lambda)$ a rekonstrukce NF $\delta^{r}(\lambda)$ byly použity pro určení tloušťky stejných vzorků, jaké byly měřeny v předešlé práci [7].



Obr. 4. Rekonstruovaný OPD $\Delta^{r}(\lambda)$ (plná čára) s odpovídajícím fitem (čárkovaná čára) v závislosti na vlnové délce pro vzorek č. 3.

Porovnání rekonstruovaného OPD $\Delta^{r}(\lambda)$ a NF $\delta^{r}(\lambda)$ s teorií je dokumentováno na obr. 4 a obr. 5. Hodnoty tloušťky vrstvy s odpovídajícími korelačními koeficienty pro všechny čtyři vzorky jsou shrnuty v tabulce 2. V této tabulce jsou uvedené rovněž hodnoty tloušťky vrstvy, získané původní metodou [7] pro konkrétní nastavení zrcadla. Odhad přesnosti v určení tloušťky vrstvy z rekonstruovaného OPD $\Delta^{r}(\lambda)$ a NF $\delta^{r}(\lambda)$ je asi 2 nm.



Obr. 5. Rekonstruovaná NF $\delta^{r}(\lambda)$ (plná čára) s odpovídajícím fitem (čárkovaná čára) v závislosti na vlnové délce pro vzorek č. 2.

Vzorek č.	t (min)	d (nm)	C	d_{OPD} (nm)	C_{OPD}	d_{NF} (nm)	C_{NF}
1	122	285,1	0,99927	285,1	0,99779	285,9	0,96365
2	212	335,0	0,99967	336,1	0,99960	336,1	0,99686
3	326	392,5	0,99971	391,6	0,99934	390,6	0,99329
4	392	450,2	0,99964	451,2	0,99836	451,4	0,98468

Tabulka 2. Oxidační časy t a tloušťky d [7], vypočtené fitováním interferogramů, tloušťky d_{OPD} a d_{NF} tenké vrstvy SiO_2 s odpovídajícími korelačními koeficienty.

6. MĚŘENÍ TLOUŠŤKY TENKÉ VRSTVY POMOCÍ SPEKTRÁLNÍ INTERFEROMETRIE A REFLEKTOMETRIE

V práci [18] jsou prezentovány nové metody určení tloušťky tenké vrstvy pomocí spektrální interferometrie a reflektometrie. Je zde navržena přesnější metoda určení fáze z naměřeného spektrálního signálu, která eliminuje chyby způsobené optickými prvky v sestavě MI.

6.1. Teoretická část

Uvažujeme sestavu MI na obr. 1 s kovovými zrcadly 1 a 2, které jsou charakterizovány komplexními koeficienty odrazivosti

$$r_j(\lambda) = \sqrt{R_j\left(\lambda\right)}\exp[i\delta_j(\lambda)], \tag{30}$$

kde $R_j(\lambda)$ a $\delta_j(\lambda)$ jsou odrazivosti zrcadel, resp. fázové změny při odrazu na obou zrcadlech (j = 1, 2). Do OPD $\Delta(\lambda)$ mezi dvěma svazky Michelsonova interferometru nyní započteme fázové změny od všech optických prvků

$$\Delta(\lambda) = 2L + 2n(\lambda)t_{ef} - \lambda[\delta_1(\lambda) - \delta_{BS}(\lambda) - \delta_2(\lambda)]/(2\pi), \tag{31}$$

kde $\delta_{BS}(\lambda)$ je fázová změna způsobená děličem svazku. Jestliže jsou obě zrcadla identická, pak $\delta_1(\lambda) = \delta_2(\lambda)$, a je-li dále $\delta_{BS}(\lambda) = 0$, což je dobře splněno u komerčně vyráběných děličů, potom rovnice (31) přejde v rovnici (27) a umožňuje určit t_{ef}.

6.2. Metoda spektrální interferometrie

Měření provedeme ve dvou krocích, jednou se vzorkem s vrstvou a podruhé s referenčním vzorkem. Nahradíme-li zrcadlo 1 vzorkem s tenkou vrstvou s komplexním koeficientem odrazivosti $r(\lambda)$, pak pro určité nastavení $L = L_0$ můžeme vypočíst odpovídající OPD $\Delta(\lambda)$ z rovnice (31) a pro NF $\delta(\lambda)$ vzorku s vrstvou pak platí

$$\delta(\lambda) = (2\pi/\lambda)[2L_0 + 2n(\lambda)t_{ef} - \Delta(\lambda)] + \delta_2(\lambda) + \delta_{BS}(\lambda). \tag{32}$$

Abychom kompenzovali fázovou změnu $\delta_2(\lambda) + \delta_{BS}(\lambda)$, provedeme druhé měření s referenčním vzorkem, který nahradí zrcadlo 1 a u kterého známe $\delta_{ref}(\lambda)$. Pro změřené OPD $\Delta_{ref}(\lambda)$ a pro určitou polohu zrcadla L_0 určíme $\delta_2(\lambda) + \delta_{BS}(\lambda)$ s použitím rovnice (31) jako

$$\delta_2(\lambda) + \delta_{BS}(\lambda) = \delta_{ref}(\lambda) - (2\pi/\lambda)[2L_0 + 2n(\lambda)t_{ef} - \Delta_{ref}(\lambda)]. \tag{33}$$

6.3. Metoda spektrální reflektometrie

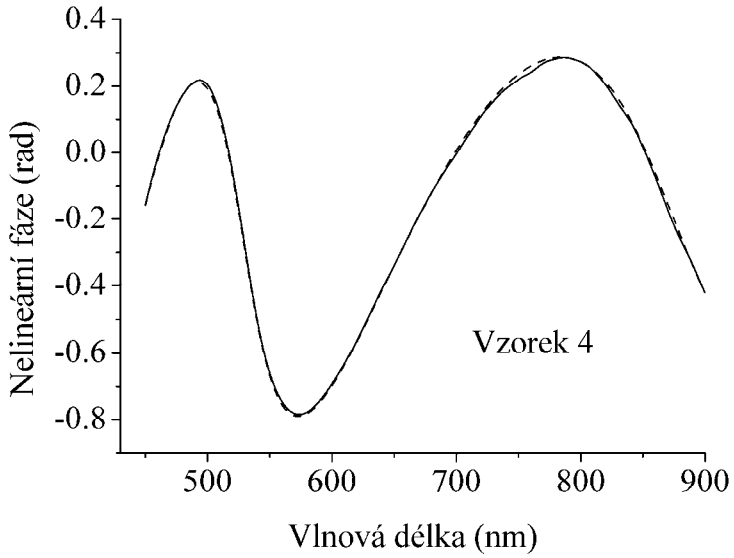
Proces měření odrazivosti je složen ze tří kroků. V prvním se zacloní zdroj a změří se intenzita pozadí $I_{bkg}(\lambda)$. Při druhém kroku se zamění zrcadlo 1 za referenční vzorek a změří se jeho spektrum $I_{ref}(\lambda)$ a ve třetím kroku se použije místo referenčního vzorku vzorek s tenkou vrstvou a změří se $I_{meas}(\lambda)$. Absolutní odrazivost $R(\lambda)$ struktury tenká vrstva – substrát se pak určí ze vztahu

$$R(\lambda) = \frac{I_{meas}(\lambda) - I_{bkg}(\lambda)}{I_{ref}(\lambda) + I_{bkg}(\lambda)} R_{ref}(\lambda), \tag{34}$$

