



# VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

## FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

## ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

# NÁVRH ZOBRAZOVACÍHO SPEKTROFOTOMETRU PRO SPEKTRÁLNÍ OBLAST 200–700 NM

DESIGN OF AN IMAGING SPECTROPHOTOMETER FOR THE SPECTRAL RANGE 200-700 NM.  
VERIFICATION OF THE DESIGN IN A LABORATORY SET-UP OF THE INSTRUMENT

## BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

## AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Matěj Doležal

## VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

prof. RNDr. Miloslav Ohlídal, CSc.

BRNO 2023



## Zadání bakalářské práce

Ústav: Ústav fyzikálního inženýrství  
Student: **Matěj Doležal**  
Studijní program: Základy strojního inženýrství  
Studijní obor: Základy strojního inženýrství  
Vedoucí práce: **prof. RNDr. Miloslav Ohlídal, CSc.**  
Akademický rok: 2022/23

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

### Návrh zobrazovacího spektrofotometru pro spektrální oblast 200–700 nm

#### Stručná charakteristika problematiky úkolu:

V Laboratoři koherenční optiky (LCO) ÚFI FSI VUT v Brně se k analýze optických vlastností tenkých vrstev pro optický průmysl úspěšně používá zde postavený zobrazovací spektroskopický reflektometr pracující ve spektrálním rozsahu 280–700 nm. Principem tohoto přístroje je zpracování map spektrálních závislostí lokálních odrazivostí vrstvy v obrazu vrstvy. Výsledky měření tímto přístrojem jsou pod mezí vlnových délek 300 nm značně zatížené šumem a vyžadují neúměrně dlouhé expoziční doby detektoru. Jelikož optické vlastnosti tenkých vrstev se projevují nejvýrazněji v ultrafialové oblasti spektra, rozšíření výše uvedeného spektrálního rozsahu na 200–700 nm při kvalitním, rychlém měření a současně při rozšíření měření o možnost získávat data ze zobrazení studované tenké vrstvy v reflexním i transmisním módu by přineslo výrazné zlepšení možností charakterizace tenkých vrstev v LCO.

#### Cíle bakalářské práce:

1. Návrh sestavy zobrazovacího spektrofotometru pro spektrální oblast 200–700 nm v reflexním i transmisním módu.
2. Ověření funkčnosti tohoto návrhu v laboratorním modelu (sestavě) přístroje.

#### Seznam doporučené literatury:

STENZEL, O. and OHLÍDAL, M. (Eds.), Optical Characterization of Thin Films, Cham, Springer International Publishing AG, 2018, 462 s. ISBN 978-3-319-75324-9

GLÉZL, Š., KAMARÁD, J., SLIMÁK, I.: Presná mechanika, Bratislava, Alfa, 1992.

Termín odevzdání bakalářské práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2022/23

V Brně, dne

L. S.

---

prof. RNDr. Tomáš Šíkola, CSc.  
ředitel ústavu

---

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

## **Klíčová slova:**

Zobrazovací spektrofotometrie, reflexní optika, tenké vrstvy, měření odrazivosti a propustnosti, úhel dopadu blízký  $90^\circ$ , spektrální rozsah 200–700 nm.

## **Keywords:**

Imaging spectrophotometry, reflective optics, thin films, measurement of reflectance and transmittance, near perpendicular angle of incidence, spectral range 200–700 nm.

DOLEŽAL, Matěj. *Návrh zobrazovacího spektrofotometru pro spektrální oblast 200–700 nm* [online]. Brno, 2023 [cit. 2023-05-26]. Dostupné z: <https://www.vut.cz/studenti/zav-prace/detail/149806>. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství. Vedoucí práce Miloslav Ohlidal.

## **ABSTRAKT**

Práce je věnována návrhu a realizaci laboratorní sestavy zobrazovacího spektrofotometru pro spektrální oblast 200–700 nm. V úvodní části práce je proveden rozbor fyzikálních jevů a veličin je popisujících, které jsou důležité pro řešení zadané úlohy. Je provedena rešerše zobrazovacích spektrofotometrů, které byly v minulosti realizovány na Ústavu fyzikálního inženýrství VUT v Brně. Pozornost byla věnována zejména funkci a sestavě těchto přístrojů. Podstatná část práce se týká návrhu zobrazovacího spektrofotometru s úhlem dopadu světelného svazku na vzorek blízkým  $90^\circ$ , který by umožňoval měření v reflexním i transmisním módu. Je proveden rozbor jevů, které ovlivňují funkci daného spektrofotometru. Na základě tohoto rozboru je proveden návrh testovací sestavy přístroje. Následně je detailně popsána jeho realizace včetně postupu sestavení daného spektrofotometru. Dále je provedeno seřízení přístroje a současně jsou formulovány možnosti zlepšení kvality zobrazení. Poté je provedeno testovací měření tenké vrstvy připravené technologií plasma jet. V závěru jsou shrnuty dosažené výsledky a naznačeny cesty k možnému zlepšení funkčního zobrazovacího spektrofotometru.

## **ABSTRACT**

The bachelor thesis is devoted to the design and realization of laboratory setup of an imaging spectrophotometer for the spectral range 200–700 nm. In the introductory part of the thesis, an analysis of physical phenomena and quantities describing them is carried out which are important the given task solution. Research is made for imaging spectrophotometers that were implemented at the Institute of Physical Engineering BUT in the past. Attention was paid to the function and assembly of these devices. A substantial part of the work concerns the design of an imaging spectrophotometer with an angle of incidence of the light beam on the sample close to  $90^\circ$ , which would enable measurement in reflection and transmission mode. An analysis of the phenomena that influence the function of the given spectrophotometer is carried out. Based on this analysis, the design of the test set of the device is carried out. Subsequently, its implementation is described in detail, including the assembly procedure of the given spectrophotometer. Furthermore, the device is adjusted and, simultaneously, possibilities for improving the display quality are formulated. Then a test measurement of the thin layer prepared by plasma jet technology is performed. In the conclusion, the achieved results are summarized and ways to possible improvement of the functional imaging spectrophotometer are indicated.

Prohlašuji, že jsem předloženou bakalářskou práci vypracoval samostatně za odborného vedení Prof. RNDr. Miloslava Ohlídala, CSc. Dále prohlašuji, že všechny podklady, ze kterých jsem čerpal jsou uvedeny v seznamu použité literatury.

Matěj Doležal





Tímto bych chtěl poděkovat Ing. Václavovi Šulcovi za pomoc a cenné rady v laboratoři, za podněty k vylepšení, za odbornou diskusi a debatu nad fyzikálními problémy, a důležitou podporu. Dále bych chtěl poděkovat svému vedoucímu Prof. RNDr. Miloslavovi Ohlídaloovi, CSc. za odborné vedení, konzultace, a podporu k samostudiu některých fyzikálních problémů. Rád bych vyjádřil poděkování svým rodičům za jejich neustálou podporu během studia.



# OBSAH

1	ÚVOD.....	4
2	TEORETICKÝ ZÁKLAD .....	5
2.1	VLNOVÁ ROVNICE .....	6
2.2	ZÁKONY ODRAZU A LOMU .....	8
2.2.1	Disperze.....	9
2.3	FRESNELOVY KOEFICIENTY .....	10
2.3.1	Brewsterův zákon .....	11
2.3.2	Úplný odraz .....	12
2.4	ABSORPCE SVĚTLA.....	13
2.4.1	Absorpce světla ve sklech .....	13
2.5	INTENZITA SVĚTLA.....	14
2.5.1	Extinkční koeficient.....	15
2.6	INTERFERENCE SVĚTLA .....	16
2.6.1	Fázový a dráhový rozdíl.....	18
2.6.2	Interference na tenké vrstvě .....	18
2.6.3	Klínová vrstva.....	20
2.7	MNOHOSVAZKOVÁ INTERFERENCE .....	22
2.8	ZOBRAZOVACÍ OPTIKA .....	24
2.8.1	Zobrazení tenkou spojnou čočkou.....	24
2.8.2	Zobrazení parabolickým zrcadlem .....	25
3	REŠERŠE STÁVAJÍCÍCH PŘÍSTROJŮ.....	27
3.1	SPEKTROFOTOMETR .....	27
3.2	PRINCIP ZOBRAZOVACÍ SPEKTROSKOPICKÉ REFLEKTOMETRIE.....	28
3.2.1	Zpracování signálu zobrazovací spektroskopické reflektometrie ....	28
3.2.2	„Single-pixel“ metoda.....	29
3.2.3	„Multi-pixel“ metoda .....	30
3.3	KOMPONENTY ZOBRAZOVACÍHO SPEKTROSKOPICKÉHO REFLEKTOMETRU .....	30
3.3.1	Lampa.....	31

3.3.2	Monochromátor .....	32
3.3.3	Dělič svazku .....	33
3.4	ZOBRAZOVACÍ SPEKTROSKOPICKÝ REFLEKTOMETR S ROZŠÍŘENÝM SPEKTRÁLNÍM ROZSAHEM (ISRWS).....	35
3.5	ZOBRAZOVACÍ SPEKTROSKOPICKÝ REFLEKTOMETR S VYŠŠÍM LATERÁLNÍM ROZLIŠENÍM (ISRER) .....	36
4	NÁVRH ZOBRAZOVACÍHO SPEKTRFOTOMETRU S ÚHLEM DOPADU NA VZOREK BLÍZKÝM DOPADU KOLMÉMU.....	39
4.1	MOŽNOST MĚŘENÍ PROPUSTNOSTI.....	39
4.2	PROBLEMATIKA POSUVU SVAZKU PŘI PRŮCHODU SVĚTLA VZORKEM .....	40
4.3	PROBLEMATIKA HLOUBKY OSTROSTI PŘI NEKOLMÉM DOPADU .....	41
4.4	NÁVRH TESTOVACÍ SESTAVY PŘÍSTROJE.....	42
4.5	REALIZACE TESTOVACÍ SESTAVY PŘÍSTROJE.....	43
4.5.1	Přístrojová deska.....	44
4.5.2	Požadavky na parametry zobrazení vzorku .....	44
4.5.3	Rozmístění komponent přístroje a úhel dopadu na vzorek .....	45
4.6	KOMPONENTY PŘÍSTROJE.....	47
4.6.1	Zrcadla.....	48
4.6.2	Kamera .....	48
4.6.3	Monochromátor s lampou .....	48
4.6.4	Stolek pro uchycení SMA koncovky .....	49
4.6.5	Stolek pro uchycení vzorku.....	49
4.6.6	Stolek pro kameru.....	50
4.6.7	Stolek pro změnu transmisní a reflexní větve.....	51
4.7	POSTUP SESTAVENÍ PŘÍSTROJE .....	52
4.7.1	Sestavení reflexní větve .....	53
4.7.2	Sestavení transmisní větve .....	53
4.7.3	Ukázka finální sestavy přístroje s úhlem dopadu na vzorek blízkým dopadu kolmému.....	54

4.8	SEŘÍZENÍ PŘÍSTROJE.....	55
4.8.1	Možnosti pro zdokonalení kvality zobrazení.....	56
5	TESTOVACÍ MĚŘENÍ.....	57
5.1	Měření tenké vrstvy .....	59
6	ZÁVĚR.....	62
7	SEZNAM POUŽITÝCH SYMBOLŮ A ZKRATEK .....	64
8	CITOVANÁ LITERATURA.....	68

# 1 ÚVOD

Studium tenkých vrstev pro optické aplikace má v dnešní době široké uplatnění. Jedná se o tenké vrstvy nanesené různými metodami na substrát, které pomáhají zlepšovat optické, mechanické, termodynamické či jiné vlastnosti součástí pro nejrůznější vědní a průmyslové aplikace. Nedestruktivní metody analýzy těchto vrstev jsou založeny na měření výsledků interakce elektromagnetického záření se zmíněnými vrstvami. Vlnová (nebo také fyzikální) optika vychází z představy světla jako elektromagnetického vlnění o kratší vlnové délce ve srovnání s rádiovými vlnami či mikrovlnami. Šíření elektromagnetických vln lze popsat vlnovou rovnicí, kterou lze odvodit z Maxwellových rovnic [1].

Metody, které jsou již velmi rozvinuté pro vyhodnocování tenkých vrstev jsou založeny na měření intenzity odraženého či prošlého světla (fotometrické metody), nebo na měření změny polarizace světla při interakci (např. spektroskopická elipsometrie s proměnným úhlem dopadu – VASE (*variable Angle Spectroscopic Ellipsometry*)) [2]. Těmito metodami lze určit nejen optické konstanty, které charakterizují určitou vrstvu, ale např. i tloušťku. Nevýhoda těchto technik však spočívá ve velikosti zkoumané oblasti vzorku, která je relativně velmi malá. Pro prozkoumání větší plochy je možné skenovat s dostatečně malým krokem, tato metoda je však časově velmi náročná.

Existuje však řešení v podobě zobrazovací spektroskopické reflektometrie (ISR, z anglického *Imaging Spectroscopic Reflectometry*), které dosahuje dostatečného laterálního rozlišení, a to pomocí zobrazení povrchu vzorku na čip kamery. Toto zobrazení můžeme získat jak z odraženého nebo z prošlého vlnění. Nejlepším způsobem je ovšem kombinace obou možností.

Na Ústavu fyzikálního inženýrství (ÚFI) Vysokého učení technického v Brně již byla rozvinuta technika ISR používající zobrazení povrchu studovaného vzorku (získaného pomocí sférického zrcadla) na čip CCD kamery. Tato metoda slouží primárně k určování lokálních optických parametrů jako jsou lokální index lomu, lokální odrazivost, lokální extinkční koeficient a lokální tloušťka.

Motivací předkládané práce je prozkoumat možnost přidat k měření lokální odrazivosti (ISR) i měření lokální propustnosti u stejného vzorku tenké vrstvy, a to ve spektrálním rozsahu 200–700 nm s použitím reflexní optiky. Použití reflexní optiky je motivováno skutečností, že běžná refraktivní optika vykazuje v UV oblasti silnou absorpci.

Veškeré elektromagnetické záření budeme pro jednoduchost označovat za světlo.

## 2 TEORETICKÝ ZÁKLAD

Fyzikální optika, jejíž součástí je i zobrazovací spektroskopická reflektometrie, vychází z představy světla jako elektromagnetického vlnění o krátké vlnové délce. Z Maxwellových rovnic v diferenciálním tvaru lze odvodit rovnici popisující šíření elektromagnetických vln.