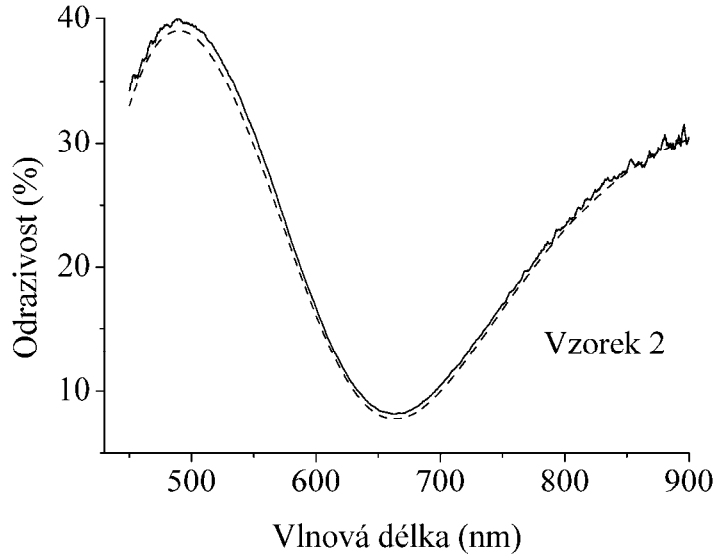
kde $R_{ref}(\lambda)$ je teoretická odrazivost referenčního vzorku.

6.4. Experimentální výsledky

Metoda byla testována na stejných čtyřech vzorcích tenké vrstvy SiO_2 na Si substrátu jako v předchozí práci [15]. Jako referenčního vzorku bylo použito křemíkového substrátu. Nejdříve byla určena fázová funkce $\delta_2(\lambda) + \delta_{BS}(\lambda)$ podle rovnice (33). Následně bylo provedeno měření na vzorku s vrstvou. Naměřená funkce $\delta^e(\lambda)$ byla porovnána s teoretickou $\delta(\lambda)$ pomocí L – M algoritmu, viz obr. 6, a byla fitována tloušťka vrstvy.



Obr. 6. Změřená NF (plná čára) jako funkce vlnové délky s odpovídajícím fitem (čárkovaná čára) pro vzorek č. 4.



Obr. 7. Změřená odrazivost (plná čára) jako funkce vlnové délky s odpovídajícím fitem (čárkovaná čára) pro vzorek č. 2.

Vzorek č.	t (min)	d_R (nm)	C_R	d_{NF} (nm)	C_{NF}
1	122	285,3	0,99904	285,7	0,99959
2	212	337,4	0,99804	336,8	0,99986
3	326	390,2	0,99222	392,6	0,99916
4	392	450,6	0,98664	449,2	0,99966

Tabulka 3. Oxidační časy t a tloušťky d_R a d_{NF} tenké vrstvy SiO_2 s odpovídajícími korelačními koeficienty C_R a C_{NF}.

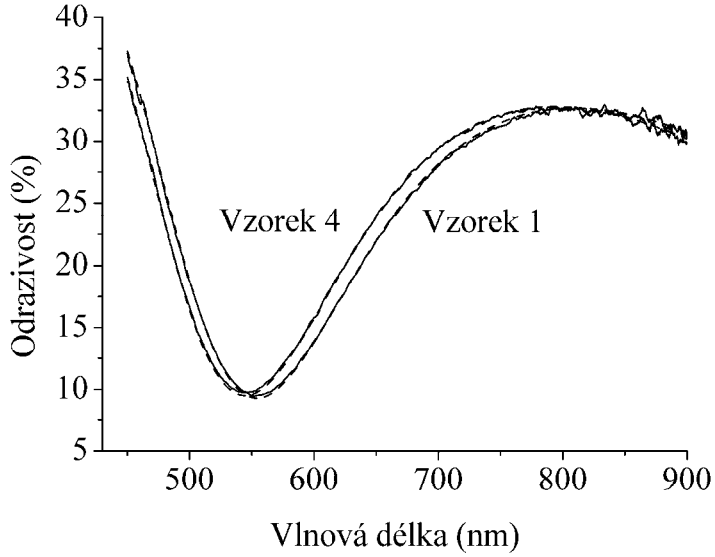
Podobná procedura byla použita pro naměřenou odrazivost $R^e(\lambda)$, která se porovnala s odrazivostí teoretickou $R(\lambda)$, viz obr. 7.
Hodnoty tloušťky měřených vzorků jsou v tabulce 3. Pozitivní vliv započtení korekce na systematické chyby optických prvků MI je jasně vidět při porovnání korelačních koeficientů C_{NF} v tabulce 2 a 3. Odhad nejistoty v určení tloušťky z NF $\delta(\lambda)$ je lepší než 1nm.

7. MĚŘENÍ MALÝCH ZMĚN TLOUŠŤKY TENKÉ VRSTVY NA RŮZNĚ DOPOVANÝCH SUBSTRÁTECH

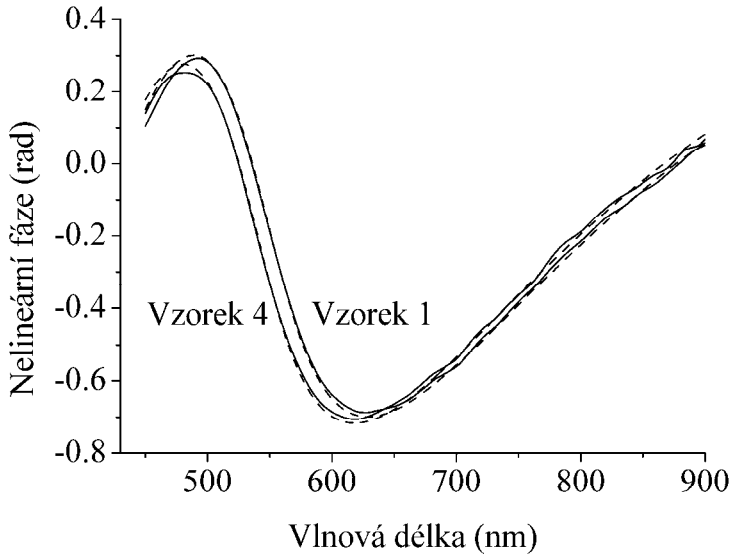
V práci [19] byla aplikována výše uvedená metoda na měření malých rozdílů v tloušťce tenké vrstvy SiO_2, které vznikly na různě dopovaných substrátech Si. Bylo dosaženo velice dobré shody mezi teorií a experimentem, jak je vidět z hodnot korelačních koeficientů v tabulce 4 a obr. 8 a 9. Obrázky dobře dokumentují posun křivek v závislosti na dopujícím prvku. Tabulka 4 ukazuje na rozdíly v tloušťce vrstvy pro nejvíce rozdílné koncentrace příměsí, které jsme měli pro měření k dispozici.

Vzorek č.	Typ	N_D (cm^{-3})	d_R (nm)	C_R	d_{NF} (nm)	C_{NF} (nm)
1	P (111)	$1{,}74\times10^{15}$	280,1	0,99965	280,1	0,99914
3	P (111)	$1{,}31\times10^{19}$	278,6	0,99957	278,5	0,99908
4	N (100)	$2{,}30\times10^{15}$	275,1	0,99962	275,2	0,99917
7	N (100)	$3{,}16\times10^{19}$	276,6	0,99968	276,6	0,99906

Tabulka 4. Tloušťky d_R a d_{NF} SiO_2 vrstev s odpovídajícími korelačními koeficienty pro Si substráty s max. a min. koncentracemi dopantů N_D.



Obr. 8. Změřená odrazivost (plná čára) jako funkce vlnové délky s odpovídajícími fity (čárkovaná čára) pro vzorky č. 1 a 4.



Obr. 9. Změřená nelineární fáze (plná čára) jako funkce vlnové délky s odpovídajícími fity (čárkovaná čára) pro vzorky č. 1 a 4.

8. MĚŘENÍ RELATIVNÍ FÁZOVÉ ZMĚNY PŘI ODRAZU NA TENKÉ VRSTVĚ

V dosud poslední práci [20], která je teprve v recenzním řízení, prezentujeme významné zjednodušení interferometrické metody, uvedené v předchozích dvou kapitolách. Základní myšlenkou je eliminovat vliv děliče svazku měřením referenčního vzorku se známou fází.

8.1. Teoretická část

Komplexní koeficient odrazivosti tenké vrstvy a zrcadla 2 je dán rovnicemi (5) a (30). Pro změřenou intenzitu vzorku s vrstvou platí

$$I(\lambda) = I^{(0)}(\lambda)\left\{1+V(\lambda)\cos[\varphi(\lambda)]\right\}, \tag{35}$$

kde $I^{(0)}(\lambda)$ je referenční spektrum, $V(\lambda)$ je viditelnost závislá na $R(\lambda)$ tenké vrstvy a $\varphi(\lambda)$ je fázová funkce daná rovnicí

$$\varphi(\lambda) = \delta_2(\lambda) - \delta_r(\lambda) - \delta_{BS}(\lambda) + \left(2\pi/\lambda\right)[2L_1 + 2n(\lambda)t_{ef}], \tag{36}$$

Tato funkce zahrnuje nejen vliv vrstvy $\delta_r(\lambda)$, ale i děliče svazku $\delta_{BS}(\lambda)$ a zrcadla $\delta_2(\lambda)$. Fázová funkce $\varphi(\lambda)$ se rekonstruuje aplikací WFT [16].

Použijeme-li referenční vzorek se známou fází $\delta_{ref}(\lambda)$, získáme intenzitu $I_{ref}(\lambda)$

$$I_{ref}(\lambda) = I_{ref}^{(0)}(\lambda)\left\{1+V_{ref}(\lambda)\cos[\varphi_{ref}(\lambda)]\right\}, \tag{37}$$

kterému odpovídá fázová funkce $\varphi_{ref}(\lambda)$, kterou získáme opět rekonstrukcí pomocí WFT. Platí

$$\varphi_{ref}(\lambda) = \delta_2(\lambda) - \delta_{ref}(\lambda) - \delta_{BS}(\lambda) + \left(2\pi/\lambda\right)[2L_2 + 2n(\lambda)t_{ef}]. \tag{38}$$

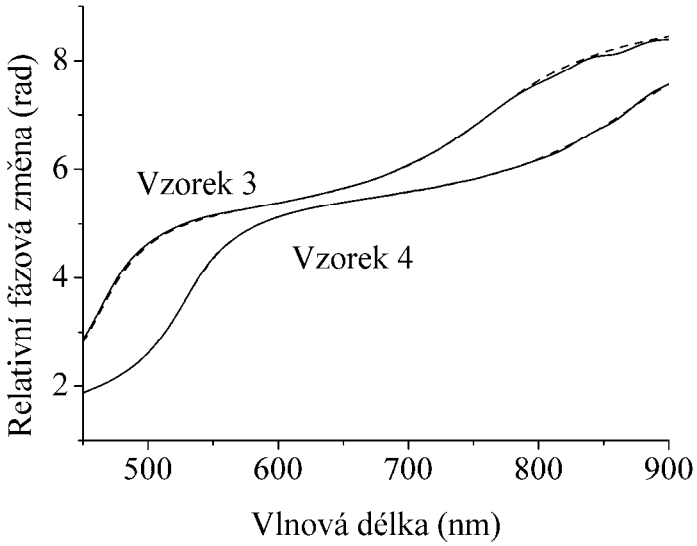
Pro fázovou funkci tenké vrstvy $\delta_r(\lambda)$ pak platí

$$\delta_r(\lambda) = \delta_r(\lambda, \Delta L) - 4\pi\Delta L/\lambda = \varphi_{ref}(\lambda) - \varphi(\lambda) + \delta_{ref}(\lambda) - 4\pi\Delta L/\lambda \qquad (39)$$

kde relativní fázová změna $\delta_r(\lambda,\Delta L)$ se získá pomocí rekonstrukce spektrálních signálů vzorku s vrstvou a referenčního vzorku a $\Delta L = L_2 - L_1$.

8.2. Experimentální výsledky

Numerická simulace, měření a zpracování dat jsou obdobné jako v předchozích kapitolách, a proto zde uvedeme jen experimentální výsledky. Pro měření byla použita stejná sestava vzorků jako v práci [18], aby mohly být výsledky navržené metody porovnány s dřívějším postupem.



Obr. 10. Změřená relativní fázová změna (plná čára) jako funkce vlnové délky s odpovídajícím fitem (čárkovaná čára) pro vzorky 3 a 4.

Vzorek č.	t (min)	d (nm)	C_{fit}	d_R (nm)
1	122	283,8	0,99941	285,3
2	212	337,4	0,99435	337,4
3	326	393,2	0,99449	390,2
4	392	449,4	0,99967	450,6

Tabulka 5. Oxidační časy t a tloušťky d_R a d tenké vrstvy SiO_2 s odpovídajícími korelačními koeficienty C_{fit}.

Ukázka naměřených relativních fázových změn $\delta_r(\lambda,\Delta L)$ jako funkce vlnové délky, včetně odpovídajících fitů, jsou pro vzorek 3 a 4 na obr. 10. Vypočtené tloušťky vrstvy jsou spolu s odpovídajícími korelačními koeficienty a hodnotami, určenými z měření odrazivosti d_R [18], uvedeny v tabulce 5.

Z tabulky je vidět, že hodnoty tloušťky dobře korespondují s hodnotami určenými v práci [18]. Hlavním přínosem této nové metody je, že nepotřebujeme znát optické parametry děliče svazku.

9. MĚŘENÍ TLOUŠŤKY TENKÉ VRSTVY Z OKOLÍ JEDNOHO EXTRÉMU SPEKTRA ODRAZIVOSTI

V práci [19] byla experimentálně nalezena lineární závislost mezi tloušťkou vrstvy a vlnovou délkou odpovídající minimu spektrální odrazivosti, která byla teoreticky zpracována v práci [21].

9.1. Teoretická část

Předpokládáme-li kolmý dopad světla ze vzduchu na povrch tenké neabsorbující vrstvy na absorbujícím substrátu, můžeme pomocí rovnic (9) až (12) vyjádřit spektrální odrazivost $R(\lambda)$ pomocí komplexních koeficientů odrazivosti

$$R(\lambda) = \frac{r_{01}^{\,2}(\lambda) + |r_{12}(\lambda)|^2 + 2r_{01}(\lambda)|r_{12}(\lambda)|\cos[2\beta(\lambda)+\phi(\lambda)]}{1 + r_{01}^{\,2}(\lambda)|r_{12}(\lambda)|^2 + 2r_{01}(\lambda)|r_{12}(\lambda)|\cos[2\beta(\lambda)+\phi(\lambda)]}, \qquad (40)$$

kde $\phi(\lambda)$ je fázový posuv, který souvisí s absorpcí v podložce a pro který platí

$$\mathrm{tg}\,\phi(\lambda) = \frac{2n_1(\lambda)\kappa_2(\lambda)}{n_1^{\,2}(\lambda) - n_2^{\,2}(\lambda) - \kappa_2^{\,2}(\lambda)}. \qquad (41)$$