Z Gaussovy věty elektrostatiky dostaneme:

$$\operatorname{div} \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \rho_Q(\mathbf{r}, t) \quad (2.1)$$

Kde  $\mathbf{D} \equiv \varepsilon_0 \mathbf{E} + \varepsilon_0 \mathbf{P}(\mathbf{E}) = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} = \varepsilon \mathbf{E}$ , je vektor elektrické indukce. Tuto rovnici můžeme přepsat na:

$$\operatorname{div} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{\rho_Q(\mathbf{r}, t)}{\varepsilon} \quad (2.2)$$

Platí, že permitivita  $\varepsilon$  je rovna ve vakuu  $\varepsilon_0$ .

Tato rovnice nám říká, že zdroje elektrického pole jsou tam, kde jsou elektrické náboje. Jinými slovy, jedná se typ elektrického pole označeného jako pole zřídlové [3].

Druhou divergenční rovnicí je rovnice vycházející z Gaussovy věty magnetostatiky:

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (2.3)$$

Tato rovnice nám říká, že neexistuje žádný magnetický monopól, ze kterého by vyvěraly magnetické siločáry. Magnetické siločáry tedy každým místem pouze procházejí, něho vyvěrají [4]. Siločárou označujeme křivku, ke které je v daném místě vektor  $\mathbf{B}$  tečnou.

Třetí Maxwellovou rovnicí je rovnice vycházející z Faradayova indukčního zákona:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.4)$$

Tato rovnice nám říká, že vír elektrického pole vznikne všude tam, kde se mění magnetické pole s časem. Tento typ elektrického pole můžeme charakterizovat jako pole vírové, jehož siločáry jsou uzavřenými křivkami.

Čtvrtou a poslední rovnicí uzavírající popis elektromagnetického pole, je rovnice vycházející z Ampérova zákona:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j}_Q + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.5)$$

Kde  $\mathbf{H}$  je intenzita magnetického pole,  $\mathbf{D}$  je elektrická indukce a  $\mathbf{j}_Q$  je vektor hustoty elektrického proudu vyvolaného pohybem nábojů [3]. Tato rovnice nám říká, že vír magnetického pole vznikne tam, kde teče elektrický proud, nebo tam, kde se mění elektrické pole s časem.

## 2.1 VLNOVÁ ROVNICE

Jelikož se jedná o vlnovou optiku (resp. elektromagnetickou optiku), je dobré na tomto místě elektromagnetickou vlnu a vlnovou rovnici zavést. Bude se nám to hodit při odvozování dalších parametrů této úlohy.

Ve vakuu uvažujeme následující vlastnosti:

$$\text{hustota náboje je nulová: } \rho_Q = 0$$

$$\text{proudová hustota je nulová: } \mathbf{j}_Q = 0$$

$$\text{elektrická indukce: } \mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E}$$

$$\text{magnetická indukce: } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$$

Potom můžeme přepsat Maxwellovy rovnice do tvaru:

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (2.1.1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 0 \quad (2.1.2)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1.3)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.1.4)$$

Pokud provedeme parciální derivaci rovnice (2.1.4) a dosadíme do ní z rovnice (2.1.3)  $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\operatorname{rot} \mathbf{E}$ , dostaneme rovnici:

$$-\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.1.5)$$

Pomocí znalostí vektorových identit dokážeme rovnici (2.1.5) přepsat na:

$$-(\operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{E} - \Delta \mathbf{E}) = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.1.6)$$

Z matematiky víme, že:  $\operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{E} = 0$ , takže nám zbude:

$$\Delta \mathbf{E} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.1.7)$$

Rychlost světla ve vakuu se rovná převrácené hodnotě odmocniny z permitivity a permeability vakua:  $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ , proto můžeme použít:  $\varepsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}$ . Použijeme-li D'Alambertův vlnový operátor, který je definovaný jako:  $\square = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}$ , kde za  $v^2$  dosadíme  $c^2$ , stačí nám už jenom převést pravou stranu rovnice (2.1.7) na levou stranu, zapůsobit operátorem  $\square$  a výsledkem je vlnová rovnice:

$$\square \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad (2.1.8)$$

Elektrické pole tedy splňuje vlnovou rovnici.



Podobným způsobem lze dokázat, že i magnetické pole splňuje vlnovou rovnici:

$$\square \mathbf{B} = 0 \quad (2.1.9)$$

Pokud použijeme Fourierovu transformaci:  $\Delta = -k^2$ ,  $\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$ , kterou aplikujeme např. na rovnici (2.1.7), dostaneme:

$$[-k^2 - \varepsilon_0 \mu_0 (-i\omega)^2] \mathbf{E} = 0 \quad (2.1.10)$$

Z této rovnice se dá jednoduše dopočítat úhlová frekvence  $\omega$ :

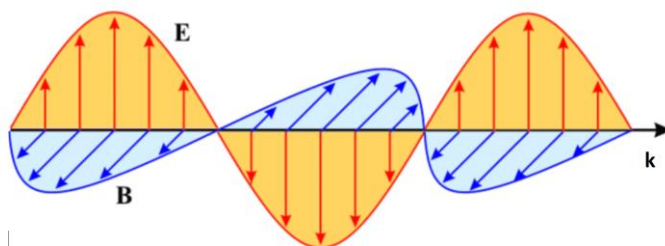
$$\omega = \frac{k}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \quad (2.1.11)$$

Z toho plyne, že úhlová frekvence je konstantní, takže se znalostí:

$$v_f = \frac{\omega}{k}, v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (2.1.12)$$

Víme, že  $v_f = v_g = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = c_0$ , tedy fázová i grupová rychlost jsou pro vlnu procházející vakuem rovny rychlosti světla ve vakuu. Pro upřesnění, grupovou rychlostí se šíří informace, nikoliv fázovou rychlostí. Ta může být dokonce i nadsvětelná.

Elektromagnetické vlnění ve vakuu je příčné vlnění, vektory  $\mathbf{E}$  a  $\mathbf{B}$  kmitají kolmo na vlnový vektor  $\mathbf{k}$ . Toto vlnění je tedy složeno z magnetické a elektrické složky, které jsou na sebe navzájem kolmé. To se dá vyjádřit pomocí vztahu  $\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega \mathbf{B}$ , znázorněno na (Obr. 2.1-1).



Obr. 2.1-1: Elektromagnetická vlna [5]

V kvantovém pohledu je elektromagnetické vlnění složeno z mnoha kvant – fotonů. Elektromagnetická vlna může být polarizovaná, kdy vektory  $\mathbf{E}$  kmitají v rovině polarizace, nebo nepolarizovaná, kdy směry vektorů  $\mathbf{E}$  leží současně v mnoha rovinách. Rovinou vlnou rozumíme vlnu, jejíž fáze je konstantní v rovině. Tedy skalární součet  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}$  (jak bude ukázáno vzápětí) tvoří rovinu. Monochromatické vlně pak přísluší jen 1 vlnová délka.

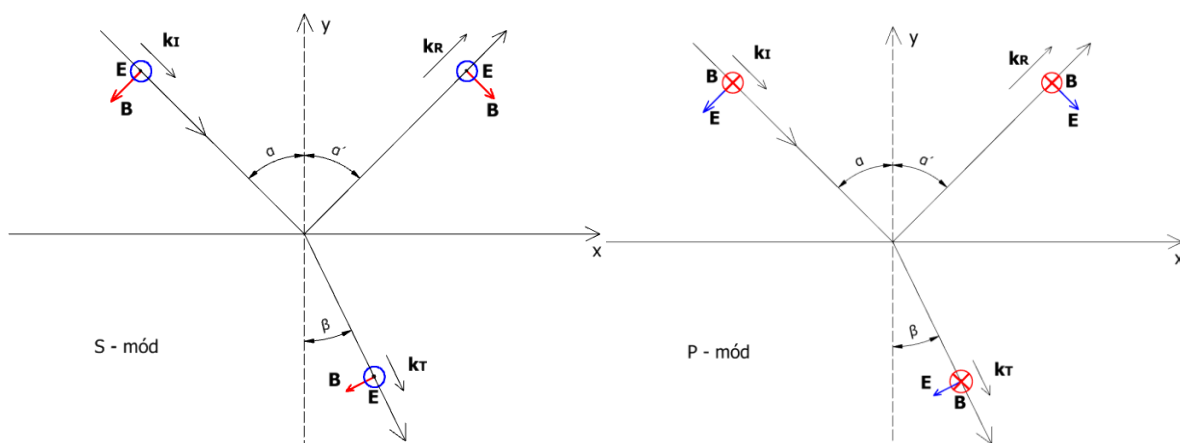
I když je tato vlna velmi idealizovaná (je vyrobitelná v laboratorních podmínkách), přesto se nám vyplatí s touto vlnou pracovat, jelikož díky Fourierově transformaci jsme schopni složit jakoukoliv obecnou vlnu pouze pomocí rovinných vln [4]. Elektromagnetická rovinná vlna se dá napsat jako:

$$\boldsymbol{\psi}(t, \mathbf{x}) = \tilde{\mathbf{A}}_0 e^{i[\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t]} \quad (2.1.13)$$

Tato vlna je pro upřesnění možným řešením vlnové rovnice (2.1.7), kde  $\tilde{\mathbf{A}}_0 = \tilde{\mathbf{E}}_0$ , je komplexní amplituda, kdy  $\tilde{\mathbf{A}}_0 = A_0 e^{i\varphi}$ , kde  $\varphi$  je fáze vlny a  $A_0$  je reálná amplituda.

## 2.2 ZÁKONY ODRAZU A LOMU

Odvození zákona odrazu a lomu plyne mimo jiné z Maxwellových rovnic. Pomocí rovnice  $\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega \mathbf{B}$  lze odvodit orientaci jednotlivých vektorů v elektromagnetické vlně. Na (Obr. 2.2-1), je znázorněná S-polarizace (z anglického *stick*), kde vektor intenzity elektrického pole míří směrem k nám, resp. „propichuje“ rovinu papíru [4]. V druhém případě (Obr. 2.2-1b)) znázorňuje P-polarizaci (*parallel*), kde vektor magnetické indukce míří směrem od nás. Vlnový vektor paprsku dopadajícího na rozhraní je označen jako  $\mathbf{k}_I$  (*incident*), odraženého paprsku  $\mathbf{k}_R$  (*reflected*) a paprsku prošlého rozhraním  $\mathbf{k}_T$  (*transmitted*) [6]. Úhel  $\alpha$  je úhel dopadu od kolmice k rovině dopadu, úhel  $\alpha'$  je úhel odrazu, a  $\beta$  je úhel dopadu ke kolmici k rovině dopadu. Rovina dopadu je rovina  $z = 0$ , osa  $z$  míří směrem k nám.



Obr. 2.2-1: vlna s S-polarizací

Obr. 2.2-1 b): vlna s P-polarizací

Vlnové vektory z (Obr. 2.2-1), mají složky:

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_I &= (k_I \sin \alpha, -k_I \cos \alpha, 0); \\ \mathbf{k}_R &= (k_R \sin \alpha', k_R \cos \alpha', 0); \\ \mathbf{k}_T &= (k_T \sin \beta, -k_T \cos \beta, 0) \end{aligned} \quad (2.2.1)$$

Podmínka na rozhraní: tečné složky pole jsou spojité

$$\mathbf{E}_{0I} e^{i(k_I x - \omega_I t)} + \mathbf{E}_{0R} e^{i(k_R x - \omega_R t)} = \mathbf{E}_{0T} e^{i(k_T x - \omega_T t)} \quad (2.2.2)$$

Pokud si uděláme kolmé projekce těchto vektorů do osy  $x$ , na rozhraní ( $y=0$ ), můžeme rovnici (2.2.2) zapsat jako:

$$E_{0I} e^{i(k_I x \sin \alpha - \omega_I t)} + E_{0R} e^{i(k_R x \sin \alpha' - \omega_R t)} = E_{0T} e^{i(k_T x \sin \beta - \omega_T t)} \quad (2.2.3)$$

Aby tato rovnice platila, musí být exponenty jednotlivých výrazů stejné. Lze tedy napsat:

$$\omega_I = \omega_R = \omega_T \quad (2.2.4)$$

$$k_I \sin \alpha = k_R \sin \alpha' = k_T \sin \beta \quad (2.2.5)$$

Pomocí vztahu (2.1.12) můžeme napsat:

$$\frac{\omega}{v_\alpha} \sin \alpha = \frac{\omega}{v_\alpha} \sin \alpha' = \frac{\omega}{v_\beta} \sin \beta \quad (2.2.6)$$

Z rovnice (2.2.6) můžeme vykrátit  $\omega$ . Z první a druhé části dostaneme:

$$\begin{aligned} \sin\alpha &= \sin\alpha'; \\ \alpha' &= \alpha \end{aligned} \quad (2.2.7)$$

Zde jsme dostali poměrně zřejmou informaci, že úhel dopadu je stejný, jako úhel odrazu. Porovnáním první a třetí části rovnice (2.2.6) však dostaneme:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{v_\alpha}{v_\beta} \quad (2.2.8)$$

Index lomu je definovaný jako:  $n \equiv \frac{c}{v_f}$ , kde  $c$  je rychlost světla ve vakuu a  $v_f$  je fázová rychlost světla v daném prostředí. Rovnici (2.2.8) tedy můžeme přepsat na:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_\beta}{n_\alpha} \quad (2.2.9)$$

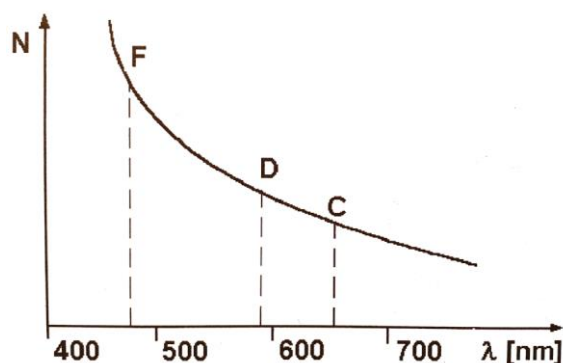
Výsledná rovnice se nazývá Snellův zákon. Díky ní jsme schopni dopočítat absolutní index lomu, známe-li úhly, pod kterými se paprsek láme. Naopak, známe-li indexy lomu, můžeme dopočítat úhly. Na obrázku (Obr. 2.2-1) dochází k lomu ke komici – tedy na opticky hustším prostředí. Index lomu  $n_\beta > n_\alpha$ .

## 2.2.1 Disperze

Index lomu látky závisí i na vlnové délce světla  $n = n(\lambda)$ . Tato závislost se dá aproximovat mnoha výrazy, kdy velmi přesný je např. Sellmeierův vztah [1].

$$n^2(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2 - C} - D\lambda^2 \quad (2.2.10)$$

Kde konstanty A, B, C, D jsou pro různé materiály charakteristické.



Obr. 2.2-2: Závislost indexu lomu na vlnové délce [1]

Tento jev je velmi podstatný např. i v mé úloze, protože při použití refraktivní optiky v zobrazovacím spektroskopickém reflektometru je nutné tento jev eliminovat. Což je relativně obtížné.