Jestliže známe optické konstanty struktury $n_1(\lambda)$, $n_2(\lambda)$ a $\kappa_2(\lambda)$, můžeme sestrojit obálkové funkce, které se dotýkají spektra v oblasti minim a maxim. Rovnice obálek dostaneme z rovnice (40) za splnění podmínek

$$\cos[2\beta(\lambda)+\phi(\lambda)] = \pm 1. \qquad (42)$$

Po úpravě dostaneme pro obě obálky, $R_+(\lambda)$, resp. $R_-(\lambda)$, vztahy

$$R_+(\lambda) = \left[\frac{R_1^{1/2}(\lambda) + R_2^{1/2}(\lambda)}{1 + R_1^{1/2}(\lambda)R_2^{1/2}(\lambda)}\right]^2, \qquad (43)$$

$$R_-(\lambda) = \left[\frac{R_1^{1/2}(\lambda) - R_2^{1/2}(\lambda)}{1 - R_1^{1/2}(\lambda)R_2^{1/2}(\lambda)}\right]^2, \qquad (44)$$

kde $R_1(\lambda) = r_{01}^{\,2}$ a $R_2(\lambda) = |r_{12}|^2$ jsou spektrální odrazivosti na obou rozhraních. Rovnice (43) a (44) reprezentují horní, resp. dolní obálku v závislosti na poměru n_1/n_2. V podmínce (42) je obsažena lineární závislost mezi tloušťkou tenké vrstvy a vlnovou délkou $\lambda_{\tan,m}$, která odpovídá bodu dotyku obálek a spektra $R(\lambda)$

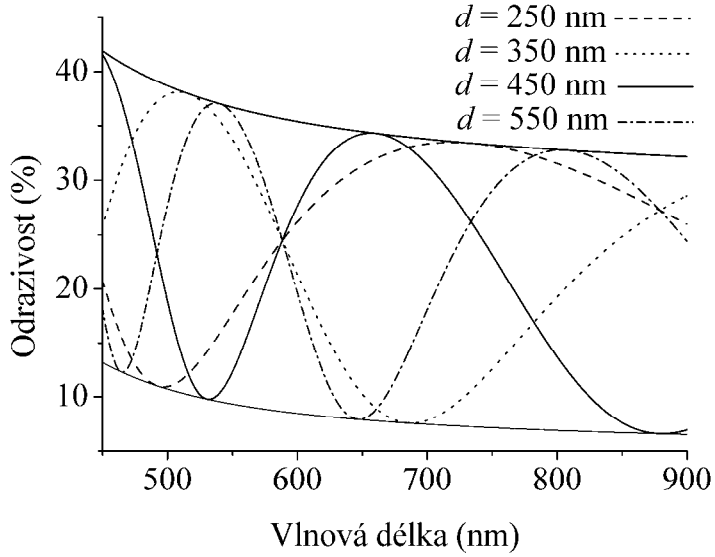
$$d_{\tan} = \frac{\lambda_{\tan,m}}{4\pi n_1(\lambda)}\left(m\pi - \mathrm{arctg}\left[\frac{2n_1(\lambda)\kappa_2(\lambda)}{n_1^{\,2}(\lambda) - n_2^{\,2}(\lambda) - \kappa_2^{\,2}(\lambda)}\right]\right), \qquad (45)$$

kde m je celé číslo, které značí interferenční řád.

9.2. Modelový příklad

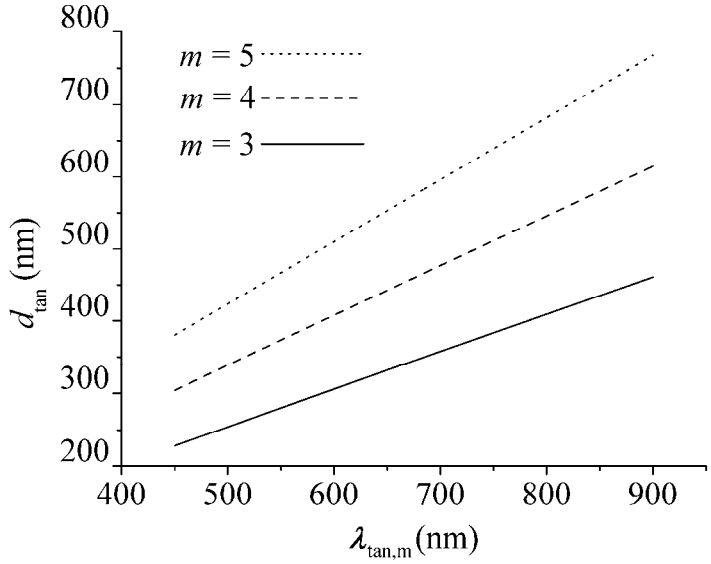
Navržená metoda byla testována pro čtyři různé modelové tloušťky vrstvy SiO_2 na Si substrátu na intervalu vlnových délek 450 – 900 nm. Pomocí rovnic (40) – (44) byla vypočtena teoretická odrazivost struktury a obálkové funkce, přičemž optické konstanty vrstvy SiO_2 byly stanoveny ze Sellmeierovy formule a pro Si

byly převzaty z [13]. Z obr. 11 jsou vidět některé obecné rysy: 1) počet extrémů a jejich pozice jsou závislé na tloušťce vrstvy, 2) pro oblast s malou absorpcí substrátu (delší vlnové délky) jsou obálky téměř ploché, $\lambda_{tan,m} \approx \lambda_{extr,m}$, což odpovídá extrémům odrazivosti. Naopak v oblasti větší absorpce substrátu (kratší vlnové délky) jsou $\lambda_{tan,m}$ vůči $\lambda_{extr,m}$ posunuté. Použití $\lambda_{tan,m}$ je tedy obecně přesnější.



Obr. 11. Teoretická spektra odrazivosti vrstvy SiO_2 na Si substrátu s odpovídajícími obálkami pro čtyři různé tloušťky vrstvy.

Pomocí rovnice (45) sestrojíme funkci $d_{tan} = f(\lambda_{tan,m})$. Příklady této funkce pro tři interferenční řády jsou na obr. 12.



Obr.12. Lineární závislost mezi toušťkou vrstvy d_{tan} a tečnou vlnovou délkou $\lambda_{tan,\,m}$ pro tři interferenční řády $m = 3$, 4 a 5.

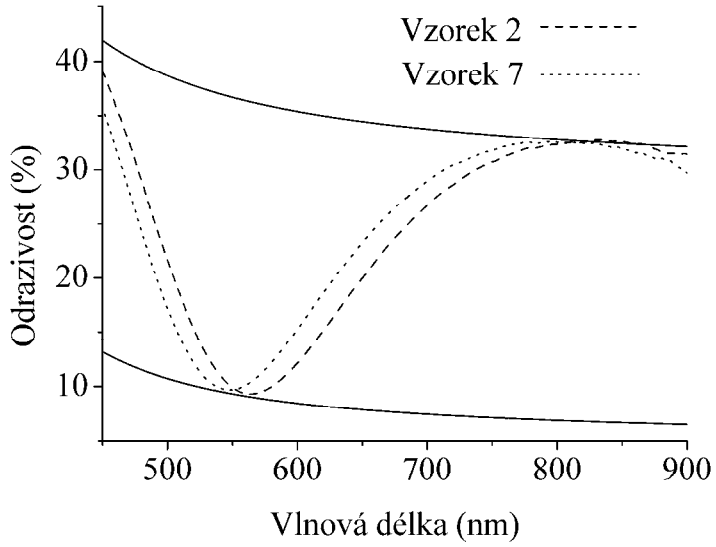
Z obrázku je zřejmé, že funkce jsou lineární (korelační koeficient lineárního fitu je roven 1) a je možno je přepsat do tvaru přímky