## 2.3 FRESNELOVY KOEFICIENTY

Detailnější popis chování světla na rozhraní dvou prostředí nám dávají vztahy pro koeficienty odrazu a průchodu obou základních polarizací znázorněných na (Obr. 2.2-1) pro S-polarizaci a pro P-polarizaci [6].

Předpokládejme, že obě prostředí jsou nemagnetická (což platí pro většinu prostředí průhledných pro světlo), homogenní a izotropní. Navíc předpokládejme, že v rozhraní netečou žádné proudy. Potom elektrické pole  $\mathbf{E}$  a rovněž magnetické pole  $\mathbf{B}$  mají spojitě tečné složky v rozhraní. Také již víme, že  $\alpha = \alpha'$ . Nyní můžeme napsat podmínky spojitosti tečných složek obou polí  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  např. pro S-polarizaci vlny z (Obr. 2.2-1) [6].

$$E_I + E_R = E_T \quad (2.3.1)$$

$$-B_I \cos \alpha + B_R \cos \alpha = -B_T \cos \beta \quad (2.3.2)$$

Rovnice (2.3.2) je tvořena průměty vektorů magnetické indukce do osy x. Podle vztahu  $\frac{E}{B} = v_f$ ,  $n = \frac{c}{v_f}$  víme, že:

$$B = \frac{E}{c} n \quad (2.3.3)$$

A rovnici (2.3.2) můžeme přepsat na:

$$-E_I n_\alpha \cos \alpha + E_R n_\alpha \cos \alpha = -E_T n_\beta \cos \beta \quad (2.3.4)$$

Koeficient pro odraz  $r_s$  pro S-polarizaci, a  $r_p$  pro P-polarizaci, je definován jako podíl komplexních amplitud obou složek elektromagnetické vlny odražené od rozhraní a vlny na rozhraní dopadající. Podobně tak koeficient pro průchod  $t_s$  a  $t_p$  je definován jako podíl komplexních amplitudy vlny rozhraním prošlé k vlně dopadající. Všechny tyto koeficienty tedy

$$r = \frac{E_R}{E_I} \quad (2.3.5)$$

$$t = \frac{E_T}{E_I} \quad (2.3.6)$$

teoreticky mohou dosahovat čísla  $\langle 0,1 \rangle$ .

Z rovnic (2.3.1) a (2.3.4) můžeme algebraickými úpravami s užitím součtových vzorců, zákona odrazu a Snellova zákona (2.2.9) získat Fresnelův koeficient pro odraz pro S-polarizaci.

$$r_s = -\frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \quad (2.3.7)$$

Podobným způsobem lze odvodit všechny ostatní Fresnelovy koeficienty pro odraz a průchod.

$$t_s = \frac{2 \sin \beta \cos \alpha}{\sin(\alpha + \beta)} \quad (2.3.8)$$

$$r_p = \frac{t g(\alpha - \beta)}{t g(\alpha + \beta)} \quad (2.3.9)$$

$$t_p = \frac{2 \sin \beta \cos \alpha}{\sin(\alpha + \beta) \cos(\alpha - \beta)} \quad (2.3.10)$$

Z těchto rovnic můžeme zjistit, že pokud  $\alpha > \beta$ , potom  $r_{s,p} < 0$  a pokud  $\alpha < \beta$ , potom  $r_{s,p} > 0$ . To implikuje poměrně důležitou věc, že pokud dochází k lomu ke kolmici (čili lom na opticky hustším prostředí), odražená vlna bude mít opačnou fázi. Proto vychází  $r_{s,p} < 0$ .

Pokud ale dojde k lomu od kolmice (na opticky řidším prostředí), odražený paprsek bude ve fázi s paprskem dopadajícím. Tedy  $r_{s,p} > 0$ .

Vztahy pro Fresnelovy koeficienty v sobě nesou mnoho informací o chování jednotlivých polarizací vlnění [6]. Nejčastěji nás však zajímá energetická bilance při odrazu a lomu elektromagnetické vlny. Víme, že hustota energie je úměrná kvadrátu polí:

$$w = \frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \frac{1}{2} \mathbf{H} \cdot \mathbf{B}.$$

Odrzivost  $R$  tedy bude podílem kvadrátů amplitud pole odraženého a pole dopadajícího a funkcemi dopadajících úhlů (vlna může dopadat pod obecným prostorovým úhlem).

$$R = \frac{E_R^2 f(\varphi, \theta)}{E_I^2 f(\varphi, \theta)} \quad (2.3.11)$$

Ze znalosti  $\alpha = \alpha'$  však víme, že obě tyto funkce jsou stejné. Vztahy pro Fresnelovy koeficienty pro odraz a průchod však již známe, proto:

$$R = \frac{E_R^2}{E_I^2} = r^2 \quad (2.3.12)$$

Pro propustnost  $T$  jsou však již úhly dopadu a lomu odlišné. To by vedlo na poměrně dosti složité geometrické odvozování. My však můžeme využít zákona zachování energie, kdy součet odrazivosti a propustnosti musí být roven 1. [1] [3]

$$T = \frac{E_T^2 f(\varphi_\beta, \theta_\beta)}{E_I^2 f(\varphi_\alpha, \theta_\alpha)} = 1 - R \quad (2.3.13)$$

Výsledkem jsou tedy vztahy pro odrazivost a propustnost z hlediska energií:

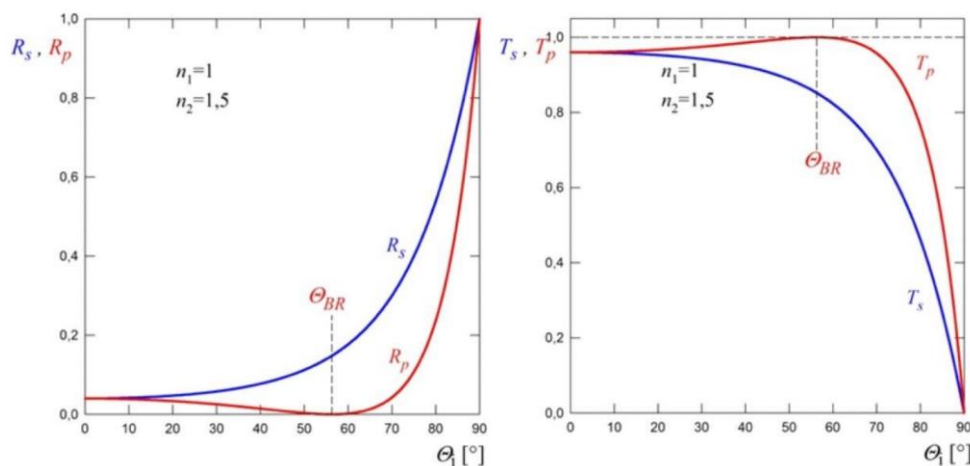
$$R_s = \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)} \quad (2.3.14)$$

$$T_s = 1 - R_s \quad (2.3.15)$$

$$R_p = \frac{\tan^2(\alpha - \beta)}{\tan^2(\alpha + \beta)} \quad (2.3.16)$$

$$T_p = 1 - R_p \quad (2.3.17)$$

### 2.3.1 Brewsterův zákon



Obr. 2.3-1: Závislosti odrazivosti  $R$  a propustnosti  $T$  na úhlu dopadu pro případ rozhraní vzduch ( $n_1 = 1$ ) a sklo ( $n_2 = 1,5$ ) [3].

Z obrázku (Obr. 2.3-1) lze vidět, že pro určitý úhel (Brewsterův úhel) vymizí P-polarizace, tudíž odražené světlo bude tvořeno pouze S-polarizací. Tedy odražené světlo je lineárně polarizované, čehož se využívá u jednoduchých polarizátorů. S tímto jevem se můžeme setkat např. u odrazů od vodní hladiny. Díky tomu, že odražené „ostré“ světlo je do určité míry polarizované, stačí nám např. při fotografování mřížkový polarizační filtr, který zeslabí právě S polarizaci a bez veliké ztráty jasu zbylé scény odstraní nepříjemné světlo z vodní hladiny.

Z rovnice (2.3.16) je vidět, že odrazivost  $R_p$  je nulová pro argument funkce tangens ve jmenovateli rovný  $90^\circ$ . Proto platí  $\alpha + \beta = 90^\circ$ , tj.  $\beta = 90^\circ - \alpha$  a  $\sin(90^\circ - \alpha) = \cos \alpha$ . Potom se Snellův zákon dá přepsat následujícím způsobem:

$$\frac{n_\beta}{n_\alpha} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \operatorname{tg} \alpha_B \quad (2.3.18)$$

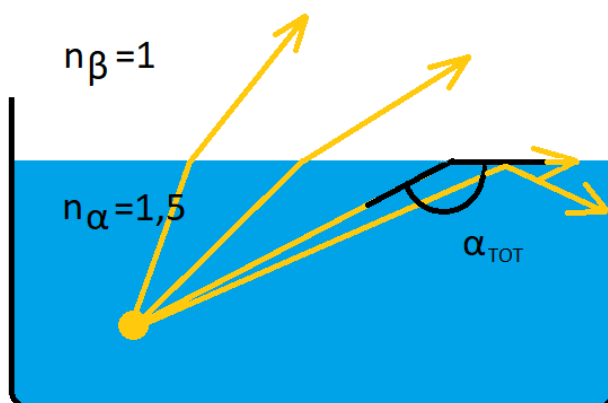
To je Brewsterův zákon, kde  $\alpha_B$  se nazývá Brewsterův úhel.

## 2.3.2 Úplný odraz

Při průchodu světla z opticky hustšího do opticky řidšího prostředí se při zvětšování úhlu dopadu paprsek láme čím dál více od kolmice, až dojde k úplnému odrazu (totální reflexe). Toho se využívá např. v optických vláknech. Mezní úhel dopadu  $\alpha_{TOT}$ , při kterém se elektromagnetická vlna šíří podél rozhraní ( $\beta = 90^\circ$ ). Jakýkoliv větší úhel dopadu již způsobí totální odraz (Obr. ). Ze Snellova zákona potom plyne:

$$\frac{\sin \alpha_{TOT}}{\sin(90^\circ)} = \frac{\sin \alpha_{TOT}}{1} = \frac{n_\beta}{n_\alpha} \quad (2.3.19)$$

Vlna šířící se podél rozhraní se nazývá *evanescentní* vlna. Tato vlna je exponenciálně tlumená s rostoucí vzdáleností od rozhraní. Vztah (2.3.19) je platný pouze při průchodu světla z opticky hustšího do opticky řidšího prostředí. Pro lom z opticky řidšího do opticky hustšího prostředí totální odraz nemůže nastat.



Obr. 2.3-2: Úplný odraz při přechodu světla z opticky hustšího do opticky řidšího prostředí

## 2.4 ABSORPCE SVĚTLA

Energetickou bilancí při interakci světelné vlny s rozhraním se zabývají Fresnelovy koeficienty. Při průchodu světla prostředím však také dochází ke ztrátám (absorpci) energie vlny. K popisu takovýchto ztrát se zavádí transmitance (propustnost)  $\vartheta$ , což je poměr světelného toku  $\Phi_t$  látkou prošlého ku světelnému toku dopadajícímu  $\Phi_0$ .

$$\vartheta = \frac{\Phi_t}{\Phi_0} \quad (2.4.1)$$

Zajímejme se nyní pouze ztrátami při vlastním průchodu objemem látky. V tomto případě mluvíme o vnitřní transmitanci  $\vartheta_i$ . Veličina  $(1 - \vartheta_i)$  se nazývá absorptance.

Prochází-li monochromatické světlo vrstvou homogenní látky, jako je např. sklo, klesá vnitřní transmitance s tloušťkou vrstvy  $l$ . Dle Lambertova zákona:

$$\vartheta_i = 10^{-\kappa l} = e^{-\kappa_n l} \quad (2.4.2)$$

Kde  $\kappa$  je absorpční koeficient a  $\kappa_n$  je přirozený absorpční koeficient. Absorpční koeficient je obecně funkcí vlnové délky  $\lambda$  a fyzikálních stavů látky (teplota, tlak, ...). Úpravou rovnice (2.4.2) dostaneme:

$$\begin{aligned} \log \vartheta_i &= \log e^{-\kappa l} \\ \log \vartheta_i &= -\kappa l \end{aligned} \quad (2.4.3)$$

Záporně vzatý dekadický logaritmus transmitance je absorpance  $A$ :

$$A = -\log \vartheta_i = \kappa l \quad (2.4.4)$$

### 2.4.1 Absorpce světla ve sklech

Absorpce světla se využívá při výrobě absorpčních filtrů (např. z amorfního  $\text{SiO}_2$ ), které pracují na principu tzv. subtraktivního míchání barev. Např. filtr propouštějící modře pohlcuje žlutou a červenou složku, a propouští pouze zbylé krátkovlnné modré paprsky. Při použití filtrů nás zajímá celková propustnost  $\vartheta$ , do které vstupuje i odrazivost.

$$\vartheta \approx (1 - R)^2 \vartheta_i \quad (2.4.5)$$

Zavádíme pak pojem optická hustota prostředí  $D(\lambda)$ , což je dekadický logaritmus  $\vartheta^{-1}$ . Tedy:

$$D(\lambda) = \log\left(\frac{1}{\vartheta}\right) = -\log \vartheta = \log\left(\frac{\Phi_0}{\Phi_t}\right) \quad (2.4.6)$$

V oblasti propustnosti filtru vyplývá z Fresnelových vztahů pro kolmý dopad světla ze vzduchu na skleněný filtr s relativním indexem lomu  $n$  [1]:

$$R = \frac{(n - 1)^2}{(n + 1)^2} \quad (2.4.7)$$

Zabarvení závisí ovšem téměř výhradně na vnitřní absorpci, res. propustnosti  $\vartheta_i$  [1].

## 2.5 INTENZITA SVĚTLA

Již je nám dobře známa intenzita elektrické složky a magnetická indukce elektromagnetického pole, se kterou jsme se setkali v Maxwellových rovnicích i při dalším odvozování. Při reálném měření však na čipu CCD kamery nebo na sítnici našeho oka neregistrujeme zmíněné veličiny, ale registrujeme veličinu, která je úměrná kvadrátu modulu amplitudy elektrické složky. Ve skutečnosti tedy měříme celkovou intenzitu světla, která nám způsobí osvětlení části čipu a u lidského oka vyvolá zrakový vjem.