$$d_{\tan} = A + B\lambda_{\tan,\mathrm{m}}, \tag{46}$$

kde parametry A a B jsou funkcí známých optických parametrů struktury a interferenčního řádu m. Z rovnice (46) plyne, že můžeme určit tloušťku vrstvy z jediné hodnoty $\lambda_{\tan,\mathrm{m}}$, kterou lze nalézt jako minimální odchylku mezi spektrem odrazivosti a obálkovou funkcí v okolí jednoho extrému odrazivosti $R(\lambda)$.
Shoda mezi modelovou teoretickou tloušťkou a tloušťkou určenou podle rovnice (46) je velmi dobrá. Např. pro teoretickou tloušťku d_{teor} = 450 nm jsou vypočtené $d_{\tan}$ = 449,49; 449,65 a 450,09 nm (pro m = 3, 4, a 5 z obr. 12).

9.3. Experimentální výsledky

Byly změřeny spektrální odrazivosti sedmi vzorků tenkých vrstev SiO_2 na sedmi různých Si substrátech metodou uvedenou v kap. 6.3. pro oblast vlnových délek 450 – 900 nm. Měřená spektra $R^e(\lambda)$ byla porovnána se spektry teoretickými $R(\lambda)$ pomocí L – M algoritmu a byla vypočtena tloušťka vrstvy. Takto vypočtené tloušťky byly porovnány s hodnotami, určenými pomocí rovnice (46).



Obr. 13. Experimentální spektra odrazivosti pro vzorky 2 a 7 s jedním vhodným minimem (interferenční řád m = 3).

V našem měření vykazovala spektra odrazivosti pouze jedno vhodné minimum s interferenčním řádem m = 3, pro které byla určena $\lambda_{\tan,3}$. Příklad naměřených spekter odrazivosti pro vzorky 2 a 7 je obr. 13. Výsledky pro všech sedm vzorků jsou uvedeny v tabulce 6 spolu s hodnotami, určenými fitováním změřeného spektra $R(\lambda)$.
Z tabulky 6 je zřejmé, že shoda mezi hodnotami d_{fit} a $d_{\tan}$ je velice dobrá, lepší než ± 1nm. Teoretická přesnost určení $\lambda_{\tan,\mathrm{m}}$ je dána vzdáleností sousedních pixelů v použitém spektrometru S2000, která je 0,32 nm, což odpovídá nejistotě

tloušťky 0,2 nm. Podle očekávání je nejlepší shoda pro vzorky s menší koncentrací příměsí, což je dáno použitím optických konstant pro čistý Si z [13]. Navržená metoda se dá výhodně aplikovat v případech, kdy je měřené spektrum omezeno na takový interval vlnových délek, že vykazuje pouze jeden jasný extrém.

Vzorek č.	Typ	N_D (cm^{-3})	d_{fit} (nm)	C	d_{tan} (nm)	diference (nm)
1	P (111)	$1{,}74\times10^{15}$	280,35	0,99964	280,35	+0,00
2	P (111)	$7{,}72\times10^{17}$	285,54	0,99987	285,59	+0,05
3	P (111)	$1{,}31\times10^{19}$	278,83	0,99971	279,12	+0,29
4	N (100)	$2{,}30\times10^{15}$	275,36	0,99974	275,43	+0,07
5	N (100)	$2{,}85\times10^{16}$	281,41	0,99977	281,92	+0,51
6	N (100)	$9{,}71\times10^{17}$	283,58	0,99980	282,80	-0,78
7	N (100)	$3{,}16\times10^{19}$	276,82	0,99971	276,66	-0,16

Tabulka 6. Tloušťky d_{fit} a d_{tan} vrstvy SiO_2 s odpovídajícími korelačními koeficienty C pro sedm různých typů substrátů Si s koncentrací dopantů N_D.

10. MĚŘENÍ ELIPSOMETRICKÝCH PARAMETRŮ TENKÉ VRSTVY POMOCÍ SPEKTRÁLNÍ INTERFEROMETRIE

V práci [22] je navržena nová metoda měření elipsometrických parametrů pomocí spektrální interferometrie. Tato technika je modifikací postupu, který byl původně použit v práci [23] pro studium povrchových plazmonů. Používá polarimetrickou konfiguraci s dvojlomným krystalem k získání dvou spektrálních signálů odražených od vzorku s tenkou vrstvou.

10.1. Teoretická část

Komplexní koeficienty odrazivosti odpovídající p-polarizaci a s-polarizaci izotropní vrstvy se určí z rovnic

$$r_{p,s}(\lambda) = \sqrt{R_{p,s}(\lambda)}\exp[i\delta_{p,s}(\lambda)], \tag{47}$$

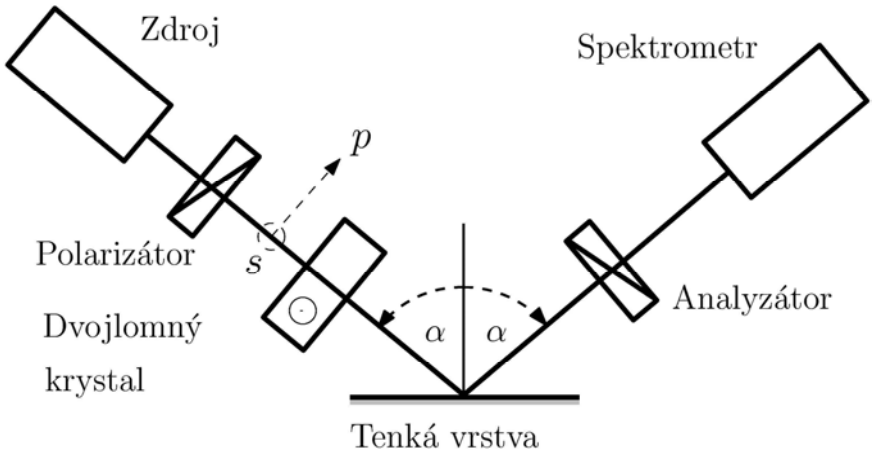
kde $R_{p,s}(\lambda)$ a $\delta_{p,s}(\lambda)$ jsou odrazivosti, resp. fáze komplexních koeficientů odrazivosti pro obě polarizace.

Standardní elipsometrické parametry pak mohou být určeny následovně: fáze $\Delta_e(\lambda) = \delta_p(\lambda) - \delta_s(\lambda)$ a úhel $\Psi(\lambda) = \mathrm{arctg}[\sqrt{R_p(\lambda)}/\sqrt{R_s(\lambda)}]$.

10.2. Experimentální sestava

Měření je realizováno v konfiguraci, která je na obrázku 14. Kolimovaný svazek ze zdroje bílého světla prochází přes polarizátor, který je orientován pod úhlem 45^o vzhledem k rovině dopadu, a vytváří obě složky polarizace. Dále svazek prochází přes dvojlomný krystal, jehož optická osa je kolmá k rovině dopadu,

čímž vzniká fázové zpoždění s- a p-komponent. Tyto polarizované vlny se odráží na tenké vrstvě pod pevným úhlem dopadu α. Dvě ortogonálně polarizované složky procházejí analyzátorem, který je nastaven pod úhlem 45^o vzhledem k rovině dopadu, a jejich interference je zaznamenána spektrometrem jako interferenční signál.