Čip CCD kamery totiž nedokáže zaznamenat okamžitou hodnotu intenzity elektromagnetického pole. S ohledem na jeho integrační dobu zaznamenává časovou střední hodnotu této veličiny. Intenzitu světla lze zavést pomocí Poyntingova vektoru, který je definován jako vektorový součin  $\mathbf{E}$  a  $\mathbf{H}$  [7]. Popisuje transport energie prostřednictvím elektromagnetické pole a jeho velikost je rovna plošné hustotě toku výkonu.

$$\begin{aligned}\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \\ \mathbf{S} &= \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \text{ (ve vakuu)}\end{aligned}\quad (2.5.1)$$

Jelikož známe  $\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega \mathbf{B}$ , a víme, že  $k = \frac{\omega}{c}$ , můžeme vyjádřit vztah mezi velikostmi navzájem si kolmých vektorů  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$ .

$$B = \frac{1}{c} E \quad (2.5.2)$$

Ve vakuu platí  $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ ,  $\mu = \sqrt{\mu_0 \mu_r}$ ,  $B = \mu_0 H$ , viz kapitola (2.1), potom:

$$E = c B = c \mu H = \frac{\sqrt{\mu_0 \mu_r}}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} H = Z H \quad (2.5.3)$$

Kde  $Z$  je tzv. impedance vakua. Pro rovinnou vlnu tedy můžeme napsat:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{Z} E^2(\mathbf{r}, t) \mathbf{s} \quad (2.5.4)$$

Kde  $\mathbf{s}$  je vektor směru šíření. Intenzita světla se pro obecnou elektromagnetickou vlnu definuje jako časová střední hodnota plošné hustoty toku výkonu dopadající na studovanou plochu, která je kolmá na směr šíření vln [7].

$$I(\mathbf{r}) = \langle S(\mathbf{r}, t) \rangle = \frac{1}{Z} \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} E^2(\mathbf{r}, t) dt \quad (2.5.5)$$

Intenzitu světla pro rovinnou vlnu můžeme vyjádřit pomocí komplexní amplitudy elektrického pole. V přírodě však pozorujeme pouze reálnou složku  $Re(z)$ .

Komplexní reprezentace nám je pomůckou v mezi výpočtech.

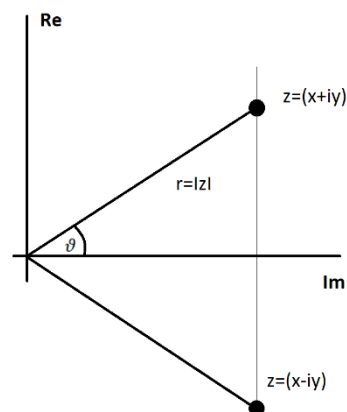
Ze znalosti Eulerova vzorce:  $e^{i\vartheta} = \cos \vartheta + i \sin \vartheta$

$$z = x + iy = r(\cos \vartheta + i \sin \vartheta) = r e^{i\vartheta}$$

$$z^* = x - iy = r(\cos \vartheta - i \sin \vartheta) = r e^{-i\vartheta}$$

$$z = Re(z) + i Im(z)$$

$$Re(z) = \frac{1}{2}(z + z^*) = \frac{1}{2}(r e^{i\vartheta} + r e^{-i\vartheta}) = r \cos \vartheta$$





$$\begin{aligned} \operatorname{Im}(z) &= \frac{1}{2i}(z - z^*) = r \sin \vartheta \\ z_1 z_2 &= r_1 r_2 e^{i(\vartheta_1 + \vartheta_2)} \end{aligned}$$

Z (2.1.13) známe rovnici pro harmonickou vlnu. Pomocí komplexních čísel můžeme zapsat reálnou složku elektromagnetické vlny jako součet komplexně sdružených vln.

$$\operatorname{Re} \mathbf{E}(t, \mathbf{x}) = \frac{1}{2} \{ \mathbf{E}_0 e^{i[\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t + \varphi]} + \mathbf{E}_0^* e^{-i[\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t + \varphi]} \} \quad (2.5.6)$$

Rozvineme-li z rovnice (2.5.5) druhou mocninu a uvážíme-li, že časové střední hodnoty funkcí  $e^{i 2 \omega t} = e^{-i 2 \omega t} = 0$ , a zavedeme-li komplexní amplitudu  $\widetilde{\mathbf{E}}_0 = \mathbf{E}_0 e^{i\varphi}$ .

$$I(\mathbf{r}) = \frac{1}{Z} \frac{1}{\Delta t} \frac{1}{4} \int \left\{ \widetilde{\mathbf{E}}_0^2 e^{i[\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t]} + \widetilde{\mathbf{E}}_0^{*2} e^{-i[\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t]} + 2 \widetilde{\mathbf{E}}_0 \cdot \widetilde{\mathbf{E}}_0^* e^{2i[\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t]} - 2i[\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t]} \right\} dt \quad (2.5.7)$$

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}) &= \frac{1}{Z} \frac{1}{\Delta t} \frac{1}{4} \left[ -2\omega t \widetilde{\mathbf{E}}_0^2 e^{2i[\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t]} + 2\omega t \widetilde{\mathbf{E}}_0^{*2} e^{-2i[\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t]} + 2 \widetilde{\mathbf{E}}_0 \cdot \widetilde{\mathbf{E}}_0^* t \right]_t^{t+\Delta t} \\ &= \frac{1}{Z} \frac{1}{\Delta t} \frac{1}{4} 2 \widetilde{\mathbf{E}}_0 \cdot \widetilde{\mathbf{E}}_0^* t \Delta t \end{aligned} \quad (2.5.8)$$

$$I = \frac{1}{2Z} \widetilde{\mathbf{E}}_0 \cdot \widetilde{\mathbf{E}}_0^* = \frac{nc_0 \varepsilon_0}{2} |\widetilde{\mathbf{E}}_0|^2 \quad (2.5.9)$$

Výsledkem je intenzita světla, kterou zaznamenáváme detektory, ale i okem. V tomto smyslu oko od detektoru odlišné není.

Intenzitu světla můžeme také vyjádřit pomocí střední časové hodnoty hustoty energie elektromagnetického pole  $\langle w \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r |\widetilde{\mathbf{E}}_0|^2$  [7].

$$I = \frac{c_0}{n} \langle w \rangle = c \langle w \rangle \quad (2.5.10)$$

## 2.5.1 Extinkční koeficient

V absorbujičím prostředí platí, že rovinná monochromatická vlna obsahuje určitý tlumící člen, což lze odvodit z Maxwellových rovnic pro dielektrikum. Tato skutečnost se dá popsat komplexní dielektrickou funkcí  $\varepsilon(\omega)$ . Pro velikost vlnového vektoru potom platí skutečnost, že

$$|\mathbf{k}| = \pm \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega)}. \quad (2.5.11)$$

Dielektrická funkce je funkce komplexní funkce, tedy  $\sqrt{\varepsilon(\omega)} = \operatorname{Re} \sqrt{\varepsilon(\omega)} + i \operatorname{Im} \sqrt{\varepsilon(\omega)}$ . Rovinná monochromatická vlna v dielektrickém prostředí, jejíž vlnový vektor  $\mathbf{k}$  uvažujeme ve směru kladné osy  $x$  pak vypadá následovně.

$$E(t, x) = E_0 e^{-\frac{\omega}{c} \operatorname{Im}(\sqrt{\varepsilon(\omega)} x)} e^{i \left[ \frac{\omega}{c} \operatorname{Re}(\sqrt{\varepsilon(\omega)} x - \omega t \right]} \quad (2.5.12)$$

Amplituda této vlny tedy exponenciálně klesá:

$$E_A = E_0 e^{-\frac{\omega}{c} \text{Im}(\sqrt{\varepsilon(\omega)} x)}. \quad (2.5.13)$$

Fáze vlny je  $\varphi = \frac{\omega}{c} \text{Re}\sqrt{\varepsilon(\omega)} x - \omega t$ . Z toho plyne, že fázovou rychlost můžeme spočítat jako:

$$v_f = \frac{dx}{dt} = \frac{d\left(\frac{\varphi + \omega t}{\frac{\omega}{c} \text{Re}\sqrt{\varepsilon(\omega)}}\right)}{dt} = \frac{c}{\text{Re}\sqrt{\varepsilon(\omega)}} = \frac{c}{n(\omega)} \quad (2.5.14)$$

Kde  $n(\omega)$  je frekvenčně závislý index lomu. Jako zobecnění tohoto indexu lomu se zavádí *komplexní index lomu*:

$$\hat{n}(\omega) \equiv \sqrt{\varepsilon(\omega)} = \text{Re}\sqrt{\varepsilon(\omega)} + i \text{Im}\sqrt{\varepsilon(\omega)} = n(\omega) + iK(\omega) \quad (2.5.15)$$

Kde  $K$  se nazývá extinkční koeficient a charakterizuje útlum vlny v prostředí. Rovnici (2.5.13) potom můžeme zapsat, jako

$$E_A = E_0 e^{-\frac{\omega}{c} Kx} \quad (2.5.16)$$

Z kapitoly (2.4) víme, že podle Lambertova zákona klesá vnitřní transmitance jako  $\vartheta_i = 10^{-\kappa l} = e^{-\kappa_n l}$ . A z kapitoly (2.5) víme, že intenzita světla je kvadrát modulu amplitudy elektrické složky elektromagnetického pole. Útlum intenzity světla lze tedy napsat takto:

$$I(x) = |E(t, x)|^2 = I(0) e^{-2\frac{\omega}{c} Kx} = I(0) \vartheta_i = I(0) e^{-\kappa_n l} \quad (2.5.17)$$

Pro absorpční koeficient tedy platí, že

$$\kappa_n = 2 \frac{\omega}{c} K(\omega) \quad (2.5.18)$$

Odvozeno podle [2], [8].

## 2.6 INTERFERENCE SVĚTLA

Již víme, že světlo, které měříme čipem kamery, detektory, či které dopadá na sítnici našich očí, můžeme chápat jako intenzitu světla. Mohlo by se však na první pohled zdát, že intenzity od více polí či světelných zdrojů se sečtou a na ploše, kam dopadá světlo, dojde ke „slití“ intenzit, které vytvoří jednoduše osvětlenou plochu na čipu kamery. Tomu tak ovšem není. Pokud superponující vlny jsou koherentní (mají stejnou fázi), vznikne interferenční jev. Z principu superpozice vyplývá [7]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) \quad (2.6.1)$$

Kde uvedené symboly značí komplexní amplitudy skládaných vln. Nemůžeme tedy napsat prostý součet jednotlivých intenzit těchto polí, tedy  $I \neq I_1 + I_2$ . Místo toho v určitých místech pozorujeme, že výsledná intenzita může být větší než prostý součet, a jinde zase naopak menší. Tento jev vedoucí k prostorové modulaci intenzity výsledného pole, se nazývá interferenční jev [7].

Nejprve budeme řešit interferenci (skládání) dvou svazků, které se překrývají v prostoru.

Nejjednodušším případ představují rovinné monochromatické vlny se stejnou frekvencí  $\omega$  a stejnou polarizací.

Z rovnice (2.1.13) můžeme napsat:

$$\mathbf{E}_1(t, \mathbf{x}) = \widetilde{\mathbf{E}}_1 e^{i[\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x}]}, \mathbf{E}_2(t, \mathbf{x}) = \widetilde{\mathbf{E}}_2 e^{i[\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x}]} \quad (2.6.2)$$

Kde  $\widetilde{\mathbf{E}}_i = \mathbf{E}_i e^{i\varphi_i}$ , je komplexní amplituda. Předpokládejme, že vektory  $\widetilde{\mathbf{E}}_1$  a  $\widetilde{\mathbf{E}}_2$  jsou rovnoběžné. Odhlédneme tedy od vektorového charakteru polí. Pomocí superpozice viz (2.6.1)

$$\begin{aligned} E &= E_1 + E_2 = e^{i\omega t} \{E_1 e^{i[\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} + \varphi_1]} + E_2 e^{i[\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \varphi_2]}\} \\ &= e^{i\omega t} E e^{i[\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x} + \varphi]} \end{aligned} \quad (2.6.3)$$

můžeme napsat:

Vynásobíme-li tuto rovnici toutéž rovnicí komplexně sdruženou, dostaneme celkovou intenzitu  $I$ , jak známe z (2.5.9). Pro jednoduchost však uvažujeme  $2Z = 1$  (v relativním způsobu měření se stejně impedance vyruší).

$$\begin{aligned} E^* e^{i[\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x} + \varphi]} E e^{-i[\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x} + \varphi]} &= E_1^* e^{i[\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} + \varphi_1]} E_1 e^{-i[\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} + \varphi_1]} \\ &+ E_2^* e^{i[\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \varphi_2]} E_2 e^{-i[\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \varphi_2]} \\ &+ E_1^* e^{i[\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} + \varphi_1]} E_2 e^{-i[\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \varphi_2]} \\ &+ E_2^* e^{i[\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \varphi_2]} E_1 e^{-i[\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} + \varphi_1]} \end{aligned} \quad (2.6.4)$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\{E_1^* e^{i[\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} + \varphi_1]} E_2 e^{i[\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \varphi_2]}\} \quad (2.6.5)$$

U intenzity nás ale zajímá pouze reálná složka. Z komplexních čísel viz. kapitola 2.5, víme:

$$z_1 z_2 = r_1 r_2 e^{i(\vartheta_1 + \vartheta_2)} = r_1 r_2 (\cos(\vartheta_1 + \vartheta_2) - i \sin(\vartheta_1 + \vartheta_2)) \quad (2.6.6)$$

Kde  $Re(z_1 z_2) = r_1 r_2 \cos(\vartheta_1 + \vartheta_2)$ .

$$2\{E_1^* E_2 e^{i[(\varphi_1 - \varphi_2) + (\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x})]}\} = 2 E_1^* E_2 e^{-i(\varphi_2 - \varphi_1)} \quad (2.6.7)$$

$$Re\{2 E_1^* E_2 e^{-i(\varphi_2 - \varphi_1)}\} = 2 E_1^* E_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (2.6.8)$$

Kde  $\varphi_2 = \varphi_2 - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x}$ ,  $\varphi_1 = \varphi_1 - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x}$ . Nakonec tedy pro celkovou intenzitu  $I$  platí:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (2.6.9)$$

Jsou-li vlny ve fázi, potom jejich *fázový rozdíl amplitud polí*  $\delta = (\varphi_2 - \varphi_1)$ , který obsahuje jak počáteční fáze vln, tak změnu fáze získanou šířením, bude roven 0 nebo násobkům vlnové délky. Tedy  $\varphi_2 - \varphi_1 = \varphi_2 - \varphi_1 + (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{x} = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$  Intenzita je potom maximální.

$$I_{max} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2 \quad (2.6.10)$$

V případě, že  $I_1 = I_2$ , potom by  $I_{max} = 4 I_1$

Jsou-li vlny naopak v protifázi, potom  $\delta = \pi, 3\pi, 5\pi, \dots$  Intenzita je minimální.

$$I_{min} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2 \quad (2.6.11)$$

V případě, že  $I_1 = I_2$ , potom by  $I_{min} = 0$ . Jestliže jsou svazky elektromagnetického vlnění v pevných fázových relacích, tedy nejsou nezávislé, může být v určitých bodech v prostoru intenzita světla menší (v krajním případě i nulová) či větší (v krajním případě až čtyřnásobná) než pouhý součet intenzit [1]. Takovéto svazky jsou koherentní svazky. To je klíčové pro vznik interference. Jsou-li totiž zdroje světla nezávislé (nekoherentní), dojde k jakémusi „slití“ intenzit a ke skládání (interferenci)

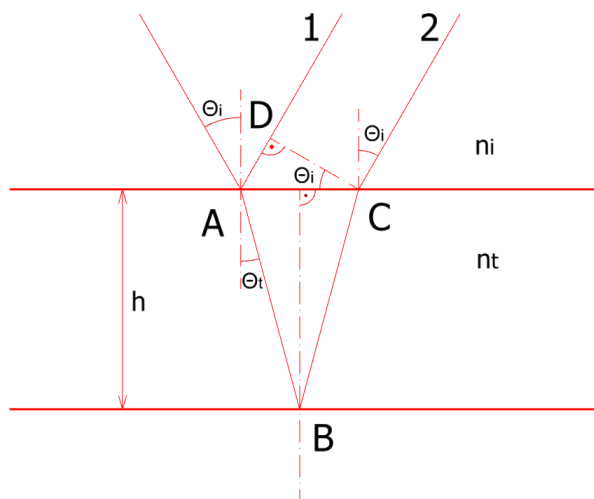
nedochází. Tedy v případě skládání koherentních svazků sčítáme amplitudy, v případě nekoherentních svazků sčítáme intenzity.