Obr. 14. Experimentální sestava s polarizátorem, analyzátorem a dvojlomným krystalem pro měření elipsometrických parametrů tenké vrstvy.

10.3. Měření elipsometrické fáze

Určení elipsometrické fáze ze záznamu interferenčních signálů probíhá ve dvou krocích. V prvním kroku se měří při úhlu $\alpha = 90^o$ interferenční signál samotného dvojlomného krystalu

$$I(\lambda) = I_0(\lambda)\{1 + V_R(\lambda)\cos[\varphi_{BC}(\lambda)]\}, \tag{48}$$

kde $I_0(\lambda)$ je spektrum zdroje a $V_R(\lambda)$ je viditelnost, závislá na skupinovém dvojlomu $G_f(\lambda)$ krystalu, pro kterou platí [24]

$$V_R(\lambda) = \exp\{-(\pi^2/2)[G_f(\lambda)t\Delta\lambda_R/\lambda^2]^2\}, \tag{49}$$

kde $\Delta\lambda_R$ je Gaussova odezvová funkce použitého spektrometru (viz kap. 2) a t je tloušťka krystalu. Z naměřeného spektrálního signálu se získá fáze dvojlomného krystalu $\varphi_{BC}(\lambda) = \varphi_p(\lambda) - \varphi_s(\lambda)$ rekonstrukcí metodou WFT (viz kapitola 5).

Ve druhém kroku se použije vzorek s vrstvou a při pevném úhlu dopadu α se změří interferenční signál, pro který platí

$$I^*(\lambda) = I_0^*(\lambda)\{1 + V_R(\lambda)V(\lambda)\cos[\varphi_{BC}(\lambda) + \Delta_e(\lambda)], \tag{50}$$

kde $I_0^*(\lambda)$ je referenční spektrum a $V(\lambda)$ je viditelnost závislá na vrstvě, která se určí jako

$$V(\lambda) = 2\sqrt{R_p(\lambda)R_s(\lambda)}\,/\,[R_p(\lambda) + R_s(\lambda)]. \tag{51}$$

Ze zaznamenaného spektrálního signálu se metodou WFT rekonstruuje souhrnná fáze, která je součtem elipsometrické fáze $\Delta_e(\lambda)$ a fáze $\varphi_{BC}(\lambda)$.

10.4. Měření elipsometrického úhlu

Měření poměru $R_p(\lambda)/R_s(\lambda)$ se provádí ve třech krocích analogickou metodou, jaká byla prezentována v kapitole 6.3.

$$R_p(\lambda)/R_s(\lambda) = \frac{I_p(\lambda) - I_{bkg}(\lambda)}{I_s(\lambda) + I_{bkg}(\lambda)}, \tag{52}$$

kde $I_{bkg}(\lambda)$ je intenzita pozadí při zakrytém zdroji a intenzity $I_p(\lambda)$ a $I_s(\lambda)$ se měří ve druhém, resp. třetím kroku s analyzátorem orientovaným paralelně, resp. kolmo k rovině dopadu.

10.5. Experimentální výsledky

Navržená metoda určení elipsometrických parametrů byla testována na třech vzorcích tenké vrstvy SiO_2 na Si substrátu při úhlu dopadu $\alpha = 45^o$ za předpokladu, že známe optické parametry struktury. Spektrum zdroje $I_0(\lambda)$, resp. $I_0^*(\lambda)$ bylo získáno takto: naměřené spektrum bylo zpracováno Fourierovou transformací (FT), byla vybrána jeho komponenta nultého řádu a na ni následně aplikována inverzní FT.

Teoretické elipsometrické parametry byly vypočteny ze známých vztahů pro komplexní koeficienty odrazivosti p- a s-polarizovaných vln [8]. Naměřené elipsometrické parametry byly porovnány s teoretickými pomocí standardního L – M algoritmu a byla určena tloušťka vrstvy.

Tloušťky vrstvy vypočtené z elipsometrické fáze $\Delta_e(\lambda)$, d = 286,1; 333,6 a 445,7 nm, jsou v dobré shodě s hodnotami získanými v práci [18]. Tloušťky vrstvy vypočtené z poměru $R_p(\lambda)/R_s(\lambda)$, d = 286,5; 333,9 a 445,7 nm, jsou ve výborné shodě s hodnotami, zjištěnými z měření elipsometrické fáze.

11. MĚŘENÍ TLOUŠŤKY TENKÉ VRSTVY Z MAXIMA POMĚRU SPEKTRÁLNÍ ODRAZIVOSTI POLARIZOVANÝCH VLN

Studiem závislostí, prezentovaných v práci [22], byla objevena podobná lineární závislost jako v práci [21] mezi tloušťkou vrstvy a vlnovou délkou odpovídající maximu poměru $R_p(\lambda)/R_s(\lambda)$ spektrální odrazivosti p- a s-polarizovaných složek spektrálního signálu, měřených při pevném úhlu dopadu.

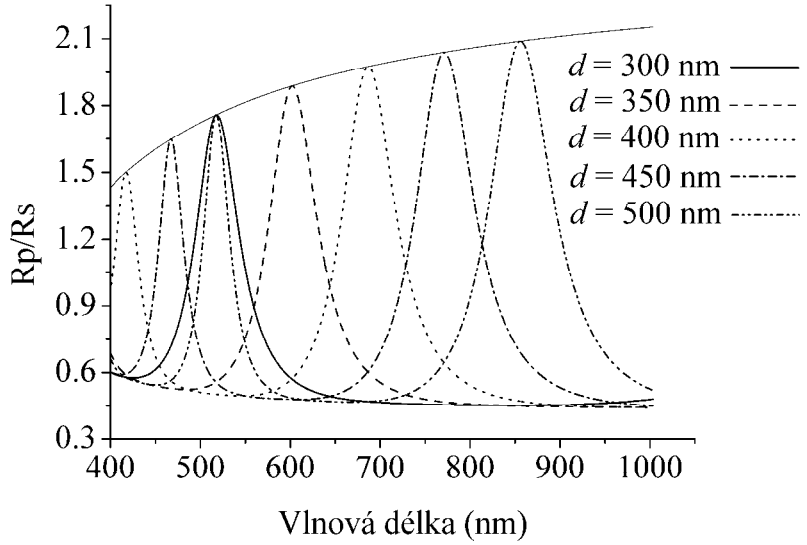
11.1. Teoretická část

Základní teoretický popis vychází z analogických předpokladů a rovnic jako v kapitole 9, a proto jej zde nebudeme podrobně prezentovat. Příslušné rovnice jsou zobecněny pro libovolný úhel dopadu α a jsou sestaveny zvlášť pro p- a s-polarizaci. Z podmínky pro obálkovou funkci plyne vzájemný vztah mezi tloušťkou vrstvy a tečnou vlnovou délkou, odpovídající maximu poměru $R_p(\lambda)/R_s(\lambda)$

$$d = \frac{\lambda_{\tan,\mathrm{m}}}{4\pi[n_1^2(\lambda_{\tan,\mathrm{m}}) - \sin^2\alpha]^{1/2}}[(2m+1)\pi - \phi_s(\lambda_{\tan,\mathrm{m}})]. \qquad (53)$$

11.2. Modelový příklad

Metoda byla testována pro pět různých modelových tloušťek vrstvy SiO_2 na Si substrátu na intervalu vlnových délek 400 – 1000 nm pro tři úhly dopadu α = 30°, 45° a 60°. Vypočtené teoretické odrazivosti struktury pro obě polarizace a obálkové funkce (optické konstanty vrstvy SiO_2 byly opět stanoveny ze Sellmeierovy formule, pro Si byly převzaty z [13]) jsou pro úhel dopadu α = 45° na obrázku 15.



Obr. 15. Teoretická závislost poměru $R_p(\lambda)/R_s(\lambda)$ na vlnové délce pro úhel dopadu α = 45° pro pět tloušťek tenké vrstvy SiO_2 na Si substrátu.

Závislost $R_p(\lambda)/R_s(\lambda)$ = f(λ) vykazuje podobné vlastnosti jako $R(\lambda)$ = f(λ), viz obr. 11. Porovnáním obrázku 15 s obrázkem 11 zjistíme, že křivky závislosti $R_p(\lambda)/R_s(\lambda)$ = f(λ) jsou v oblasti maxim mnohem ostřejší a naopak obálkové funkce plošší. To umožňuje nahradit $\lambda_{\tan,\mathrm{m}}$ bez ztráty přesnosti hodnotami $\lambda_{\max,\mathrm{m}}$, které lze z praktického hlediska určit mnohem jednodušeji.

Pomocí rovnice (53) sestrojíme pro zvolený úhel dopadu α funkci d = f($\lambda_{\max,\mathrm{m}}$). Získanou lineární funkci (korelační koeficient lineárního fitu je 1) můžeme zapsat ve tvaru přímky analogicky jako rovnici (46)

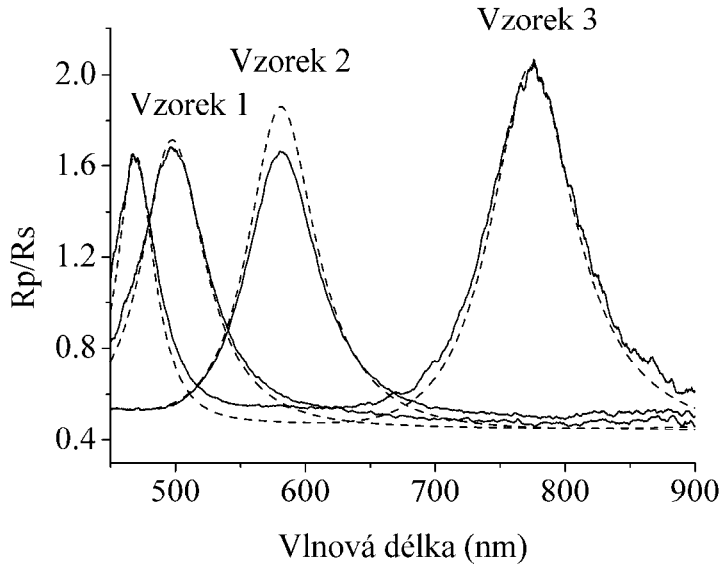
$$d = A + B\lambda_{\max,\mathrm{m}}, \qquad (54)$$

kde parametry A a B jsou funkcí známých optických parametrů struktury, úhlu dopadu α a interferenčního řádu m. Známe-li α a m, můžeme z rovnice (54) určit tloušťku vrstvy z jediné hodnoty $\lambda_{\max,\mathrm{m}}$, která odpovídá příslušnému maximu poměru odrazivostí $R_p(\lambda)/R_s(\lambda)$.

Shoda mezi modelovou teoretickou tloušťkou a tloušťkou určenou podle rovnice (54) je velmi dobrá. Např. pro teoretickou tloušťku d_{teor} = 450 nm jsou vypočtené tloušťky d = 450,3; 450,3; a 450,2 nm pro $\alpha = 30^o$, 45^o a 60^o.

11.3. Experimentální výsledky

Uvedená metoda byla ověřena na stejných vzorcích tenkých vrstev SiO_2 na Si substrátu na stejném intervalu vlnových délek jaké byly použity v práci [7, 15]. Úhly dopadu byly voleny jako v modelovém případě, $\alpha = 30^o$, 45^o a 60^o. Odrazivosti při obou polarizacích byly měřeny metodou, uvedenou v kapitole 6.3. V měřeném intervalu bylo vyhodnoceno pro všechny úhly α maximum s interferenčním řádem m = 1.



Obr. 16. Naměřené (plná čára) a teoretické (čárkovaná čára) poměry $R_p(\lambda)/R_s(\lambda)$ v závislosti na vlnové délce pro $\alpha = 45^o$ pro tři vzorky s tenkou vrstvou SiO_2 na Si substrátu.

Vzorek č.	t (min)	α (^{o})	$\lambda_{max,1}$ (nm)	d (nm)	d_{fit} (nm)
1	122	30	530,89	287,4	286,6
		45	497,62	288,5	287,7
		60	459,83	288,6	286,5
2	212	30	624,57	338,9	338,6
		45	580,97	337,8	337,5
		60	567,03	338,2	337,3
3	326	30	830,02	451,9	450,8
		45	775,03	452,5	451,9
		60	715,05	452,7	452,4

Tabulka 7. Oxidační časy t, úhly dopadu α, vlnové délky $\lambda_{max,1}$, tloušťky d_{fit} a d tenké vrstvy SiO_2.

Teoretická přesnost určení $\lambda_{max,1}$ je 0,32 nm (dána použitým spektrometrem, viz kapitola 9), což odpovídá nejistotě tloušťky 0,2 nm. Pro menší úhly dopadu jsou křivky plošší, maxima nejsou tak ostrá, a proto reálná nejistota roste a může převýšit 1 nm.
Bylo provedeno opět porovnání naměřených hodnot $R_p(\lambda)/R_s(\lambda)$ s hodnotami teoretickými pomocí L - M algoritmu a byla vypočtena tloušťka d_{fit}. Naměřené a teoretické závislosti $R_p(\lambda)/R_s(\lambda) = f(\lambda)$ pro interval vlnových délek 450 – 900 nm a úhel dopadu $\alpha = 45^o$ všech tří vzorků jsou na obrázku 16.
Výsledné hodnoty tloušťky d tenké vrstvy SiO_2, získané z rovnice (54), velmi dobře odpovídají hodnotám d_{fit} , jak je vidět v tabulce 7. Rozdíl v teoretické a naměřené hodnotě maxima $R_p(\lambda)/R_s(\lambda)$ u vzorku 2 je způsoben zřejmě ne zcela ideálním nastavením analyzátoru vzhledem k detekční části v polarimetrické konfiguraci, poloha maxima s teorií souhlasí dobře.

ZÁVĚR

Předložená práce, vycházející ze série časopiseckých článků týmu pracovníků Laboratoře interferometrie Institutu fyziky VŠB-TU Ostrava, dokumentuje využití interferometrie v bílém světle při studiu systému tenká vrstva - substrát. Ukazuje, že relativně jednoduchá a levná laboratorní sestava může sloužit nejen svému původnímu účelu, to znamená ke spektrálním interferometrickým měřením, ale může být stejně tak dobře použita k měření absolutní spektrální odrazivosti tenké vrstvy na substrátu a v polarimetrické konfiguraci, doplněna dvojlomným krystalem, polarizátorem a analyzátorem, dokonce k měření obou elipsometrických parametrů, tj. elipsometrické fáze a elipsometrického úhlu.
Velkou předností uvedené laboratorní experimentální sestavy v porovnání s komerčními přístroji je, vyjma relativně nízké ceny a jednoduchosti, její snadná a rychlá přestavitelnost. Tato sestava, která se vejde na jeden laboratorní stůl, je vhodnou experimentální platformou pro laboratorní měření studentů. Stala se standardní součástí laboratorních měření studentů v rámci studijních oborů, garantovaných Institutem fyziky: bakalářského a magisterského oboru Aplikovaná fyzika materiálů, celouniverzitního bakalářského a magisterského programu Nanotechnologie a doktorského oboru Aplikovaná fyzika.
Naším vědecko-výzkumným cílem je pak propracovat metodiku měření na takové úrovni přesnosti a reprodukovatelnosti, aby mohla sloužit jako základ pro přesnou charakterizaci složitějších systémů tenkých vrstev.