## 2.6.1 Fázový a dráhový rozdíl

Již bylo zmíněno, fázový rozdíl amplitud polí  $\delta$  obsahuje informaci jak o počáteční fázi vln, tak změně fáze získané šířením. Pokud uvažujeme stejné vlnové vektory  $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2$ , potom je dán fázový rozdíl amplitud polí pouze počátečními fázemi, tj.  $\phi_2 - \phi_1 = \varphi_2 - \varphi_1$ . Stejněho efektu se dá dosáhnout jistou změnou fáze šíření, resp. dráhovým rozdílem mezi interferujícími svazky. Velikosti vlnového vektoru  $|\mathbf{k}_1| = |\mathbf{k}_2| = \frac{2\pi}{\lambda}$ , což se dá odvodit pomocí (2.1.12) a skutečnosti, že  $\lambda = \frac{v_f}{f}$ . Potom je matematicky ekvivalentní i skutečnost, že  $\phi_2 - \phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta z$ , kde  $\Delta z = 0, \lambda, 2\lambda, \dots$  je podmínkou pro vznik interferenčního maxima. Pro vznik interferenčního minima by se jednalo o liché poloviční násobky vlnové délky  $\Delta z = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2}, \dots$

## 2.6.2 Interference na tenké vrstvě

Pokud rovinná monochromatická vlna dopadá na planparalelní dielektrickou vrstvičku (sklíčko, mýdlová bublina, ...), jejíž povrchy částečně propouštějí a částečně odrážejí světlo a tloušťka nepřilíží přesahuje délku vlny světla, dochází k interferenci světla na této vrstvě. Pro nás je potom důležité vypočítat fázový rozdíl mezi paprskem 1 a paprskem 2, který se odráží od spodní plochy a prochází horním rozhraním.



Obr. 2.6-1: interference na tenké vrstvě

Z kapitoly 2.6.1 víme, že změna fáze je rovna součinu velikosti vlnového vektoru s posunutím  $\Delta z$ . Tedy  $\delta = k \Delta z = k_0 n \Delta z$ , kde  $n$  je index lomu prostředí vrstvy. Je vhodné zavést optickou dráhu, což je součin dráhy geometrické a indexu lomu.  $\Delta_{OD} = \Delta z n$ . Potom fázový rozdíl bude  $\delta = \Delta_{OD} k_0$ . Rozdíl optické dráhy mezi paprskem 1 a 2 je potom z (Obr. 2.6-1):

$$\Delta_{OD} = n_t(AB + BC) - n_i AD \quad (2.6.12)$$

$$\begin{aligned} AB = BC &= \frac{h}{\cos \theta_t} \\ AD = AC \sin \theta_i \\ AC &= 2h \tan \theta_t \end{aligned} \quad (2.6.13)$$

Když tyto vztahy dosadíme do rovnice (2.6.12), dostaneme

$$\Delta_{OD} = 2h \left[ \frac{n_t}{\cos \theta_t} - n_i \sin \theta_i \tan \theta_t \right] \quad (2.6.14)$$

Ze zákona lomu víme, že  $n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t$ . Potom výraz  $n_i \sin \theta_i \tan \theta_t = n_t \frac{\sin^2 \theta_t}{\cos \theta_t} = n_t \frac{1 - \cos^2 \theta_t}{\cos \theta_t}$ . Po algebraické úpravě rovnice (2.6.14) dostaneme výsledný vztah pro optickou dráhu:

$$\Delta_{OD} = 2h n_t \cos \theta_t \quad (2.6.15)$$

Fázový rozdíl mezi paprsky 1 a 2 je tedy

$$\delta = k_0 \Delta_{OD} = \frac{4\pi}{\lambda_0} h n_t \cos \theta_t \quad (2.6.16)$$

Jak již známe z kapitoly 2.3, lom paprsku ke kolmici (lom z optiky řidšího do opticky hustšího prostředí), vede k odrazu s opačnou fází (resp. ta část světla, která se odrazí, má záporný Fresnelův koeficient odrazu,  $r_s, r_p < 0$ ). To způsobuje dodatečný fázový posun  $\delta_{odr}$ . Pokud na obou rozhraních dochází k lomu z opticky hustšího do opticky řidšího, k dodatečnému fázovému posunu nedojde. Stejně tak tomu bude u lomu ke kolmici (např. prostředí vzduch – olej – voda), protože 2x změna fáze je opět původní fáze. Rozdíl fází však vznikne tam, kde nastává odlišný typ lomu, tedy např. prostředí vzduch – sklo – vzduch (ke kolmici – od kolmice). Rozdíl fáze bude  $\delta_{odr} = \pi$ . Podmínku maxima interference je pak tedy možno psát jako

$$\delta + \delta_{odr} = 2p\pi, \quad (2.6.17)$$

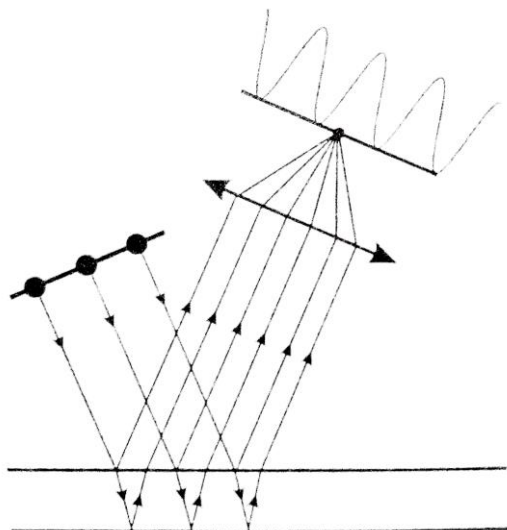
kde  $p$  je řád interference. Podmínku minima interference pak jako

$$\delta + \delta_{odr} = (2p + 1)\pi. \quad (2.6.18)$$

V této kapitole jsme se věnovali především interferenci na tenké vrstvě při odrazu, neboť kontrast interferenčního jevu je vyšší při pozorování v odraženém světle než ve světle prošlém. Interferující vlny  $E_{1r}$  a  $E_{2r}$  mají přibližně stejnou intenzitu, zatímco intenzita vln  $E_{1t}$  a  $E_{2t}$  je velmi rozdílná (25:1 pro vrstvu ze skla) [9].

Při pozorování dvousvazkové interference na tenké vrstvě může dojít ke změně fázového rozdílu buď díky nestejně tloušťce vrstvy, nebo změně úhlu dopadu. Pokud bychom osvětlovali planoparalelní vrstvu plošným zdrojem monochromatického světla bez pevně dané fáze (každý paprsek má stejnou frekvenci, avšak vzájemné fáze se liší), potom každý takový zdroj světla vytváří svoje interferenční pole (na vrstvě se každý paprsek rozdělí na 2 části, které spolu poté interferují viz. (2.6.2)) a výsledné pole je dáno součtem polí jednotlivých zdrojů [7]. Pokud pod určitým úhlem dopadu  $\theta_i$  dopadajícího paprsku dojde ke konstruktivní interferenci, pod jiným úhlem dopadu dojde k destruktivní interferenci. K pozorování takovéto interference je zapotřebí fokační optiky (to může být i sítnice oka), abychom rovnoběžné svazky zobrazili

do ohniskové roviny, kde spolu interferují a pro různé  $\theta_i$  vytvoří obrazec podle součtu svých intenzit. Mluvíme o lokalizovaných proužcích fokusovaných v nekonečnu [3] viz. (Obr. 2.6-2). Nazývají se **proužky stejného sklonu**, nebo také Haidingerovy proužky. Při dostatečně velkých rozměrech plošného zdroje mají interferenční proužky tvar soustředných kružnic [7].



Obr. 2.6-2: proužky stejného sklonu pro plošný zdroj světla [7].

Naopak při změně tloušťky vrstvy závisí změna dráhového rozdílu nejen na úhlu dopadu  $\theta_i$ , ale i na tloušťce filmu. Když je však u plošného zdroje jsou paprsky rovnoběžné (jde např. o kolmý dopad), objeví se interferenční obrazec (tmavé a světlé proužky) způsobený změnou dráhového rozdílu danou tloušťkou filmu v určitém místě. Takto vzniklé proužky se nazývají **proužky stejné tloušťky**, které jdou dobře znázornit na klínovém filmu (vrstvě) [7].

### 2.6.3 Klínová vrstva

Klínová vrstva je dobrým příkladem pro proužky vzniklé rozdílnou tloušťkou studovaného vzorku. Lze matematicky jednoduše popsat a má i mnoho praktických použití.

Pokud je úhel klínu  $\alpha$  malý, potom  $\tan \alpha \cong \alpha = \frac{h}{x}$ , kde  $h$  je tloušťka klínu a  $x$  je poloha na klínové vrstvě ve směru osy  $x$ . K maximu intenzity dochází při splnění podmínky maxima interference, kdy z kapitoly (2.6.2) víme, že  $\delta_{celk} = \delta + \delta_{odr} = 2p\pi$ , kde  $p$  je řád interference. Pokud do rovnice (2.6.16) dosadíme za tloušťku  $h = x \cdot \alpha$  (kde  $x$  je místo na klínu a  $\alpha$  je úhel klínu) a uvažujeme dodatečný fázový posun  $\pi$  (rozhraní vzduch – sklo – vzduch), dostaneme:

$$\delta_{celk} \cong \frac{4\pi}{\lambda_0} x_{max} \alpha n_t \cos \theta_t + \pi = 2p\pi \quad (2.6.19)$$

Maxima jsou tedy lokalizovaná v místech, které lze vyjádřit jako:

$$x_{max} \cong \frac{\lambda_0}{2 n_t \alpha \cos \theta_t} \left( p - \frac{1}{2} \right) \quad (2.6.20)$$

Nejvhodnější podmínky pro vznik interference na klínové vrstvě bývají při kolmém dopadu, kdy  $\cos \theta_t = 1$ . Tloušťka klínu v místě  $p$ -tého interferenčního maxima je tedy:

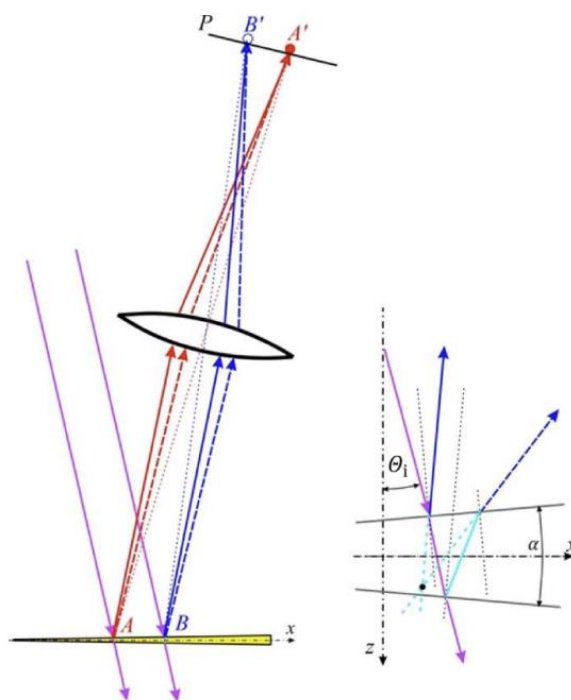
$$h_{max} = x_{max} \cdot \alpha = \frac{\lambda}{2} \left( p - \frac{1}{2} \right), \quad (2.6.21)$$

kde  $\lambda = \frac{\lambda_0}{n_t}$  je vlnová délka v materiálu (sklu). Odtud jde vidět, že tloušťka klínové vrstvy mezi jednotlivými interferenčními maximy se liší o  $\frac{\lambda}{2}$ .

Chceme-li, aby byly interferenční proužky viditelné pouhým okem, musí být úhel  $\alpha$  opravdu velmi malý. Např. uvažujme interferenční proužky, kdy vzdálenost sousedních proužků má být  $\Delta x_{max} = 1 \text{ mm}$ . Použijeme-li světlo o vlnové délce  $600 \text{ nm}$  a index lomu skla uvažujeme  $1,55$ , potom pro kolmý dopad  $\Delta x_{max} = x_{2max} - x_{1max} = \frac{\lambda_0}{2 n_t \alpha} (p - (p - 1)) = \frac{\lambda_0}{2 n_t \alpha}$ . Odtud vychází, že  $\alpha = 0,011^\circ$ . Tedy klínovitost je velmi malá.

Proužky vzniklé na klínové vrstvě se nazývají proužky stejné tloušťky, nebo též Fizeauovy proužky. Specifikum těchto proužků je to, že dvojice interferujících paprsků se při vzdalování pozorovací roviny od klínové vrstvy rozbíhá viz. (Obr. 2.6-3). To je způsobeno právě klínovitostí vrstvy. Nevznikají proto reálné lokalizované proužky, jak tomu bylo v případě proužků stejného sklonu, ale proužky nelokalizované a virtuální.