Literatura

[1] Jellison, Jr., G. E.: The calculation of thin film parameters from spectrosco pic ellipsometry data. *Thin Solid Films*, **290-291**, 1996, 40.

[2] Tompkins, H. G., Irene, E. A.: *Handbook of Ellipsometry*, Noyes Publications, 2004.

[3] Stenzel, O., Hopfe, V., Klobes, P.: Determination of optical parameters for amorphous thin film materials on semitransparent substrates from transmittance and reflectance measurements. *J. Phys. D.,* **24**, 1991, 2088.

[4] Humphrey, S.: Direct calculation of the optical constants for a thin film using a midpoint envelope, *Appl. Opt.,* **46**, 2007, 4660.

[5] Schnell, U., Dändliker, R., Gray, S.: Dispersive white-light interferometry for absolute distance measurement with dielectric multilayer systems on the target. *Opt. Lett*., **21**, 1996, 528.

[6] Reolon, D., Jacquot, M., Verrier, I., Brun, G., Veillas, C.: Broadband supercontinuum interferometer for high-resolution profilometry. *Opt. Express,* **14**, 2006, 128.

[7] Hlubina, P., Ciprian, D., Luňáček, J., Lesňák, M.: Thickness of SiO_2 thin film on silicon wafer measured by dispersive white-light interferometry. *Appl. Phys. B,* **84***,* 2006, 511.

[8] Born, M., Wolf, E.: *Principles of Optics*. Cambridge, Cambridge University Press, 1999.

[9] Schott Computer Glass Catalog 1.0 (Schott Galsswerke), Mainz 1992.

[10] Postava, K., Yamaguchi, T.: Optical functions of low-k materials for interlayer dielectric. *J. Appl. Phys*., **89**, 2001, 2189.

[11] Plummer, J. D., Deal, M. D., Griffin, P. B.: *Silicon VLSI Technology Fundamentals, Practice and Modeling*. Prentice Hall, Upper Saddle River, 2000.

[12] Optimization Toolbox for Use with Matlab. Math-Works, Mass., 2000.

[13] Palik, E. D.: *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic Press, Orlando, 1995.

[14] Hlubina, P., Ciprian, D., Luňáček, J., Lesňák, M.: Dispersive white-light spectral interferometry with absolute phase retrieval to measure thin film. *Opt. Express*, **14**, 2006, 7678.

[15] Hlubina, P., Ciprian, D., Luňáček, J., Chlebus, R.: Phase retrieval from the spectral interference signal used to measure thickness of SiO_2 thin film on silicon wafer. *Appl. Phys. B*, **88**, 2007, 397.

[16] Hlubina, P., Luňáček, J., Ciprian, D., Chlebus, R.: Windowed Fourier transform applied in the wavelength domain to process the spectral interference signals. *Opt. Comm.*, **281**, 2008, 2349.

[17] Quian, K.: A simple phase unwrapping approach based on filtering by Windows Fourier transform: The phase near edges. *Opt. Lasers Eng*., **45**, 2007, 304.

[18] Hlubina, P., Luňáček, J., Ciprian, D., Chlebus, R.: Spectral interferometry and reflectometry used to measure thin films. *Appl. Phys. B,* **92**, 2008, 203.
[19] Hlubina, P., Luňáček, J., Ciprian, D.: The effect of silicon substrate on thickness of SiO_2 thin film analysed by spectral reflectometry and interferometry. *Appl. Phys. B,* **95**, 2009, 795.
[20] Hlubina, P., Ciprian, D., Luňáček, J.: Spectral interferometric technique to measure the relative phase change on refection from a thin-film structure. *Appl. Phys. B,* 2010 (v recenzním řízení).
[21] Luňáček, J., Hlubina, P., Luňáčková, M.: Simple method for determination of the thickness of a nonabsorbing thin film using spectral reflectance measurement. *Appl. Opt.*, **48**, 2009, 985.
[22] Hlubina, P., Ciprian, D., Luňáček, J.: Spectral interferometric technique to measure ellipsometric phase of a thin-film structure. *Opt. Lett.*, **34**, 2009, 2661.
[23] Zheng, Z., Wan, Y., Zhao, X., Zhu,: Spectral interferometric measurement of wavelength-dependent phase response for surface plasmon resonance sensors, *Appl. Opt*., **48**, 2009, 2491.
[24] Hlubina, P., Ciprian, D., Knyblová, L.: Interference of white light in tandem configuration of birefringent crystal and sensing birefringent fiber. *Opt. Commun*. **260**, 2006, 535.
[25] Hlubina, P., Luňáček, J., Ciprian, D.: Maxima of the spectral reflectance ratio of polarized waves used to measure the thickness of a nonansorbing thin film. *Opt. Lasers Eng.*, **48**, 2010, 786.

ODBORNÝ ŽIVOTOPIS

doc. Dr. RNDr. Jiří Luňáček
narozen 24.3.1957 v Praze

Akademická a vědecká kvalifikace
1981 UK Praha, Matematicko-fyzikální fakulta, obor: Fyzika
1982 *RNDr*., UK Praha, Matematicko-fyzikální fakulta
1996 *Dr*., VŠB - TU Ostrava, Fakulta metalurgie a materiálového inženýrství
1997 *doc*., VŠB - TU Ostrava, Fakulta metalurgie a materiálového inženýrství

Pedagogická kvalifikace
1987 PGS SŠ pedagogiky, UP Olomouc, Přírodovědecká fakulta
1991 PGS VŠ pedagogiky, UP Olomouc, Přírodovědecká fakulta

Zaměstnání
1982 – 1983 studijní pobyt, katedra kovů, MFF UK Praha
1983 – 1987 učitel fyziky, SOU Náchod
1987 – 1997 odborný asistent, Katedra fyziky, VŠB - TU Ostrava
1997 – dosud docent, Institut fyziky, VŠB - TU Ostrava
2004 – dosud vedoucí Institutu fyziky, VŠB - TU Ostrava

Odborné zaměření
Fyzika pevných látek, metalurgie vysoce čistých kovů, speciálně problematika rovnovážných rozdělovacích koeficientů, optické vlastnosti tenkých vrstev, příprava nanopartikulárních látek.

Práce na projektech za posledních 5 let
Odpovědný řešitel projektu GAČR (č.106/08/1092) a TaRP 2005 č. RP MŠMT 750 1a. Člen řešitelských kolektivů v dalších projektech (FRVŠ, AV ČR, MŠMT, OP VaVpI).

Publikační činnost
Autor nebo spoluautor více než 80 publikovaných prací, z nichž je 25 publikací v impaktovaných časopisech. V databázi ISI Web of Knowledge 41 citací (bez autocitací).

Pedagogická činnost
Garant a školitel oboru DS Aplikovaná fyzika, HGF VŠB-TU Ostrava. Kromě přednášek a cvičení ve standardních kurzech fyziky, zavedení předmětů a přednášek v předmětech DS: Fyzika pevných látek I - Struktura pevných látek, Fyzika pevných látek II - Mechanické vlastnosti pevných látek, Teorie pevných látek, Termodynamika kovů a slitin.