Proto můžeme pozorovat zbarvené proužky u olejových skvrn na loužích, kde po osvětlení bílým světlem dochází v určité části filmu ke konstruktivní interferenci jen pro určité vlnové délky a vzniknou nám různobarevné proužky.

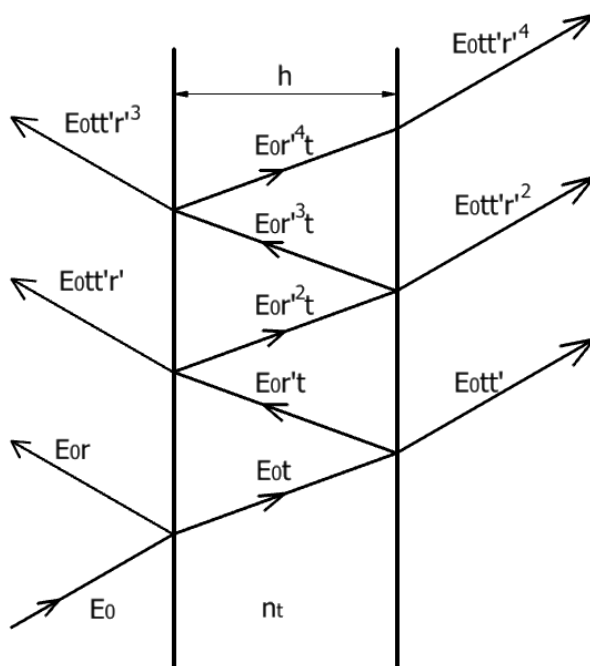


Obr. 2.6-3: Interference na klínové vrstvě [3]. Zde lze vidět, že dvojice interferujících paprsků se rozbíhají.

## 2.7 MNOHOSVAZKOVÁ INTERFERENCE

V planparalelní desce dochází k mnohonásobným odrazům paprsku, kdy se zároveň při odrazu paprsek částečně lomí. Vzniká nám tak množina rovnoběžných svazků s klesající intenzitou a konstantním fázovým rozdílem mezi 2 paprsky, což potom způsobuje vzájemnou interferenci. Toho se využívá u řady spektrometrů, které slouží jako analyzátory s vysokým rozlišením [1].

Uvažujme interferenci na planparalelní skleněné desce, jejíž plochy jsou pokryty tenkými vrstvami s velkou odrazivostí (např. jsou pokoveny).



Obr. 2.7-1: mnohonásobná interference na planparalelní vrstvě, s amplitudami uvedenými u jednotlivých paprsků

Z kapitoly (2.3) známe Fresnelovy koeficienty odrazu a propustnosti, které v sobě zahrnují i ztráty absorpcí světla ve skle a pokoveném filmu [7]. Ze vztahu (2.3.5) víme, že

$$r \equiv \frac{E_R}{E_I}, t \equiv \frac{E_T}{E_I} \quad (2.7.1)$$

Tedy můžeme např. napsat, že  $E_R = E_I r$ . Z toho vyplývá takový postup, že koeficienty odrazivosti a propustnosti budeme násobit původní intenzitou podle toho, ke kolika odrazům a průchodům došlo. Z obrázku (Obr. 2.7-1) je patrné, že při dopadu světla na plochu desky jsou Fresnelovy (amplitudové) koeficienty odrazivosti a propustnosti značeny  $r, t$ . Při dopadu (průchodu) z desky opět do vzduchu jsou značeny  $r', t'$ .

Pomocí Fresnelových vzorců můžeme odvodit tzv. Stokesovy vztahy, které zní:

$$\begin{aligned} r &= -r' \\ r^2 + tt' &= 1 \end{aligned} \quad (2.7.2)$$



Každé dva sousední svazky mají podle vztahu (2.6.16) fázový rozdíl  $\delta = k_0 \Delta_{OD} = \frac{4\pi}{\lambda_0} h n_t \cos \theta_t$ . S respektováním tohoto fázového rozdílu můžeme výslednou komplexní amplitudu intenzity el. pole procházející vlny napsat jako součet všech příspěvků vzniklých mnohonásobnými odrazy zřetelnými na (Obr. 2.7-1).

$$\tilde{E}_t = tt' E_0 e^{i\delta_0} (1 + r'^2 e^{i\delta} + r'^4 e^{i2\delta} + r'^{2(p-1)} e^{i(p-1)\delta}) \quad (2.7.3)$$

Toto je však geometrická řada o koeficientu  $q = r'^2 e^{i\delta}$ , jejíž součet je  $\sum_{n=0}^{\infty} q^n = \frac{a_1}{1-q}$ , za podmínky, že  $|q| < 1$ , což je zde splněno. Tedy

$$\tilde{E}_t = \frac{tt' E_0 e^{i\delta_0}}{1 - r'^2 e^{i\delta}} \quad (2.7.4)$$

Pro nás je však důležitá intenzita světla, kterou lze (jak již dobře známe z kapitoly 2.5) vyjádřit vynásobením amplitudy elektrického pole její komplexně sdruženou variantou.

$$I_t = \tilde{E}_t \tilde{E}_t^* = \frac{(tt')^2 |E_0|^2}{1 + r'^4 - r'^2 [e^{i\delta} + e^{-i\delta}]} \quad (2.7.5)$$

S využitím Stokesových vztahů (2.7.2) a znalosti odrazivosti  $R$  a propustnosti  $T$  z energetického hlediska (kapitola 2.3) máme:

$$I_t = \frac{(1-R)^2 |E_0|^2}{1 + R^2 - 2R \cos \delta} = I_0 \frac{1}{1 + F \sin^2(\delta/2)} \quad (2.7.6)$$

Tomuto vztahu se říká Airyho funkce, kde jsme zavedli parametr jemnosti  $F = \frac{4R}{(1-R)^2}$ , který závisí na  $R$ . Pro  $R \rightarrow 0$  je  $F \rightarrow 0$ . Pro  $R \rightarrow 1$  je  $F \rightarrow \infty$ . Se znalostmi z kapitoly (2.3) víme, že propustnost desky lze definovat jako  $T_d = \frac{I_t}{I_0}$  a odrazivost jako  $R_d = \frac{I_r}{I_0}$ . Musí také platit, že součet odrazivosti a propustnosti dá dohromady 100 % intenzitu.  $R_d + T_d = 1$ .

Podle vztahu (2.7.6) je maximum propustnosti  $T_{max} = 1$  a minimum  $T_{min} = \frac{1}{1+F}$ . Parametr  $F$  charakterizuje kontrast funkce intenzity  $I_t$ , a lze jej vyjádřit výrazem  $F = \frac{T_{max} - T_{min}}{T_{min}}$ . Ze vztahu (2.7.6) je zřejmé, že maximální hodnota propustnosti je rovna jedné, když  $R = 0$  nebo  $\sin^2 \frac{\delta}{2} = 0$ . Proto pokud platí podmínka  $\delta = 2p\pi$ , neboli fázový rozdíl je roven sudým násobkům  $\pi$ , potom je propustnost desky rovna jedné a odrazivost desky je tudíž nulová.

Velmi dobře známe interferenci 2 svazků (kapitola 2.6.2) a zajímalo by nás tedy, kdy se můžeme omezit pouze na první 2 svazky. Jako kritérium můžeme vzít podíl amplitud 2. a 1.

odraženého svazku a pokud se blíží jedničce (v případě splnění fázové podmínky), oba paprsky se téměř vyruší a další není nutné uvažovat [7]. Pomocí obrázku (Obr. 2.7-1) vidíme, že propustnost bude v tomto případě maximální:

$$\left| \frac{E_2}{E_1} \right| = \left| \frac{tt'r'E_0}{rE_0} \right| = 1 - R \quad (2.7.7)$$

Velmi využívaným (a pro náš koncept zajímavým) případem je kolmý dopad. Pak se znalostí rovnice (2.6.16), tedy  $\delta = \frac{4\pi}{\lambda_0} h n_t \cos \theta_t$  a podmínky maximální propustnosti  $\delta + \delta_{odr} = 2p\pi$  můžeme vyjádřit, že

$$h n_t = \frac{\lambda_0}{2} p. \quad (2.7.8)$$

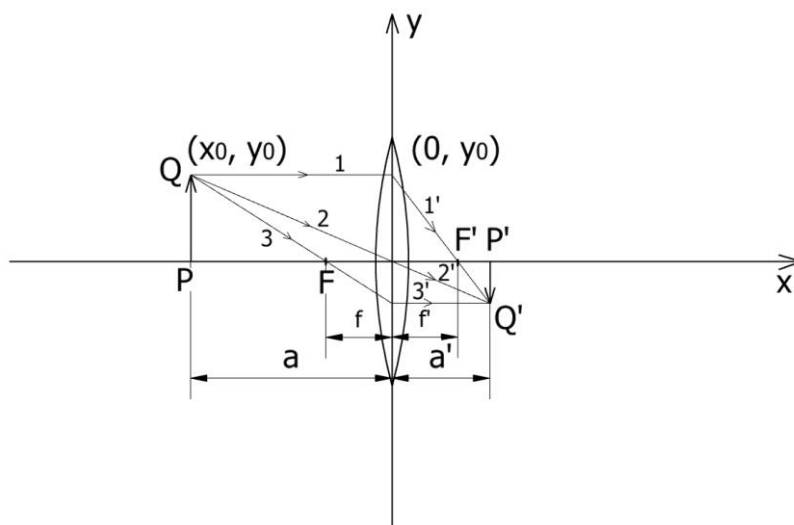
Tedy tloušťka desky musí být rovna celistvému násobku polovln, abychom se mohli omezit na interferenci pouze prvních 2 svazků.

## 2.8 ZOBRAZOVACÍ OPTIKA

Koncepční návrh našeho zobrazovacího spektrofotometru obsahuje určité prvky zobrazovací optiky. Já se zde omezím pouze na jednoduchý popis zobrazení tenkou čočkou a parabolickým zrcadlem. Parabolické zrcadlo v mém návrhu slouží ke kolimaci svazku ze zdroje a zobrazovací rovnice je klíčová k určení délek optických drah, aby se výsledný obraz správně zobrazoval na čip CCD kamery.

### 2.8.1 Zobrazení tenkou spojnou čočkou

Tenké čočky jsou takové, jejichž tloušťka je vzhledem k poloměřům křivosti lámavých ploch velmi malá. Tenká čočka je tedy definována tak, že její tloušťka je zanedbatelná. K matematickému popisu tenké čočky použijí rovnici přímek pro různé dráhy paprsků. Nejčastěji se používají asférické čočky, které jsou bez otvorové vady.



Obr. 2.8-1: Zobrazení tenkou čočkou

Pro geometrii na obrázku (Obr. 2.8-1) mohu napsat následující rovnice přímek:

$$\begin{aligned} 1': y &= \frac{y_0}{f'} x + y_0 \\ 2': y &= \frac{y_0}{x_0} x. \end{aligned} \quad (2.8.1)$$

Hledáme průsečík  $Q'$  těchto přímek:

$$\frac{y_0}{x_0} x = \frac{y_0}{f'} x + y_0. \quad (2.8.2)$$

Z geometrie v obrázku je patrné, že  $x_0 = -a$ ,  $x = a'$ ,  $f' = -f$ . Potom můžeme po úpravě rovnici (2.8.2) přepsat na

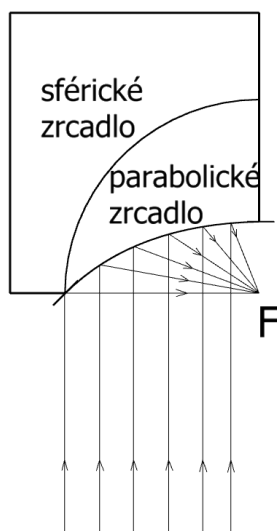
$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{a'} \quad (2.8.3)$$

Tím dostáváme *zobrazovací rovnici tenké čočky*, která slouží k výpočtu geometrických drah pro správné, námi požadované zvětšení, resp. fokusaci (bude dále používána v koncepčním návrhu). Obraz v případě na (Obr. 2.8-1) je skutečný, zmenšený a převrácený.  $Z \equiv \frac{P'Q'}{PQ} = -\frac{a'}{a}$  je příčné zvětšení obrazu.  $f$  je ohnisková vzdálenost,  $a$  je předmětová vzdálenost a  $a'$  je obrazová vzdálenost.

Vlastností tenké čočky je, že dokáže kolimovat paprsky, které vychází z jednoho bodu, a to z ohniska. Výsledné paprsky v obrazovém prostoru potom budou rovnoběžné.

## 2.8.2 Zobrazení parabolickým zrcadlem

Pro parabolické zrcadlo platí stejná zobrazovací rovnice jako pro tenkou čočku. Jeho funkce je podobná kulovému zrcadlu, ale bez otvorové vady, kde dochází k posouvání ohniska pro jednotlivé směry paprsků. Pokud tedy do ohniska umístíme bodový zdroj světla, parabolické zrcadlo kolimuje výstupní svazek paprsků, stejně jako spojná čočka.



Obr. 2.8-2: Zobrazení parabolickým zrcadlem

Výhodou parabolického zrcadla je, že oproti čočce zobrazení nezávisí na vlnové délce světla. Jedná se totiž pouze o odraz. V čočce totiž dochází k šíření světla disperzním prostředím (kterým sklo bezpochyby je), kde se různé vlnové délky lámou pod různým úhlem (platí pro ně různé indexy lomu), jak je tomu ukázáno v kapitole (2.2.1).

Disperze mimo jiné ovlivňuje i interferenci na tenké vrstvě, protože pro různé vlnové délky je optická dráha  $\Delta_{OD} = 2h n_t \cos \theta_t$  různá, protože dochází ke změně  $n_t = f(\lambda)$ . Tato informace bude důležitá pro samotné měření a vyhodnocování dat (tj. obrazu) z měření.

Co se týče porovnání energetických (intenzitních) ztrát čočky a zrcadla, čočka vždy část světla odrazí (viz Fresnelovy koeficienty v kapitole 2.3), ale pro kolmý dopad jsou to jen malé ztráty. Musíme však brát v úvahu různé úhly dopadu na zakřiveném povrchu, což způsobí, že dále od středu čočky bude intenzita prošlého světla klesat.

Část světla se ve skle absorbuje, a to pro různé tloušťky jinak, což je patrné v rovnici pro absorpční koeficient  $A = -\log \vartheta_i = \kappa l$ , kde  $\kappa$  je absorpční koeficient, a  $l$  je tloušťka skla.

U parabolického zrcadla dochází pouze k odrazu, kde se jedná o malé ztráty. Ty jsou u jednotlivých zrcadel pro určité vlnové délky udávané výrobcem a pohybují se v řádu jednotek %. Tato skutečnost se už mnohem více projeví v UV oblasti, kde absorpce u čoček bývá již velmi vysoká. Zrcadlo je tak schopné odrazit dostatečné množství intenzity UV světla.

Dále budou v přístroji používána rovinná zrcadla, která slouží ke změně směru šíření svazku. Jejich intenzitní ztráty jsou rovněž uváděny v jednotkách %, které jsou způsobeny zejména nedokonalé hladkým povrchem.

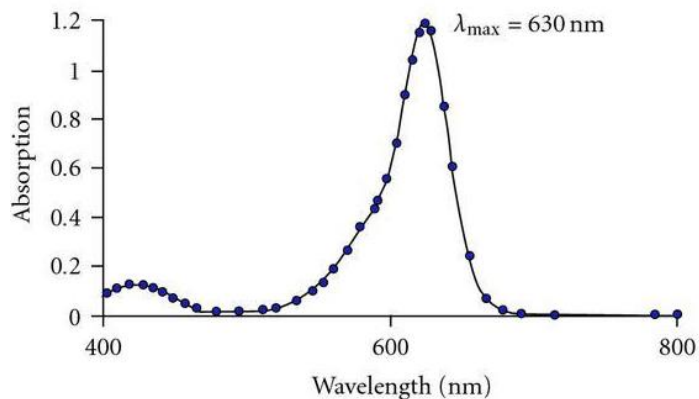
## 3 REŠERŠE STÁVAJÍCÍCH PŘÍSTROJŮ

### 3.1 SPEKTROFOTOMETR

Spektrofotometr je přístroj měřící fotometrické veličiny studovaných objektů na základě odrazivosti, transmise, nebo absorpce světla interagujícími s těmito objekty pro různé vlnové délky.

V našem případě přístroj obsahuje polychromatický zdroj světla, ze kterého monochromátorem vybíráme určitou vlnovou délku s definovanou úrovní monochromatickosti světla. U některých komerčních spektrometrů dochází k separaci světla na určité vlnové délky až po interakci s měřeným objektem např. pomocí difrakční mřížky. Zdroj světla přivedený z monochromátoru (monochromátor může být přímo součástí přístroje) kolimujeme do rovnoběžných svazků, které dopadají na vzorek, a putují do detektoru (buď odrazem, nebo transmisí). Intenzita odraženého světla závisí na koeficientech odrazivosti či absorpce studovaného vzorku.

V praxi se spektrofotometry používají např. pro zjišťování látky a její koncentrace v roztoku díky znalosti závislosti absorpce na vlnové délce. Podle toho, jak se mění intenzita prošlého světla pro různé vlnové délky, dostaneme graf závislosti absorpance  $A$  na vlnové délce. Nejčastěji se využívá „dvoukanálového“ přístroje, kdy v jedné větvi je vložen měřený vzorek a druhá větev slouží jako referenční (ta obsahuje známý referenční vzorek, např. etalon nebo u kapalin prázdnou kyvetu, resp. kyvetu s kapalinou o známých vlastnostech).



Obr. 3.1-1: Ukázka absorpčního spektra ve viditelné oblasti [10].

Grafu na Obr. 3.1-1 se říká absorpční spektrum, a díky tvaru závislosti absorpčního spektra (tvar a počet píků, maxim a minim) lze určit, o jakou látku v roztoku se jedná. Koncentrace látky potom ovlivňuje pouze velikost absorpance – tedy výšky píků [10].

Na ústavu fyzikálního inženýrství (ÚFI) v laboratoři koherenční optiky (LKO) Vysokého učení technické v Brně se používá principu spektrofotometrie pro zjišťování optických charakteristik tenkých vrstev, které mají využití v mnoha strojních, optických, elektrotechnických i biomedicínských oblastech, které zpravidla zlepšují požadované vlastnosti povrchů nebo celých optických systémů. Pomocí určení optických charakteristik těchto vrstev se dají tenké

vrstvy zkoumat a dále vylepšovat, nebo se dá určovat jejich nehomogenita v tloušťce či v optických konstantách.

Pro analýzu tenkých vrstev se využívá jevu interference na tenké vrstvě (2.6.2). Intenzita odraženého nebo prošlého světla bude tvořit interferenční maxima nebo minima v závislosti na součinu tloušťky a indexu lomu vrstvy měřeného vzorku a na vlnové délce použitého světla.

Zpracování signálu u běžného spektrofotometru probíhá tak, že získaný signál z celé osvětlené plochy (objemu) vzorku je reprezentován pouze jednou hodnotou a nelze tak rozlišit případné odlišnosti zkoumaných parametrů v ploše. Pro určování lokálních nehomogenit v tloušťce a optických konstant se používá zobrazovací spektroskopická reflektometrie ISR (*imaging spectroscopic reflectometry*).

## 3.2 PRINCIP ZOBRAZOVACÍ SPEKTROSKOPICKÉ REFLEKTOMETRIE

Zobrazovací spektroskopický reflektometr funguje na podobném principu, jako již zmíněný běžný spektrofotometr, avšak díky detekční CCD kameře máme informaci o celé ploše měřeného vzorku. Malá oblast povrchu vzorku se totiž zobrazí na příslušný pixel čipu CCD kamery.

Cílem zobrazovací spektroskopické reflektometrie je určit lokální optické parametry studovaného vzorku, jako je lokální tloušťka, lokální index lomu, lokální odrazivost a lokální extinkční koeficient. Lokální index lomu a lokální extinkční koeficient se nazývají optickými konstantami (viz kapitola 2.5.1). Výstupem měření je však lokální relativní odrazivost studovaného vzorku, která je závislá na hledaných parametrech.

Prvním krokem k vyhodnocení naměřených dat je určení spektrálních závislostí optických konstant. Jinými slovy jde o nalezení závislosti indexu lomu a extinkčního koeficientu na vlnové délce. Tuto závislost můžeme získat např. pomocí spektroskopické elipsometrie. Pokud známe tyto závislosti, jediné, co potom zůstává neznámé, je tloušťka vrstvy. Tu jsme schopni určit pomocí již zmíněných spektrálních závislostí optických konstant v kombinaci s naměřeným polem relativní odrazivosti studovaného vzorku pro jednotlivé vlnové délky.

### 3.2.1 Zpracování signálu zobrazovací spektroskopické reflektometrie

Naměřeným signálem je snímek CCD kamery, který lze zapsat v maticové podobě. Velikost lokálního měřeného signálu (který je dán intenzitou dopadajícího světla) zaznamenávaného jednotlivým  $(k, u)$  pixelem CCD čipu je úměrná odrazivosti vzorku (viz kapitola 2.3) a intenzitě zdrojového světelného svazku [8]. Pro snížení úrovně nechtěného šumu způsobeného vlivem pozadí (různé nechtěné světlo nepocházející z roviny vzorku) se provádí měření signálu pozadí (tedy bez osvětlení vzorku). Tento signál se pak maticově odečte od signálu měřeného vzorku.

Pomocí malého Si vzorku (leštěný křemík) přítomného na stejném snímku jako je studovaný a referenční vzorek, se provádí kalibrace, která eliminuje vliv možné nestability osvětlení (kolísání světelné intenzity zdroje). Toto řešení je tak vylepšením původní koncepce, kdy ISRM byl postavený jako 2kanálový přístroj, kdy v jednom kanále byl zobrazený vzorek a v 2. kanále Si vzorek.

Abychom získali mapu relativních odrazivostí, potřebujeme mimo studovaný vzorek také změřit referenční vzorek (v našem případě je to leštěný vzorek monokrystalu křemíku), který umístíme místo studovaného vzorku přesně na stejnou pozici. Referenční vzorek je nutné měřit vždy jednou pro určitou sérii měření, protože např. nechtěný pohyb optickým vláknem, nebo změna okolních podmínek může způsobit změnu homogenity osvětlení, která by se pak pro vzorek a pro referenční vzorek lišila. To je nežádoucí, protože se díky tomuto procesu chceme nehomogenity osvětlení zbavit. Hlavní věcí ale je, že chceme měřit studovaný vzorek a referenční vzorek za stejných optických a světelných podmínek. Tedy je nutné použít stejné expoziční časy.

Tohoto provedení se používá z toho důvodu, abychom získali mapu relativních odrazivostí vzorku. Zbavíme se také např. různých nehomogenit osvětlení, nedokonalostí optické soustavy a dalších nežádoucích jevů [8]. Výhodné je, aby byl referenční vzorek ze stejného materiálu, jako je substrát měřeného vzorku. Díky podobné závislosti měřené intenzity na vlnové délce se totiž dají určovat expoziční časy pro jednotlivé vlnové délky, které jsou stejné jak pro studovaný vzorek, tak pro referenční vzorek.

Vyhodnocování snímků naměřených dat probíhá tak, že odečteme korigované signály pozadí  $P_{M2}$  od korigovaných signálů studovaného a referenčního vzorku ( $P_{M1}$  a  $P_{M0}$ ) pro každý  $(k, u)$  pixel zvlášť. Tím odstraníme pozadí (odstranění náhodného šumu) a konečným podílem těchto rozdílů se zbavíme všech ostatních veličin. [11]. Zmíněné korigované signály jsou již zbaveny časové nestálosti intenzity zdrojového svazku (to se provádí za pomoci zmíněného Si vzorku).

Tím nám vznikne hodnota lokální relativní odrazivosti studovaného vzorku vůči vzorku referenčnímu pro každý pixel. Výsledek se dá maticově zapsat jako:

$$R^{k,u}(\lambda) = \frac{P_{M1}^{k,u} - P_{M2}^{k,u}}{P_{M0}^{k,u} - P_{M2}^{k,u}} = \frac{R_1^{k,u}}{R_0^{k,u}} \quad (3.2.1)$$

Kde  $R^{k,u}$  je matice výsledných lokálních relativních odrazivostí,  $R_1^{k,u}$  je matice odrazivostí měřeného vzorku a  $R_0^{k,u}$  je matice odrazivostí vzorku referenčního.

Pro velmi neuniformní vrstvy je potřeba, abychom měřili s dostatečným laterálním rozlišením, aby bylo možné rozlišit jednotlivá interferenční maxima a minima.

### 3.2.2 „Single-pixel“ metoda

Jednou z metod zpracování signálu je metoda „single – pixel“, která se používá v případech, kdy je struktura spektrálních závislostí optických konstant poměrně jednoduchá. V takovém případě získáme charakter spektrálních závislostí optických konstant pouze na základě lokální odrazivosti vzorku, kterou jsme naměřili pomocí ISR pro každou oblast vzorku příslušnou

danému pixelu CCD kamery, kdy data všech bodů zprůměrujeme, abychom získali spektrální charakteristiky optických konstant pro každou vlnovou délku.

Tím získáme referenční křivku, kterou porovnáváme s naměřenými daty pro každou příslušnou oblast na vzorku. Z posouvání interference (maxim a minim na vzorku) pro jednotlivé vlnové délky pak můžeme určit tloušťku tenké vrstvy v každém bodě vzorku.

Výsledkem tedy získáme jak závislost optických konstant studovaného vzorku, tak mapu lokální tloušťky podél plochy vzorku [12].

### **3.2.3 „Multi-pixel“ metoda**

Další rozšířenou metodou je metoda „multi – pixel“, která přistupuje k jednotlivým pixelům jako k sadě jednotlivých vzorků lišících se v jednom parametru (v tloušťce). Díky tomu jsme schopni potlačit vzájemnou korelaci určovaných parametrů a zpřesnit tak výsledek měření.

Pixely jsou umístěny vedle sebe a každý poskytuje interferenční obrazec. Tyto obrazce jsou následně analyzovány tak, aby byla získána informace o tloušťce tenké vrstvy v každé lokální oblasti vzorku, která odpovídá příslušnému pixelu.

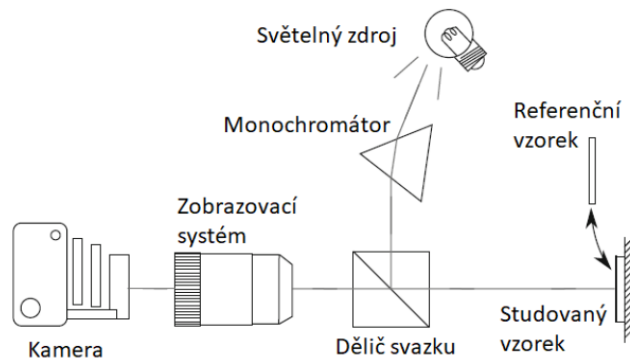
Potlačení korelace a zpřesnění může být na takové úrovni, že lze pomocí ISR určit všechny hledané parametry a tím použít ISR jako metodu samostatnou, bez nutnosti používat pomocné metody VASE či SR [13].

Závěrem kapitoly 3.2 lze shrnout, že oproti komerčním přístrojům má ISR zásadní výhodu v možnosti získání lokálních hodnot optických parametrů studovaných vrstev a tím můžeme odhalit jejich neuniformitu. To konvenční spektroskopický reflektometr nedokáže.

## **3.3 KOMPONENTY ZOBRAZOVACÍHO SPEKTROSKOPICKÉHO REFLEKTOMETRU**

Jak již bylo řečeno, zobrazovací spektroskopický reflektometr je zařízení obsahující zpravidla zdroj světla, který je vhodnou optikou přiveden na vzorek. Ten je transmisí nebo reflexí zobrazen na čip CCD kamery. Jelikož je princip ISR založen na měření optických parametrů pro různé vlnové délky, je potřeba zařízení, které je schopno „vyrobit“ co nejvíce jednobarevné (monochromatické) světlo.





Obr. 3.3-1: Principiální schéma techniky ISR (Převzato a upraveno) [2].

### 3.3.1 Lampa

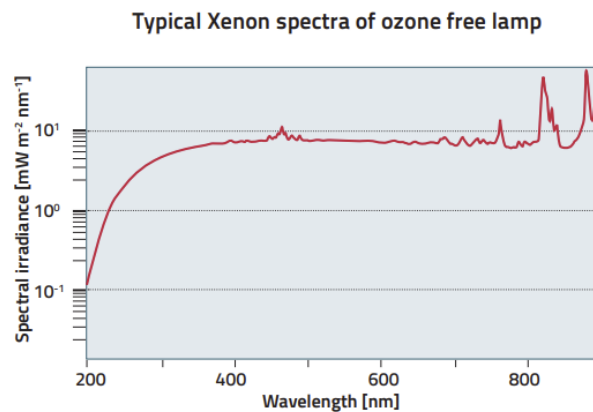
Výběr zdroje světla závisí na požadovaném spektrálním rozsahu, ve kterém chceme provozovat náš přístroj. V tomto spektrálním rozsahu pak musí zářit s dostatečnou intenzitou.

V ISR je obecně potřeba výkonnější zdroj světla než u komerčních spektroskopických reflektometrů, jelikož svazek v ISR je poměrně široký – pro palcovou optiku se často používá 25 mm široký svazek, ale může být např. 15 mm. Dostatečná intenzita také pomáhá k lepšímu kontrastu signálu oproti šumu.

Jednou z variant zdroje světla je **laditelný laser**, který dosahuje poměrně vysoké monochromatickosti, takže už není potřeba monochromátor. Jeho nevýhodou je však omezený spektrální rozsah, a omezený počet frekvencí, na kterých jde laser naladit. Navíc se zde potýkáme se vznikem koherenční zrnitosti, která narušuje uniformitu v průřezu světla dopadajícího na vzorek.

Nejpoužívanější možností jsou **výbojky**, které poskytují velký zářivý výkon s poměrně rovnoměrným rozdělením v širokém spektrálním rozsahu. Pro aplikace u nás na LKO ÚFI VUT, je často potřeba měřit i v blízké UV oblasti. Z toho důvodu jsou nejvhodnější volbou Xe výbojky, které jsou schopny zářit jak v blízké oblasti UV, tak v blízké IR (infrachervené) oblasti.

V laboratoři LKO je dostupná 150 W lampa LOT od firmy Quantum Design.



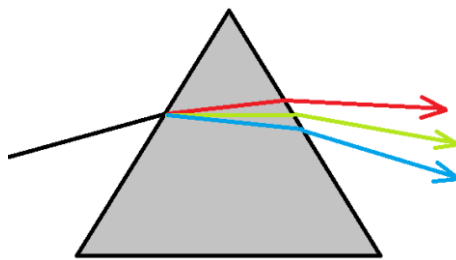
Obr. 3.3-2: Závislost spektrálního vyzářování zdroje na vlnové délce pro lampu 150W LOT Quantum Design [14].

### 3.3.2 Monochromátor

U komerčních spektroskopických reflektometrů se vzorek osvětluje bílým světlem a k rozkladu na jednotlivé vlnové délky dochází až ve spektrometru pomocí difrakční mřížky nebo disperzního hranolu. U zobrazovacího spektroskopického reflektometru však dochází k zobrazení vzorku na čip CCD kamery, kde každému pixelu o velikosti v řádu jednotek mikrometrů odpovídá určitá oblast na vzorku. Jelikož nemůžeme kameru nějak posouvat a chceme zachovat stejné zobrazení pro různé vlnové délky, je vhodné vzorek osvětlovat již monochromatickým světlem. Monochromátor určený k výběru jednotlivých vlnových délek je tak zařazen přímo za zdrojem světla.

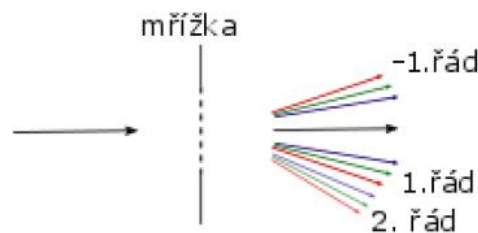
Existují dva nejrozšířenější typy monochromátoru, a to monochromátor s disperzním hranolem a monochromátor s difrakční mřížkou.

**Disperzní hranol** využívá jevu disperze světla (kapitola 2.2.1), kdy světlo procházející hranolem (s indexem lomu závislým na vlnové délce) se láme pod jiným úhlem pro různé vlnové délky. Jeho zásadní nevýhodou je však omezený spektrální rozsah propustnosti. Proto se u ISR používá monochromátor s difrakční mřížkou, který poskytuje obecně velký rozsah použitelných vlnových délek.



Obr. 3.3-3: Disperzní hranol

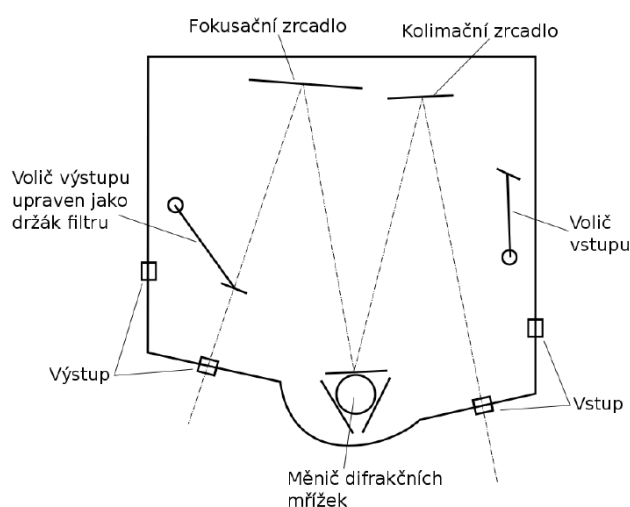
U **difrakční mřížky** dochází k jevu difrakce (ohyb světla), kdy na paralelních rovnoměrně rozmístěných vrypoch dochází ke změně směru šíření světla. Každý vryp generuje sekundární vlny a interferencí těchto vln ze všech vrypů vznikají maxima intenzity v různých směrech pro různé vlnové délky. Zpravidla však vzniká více difrakčních řádů rozmístěných do různých směrů, které se mohou vzájemně překrývat. K eliminaci tohoto jevu je zapotřebí vhodných spektrálních filtrů [11]. Při otáčení mřížky nebo fokusačního/zobrazovacího zrcadla můžeme vybírat jednotlivé barvy. Na Obr. 3.3-4 je patrná transmisní difrakční mřížka. Nejvíce se však používají reflexní difrakční mřížky, založené na principu rovinného zrcadla s vrypů jako mřížkou. Tyto mřížky fungují analogicky jako transmisními, avšak světlo se od nich odráží.



Obr. 3.3-4: rozklad světelného svazku na difrakční mřížce [11]

U nás používaným monochromátorem je monochromátor Jobin-Yvon Triax 320 v konfiguraci Czerny – Turner. Přístroj obsahuje 2 vstupy a 2 výstupy, k dispozici jsou 3 difrakční mřížky na otočném držáku. S mřížkou 1200 vrypů/mm s asymetrickým rýhováním dosahuje přístroj spektrálního rozsahu 200–2000 nm.

Původní barevné filtry dodané výrobcem současně se slabší výbojkou, než byla nakonec použita, byly vystaveny širokospektrálnímu světlu, které mělo tím pádem vysokou intenzitu, což filtry nevydržely (použit je totiž již zmíněný 150W zdroj světla zářící i do UV oblast s dostatečnou intenzitou 3.3.1). Proto se používá raménka voliče výstupu jako držáku filtru, který je schopný odfiltrovat další řády difrakce už pro separované světlo (s mnohem nižší intenzitou).



Obr. 3.3-5: Schéma přístroje Jobin-Yvon Triax 320 [11].

### 3.3.3 Dělič svazku

Komerční spektroskopické reflektometry často využívají nekolmého dopadu světla, kdy díky velmi úzkému osvětlovacímu svazku lze vytvořit pouze malou odchylku od kolmého dopadu, jejíž efekt je zanedbatelný, a konstrukce takového přístroje je pak mnohem jednodušší.

U ISR však potřebujeme široký světelný svazek pro osvětlení požadované plochy vzorku. Aby nedošlo k zastínění trasy optického svazku jednotlivými zrcadly, musely by být optické prvky zobrazovací sestavy daleko od sebe, nebo by úhel dopadu musel být větší. Proto je konstrukce většiny zobrazovacích spektroskopických reflektometrů vybavena děličem svazku.

Ideální poměr děliče se dá stanovit z hledání extrému intenzity prošlého světla v závislosti na odrazivosti děliče. Tedy:

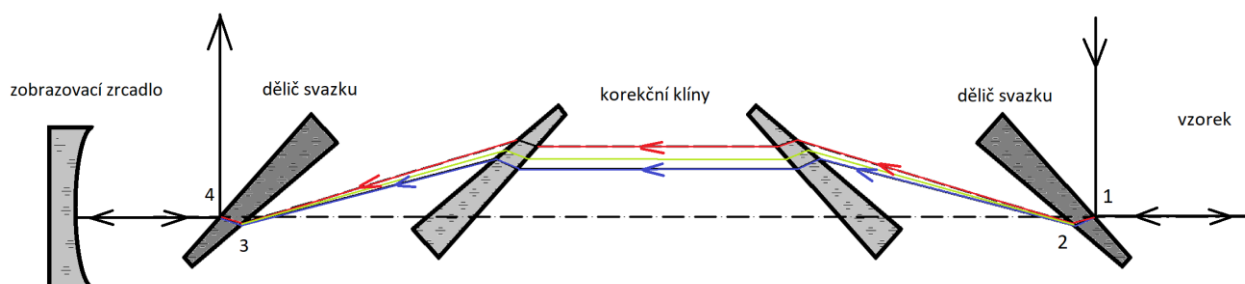
$$\frac{dI_1}{dR} = \frac{d[I_0 R (1 - R) R_v]}{dR} = I_0 (1 - 2R)R_v = 0 \quad (3.3.1)$$

Kde  $I_0$  je intenzita světla zdroje,  $R$  je odrazivost děliče,  $(1 - R)$  je transmise děliče, a  $R_v$  je odrazivost vzorku. Po úpravě nám vyjde, že  $R = \frac{1}{2}$ , tedy ideální dělicí poměr je 50/50 %.

Nejběžnějším typem děliče je **dělicí deska**, která má tvar planoparalelní desky, na jejíž ploše byla vytvořena dělicí vrstva. Nese s sebou však dva problémy. Tím prvním je parazitní odraz

od 2. rozhraní děliče při odrazu (způsoboval by ovlivnění signálu), a tím druhým je posuv světla vlivem disperze při průchodu děličem (způsoboval by posun obrazu vzorku na čip CCD kamery). Oba tyto jevy jsou nežádoucí a znehodnotily by měření.

První případ by se dal řešit mírnou klínovitostí desky, kdy parazitní odraz by byl vychýlen mimo optickou dráhu. To však způsobí změnu směru chodu primárního svazku. Tento problém je u ISRWS (3.4) kompenzován druhým klínem, který vrátí světelný svazek opět do původního směru rovnoběžného se směrem původním. Posuv svazku vlivem disperze je však nutné kompenzovat dalšími dvěma klíny umístěnými zrcadlově k prvním dvěma.



Obr. 3.3-6: Sestava 4 děličích klínů. v uspořádání použitém pro přístroj ISRWS s vyznačenými směry a počtem odrazů/průchodů. Je zde také patrný odklon od původního směru vlivem klínovitosti a posuv paprsku spolu s disperzí pro různé vlnové délky. To je však kompenzováno zrcadlově umístěnými výstupními klíny. Klíny nacházející se uprostřed jsou však pouze korekční, ne děliči (jsou konstruovány pouze na průchod, nikoliv na odraz) Obrázek převzat a upraven [11].

Jak je patrné z (Obr. 3.3-6), ztráta intenzity způsobená dvěma děliči svazku bude značná. Jelikož dochází celkem k čtyřem odrazům/průchodům a při každém z nich je ztráta intenzity 50 %, lze celkovou ztrátu  $S$  vyjádřit součtem geometrické řady s koeficientem  $q = \frac{1}{2}$  a s prvním členem  $a_1 = \frac{1}{2}$ .

$$S = \sum_{n=1}^4 \left(\frac{1}{2}\right)^n = a_1 \frac{q^n - 1}{q - 1} = 0,9375 \quad (3.3.2)$$

Ztráty tedy činí 93,75 % a prošlá intenzita světla za tímto systémem děličů bude tvořit pouze 6,25 % intenzity původní. A to navíc při zanedbání ztráty intenzity způsobené absorpcí světla při průchodu materiálem klínů, která je v UV oblasti zvláště významná (pro světlo o vlnové délce 250 nm a tloušťku děliče 10 nm je propustnost 80 %, pro 200 nm již pouhých 50 %) [11]. Korekční klíny navíc část světla také odrazí.

Dalším typem děliče svazku je **membránový dělič** s tloušťkou několika  $\mu m$ , kde dojde k posuvu obrazů vzorku vlivem disperze na úrovni menší, než jaké je rozlišení přístroje (čipu CCD kamery). Problémem však je, že kvůli malé tloušťce membrány dochází v ní k interferenčnímu jevu (viz kapitola 2.6.2), a děličí poměr se výrazně mění v celém použitém spektrálním rozsahu. ISR je však metoda založená na relativní odrazivosti, tudíž tato skutečnost není příliš velký problém. Materiál membrány komerčně vyráběných membránových děličů je substrát nitrocelulózy. Tyto děliče jsou na trhu dostupné pouze pro rozsah spektra výše od 400 nm vlnové délky, a tudíž není možné je využít pro aplikace v UV oblasti elektromagnetického záření.

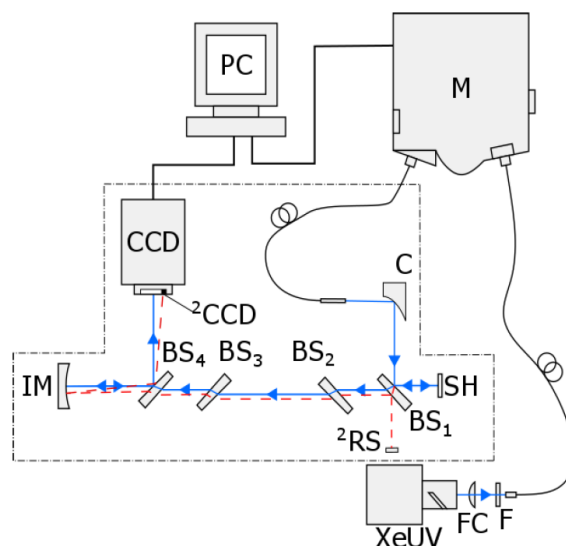
Dalším typem děliče svazku je **dělicí kostka**, u níž se dělicí vrstva (vyrobená slepením 2 hranolů) nachází uvnitř krychle. Zde jsou však problematické vnější stěny krychle, které jsou sice pokryty antireflexními vrstvami, avšak část světla se stále může odrazit a způsobit parazitní osvětlení studovaného vzorku. Tím se u výsledného signálu naruší linearita závislosti intenzity zobrazeného svazku na odrazivosti vzorku, protože toto parazitní světlo již v sobě tuto závislost jednou neslo. Kvalita antireflexní vrstvy je tedy klíčová, a limituje spektrální oblast použitelnosti tohoto děliče. Navíc se nám nepodařilo najít na trhu kostku fungující v rozsahu UV – VIS.

### 3.4 ZOBRAZOVACÍ SPEKTROSKOPICKÝ REFLEKTOMETR S ROZŠÍŘENÝM SPEKTRÁLNÍM ROZSAHEM (ISRWS)

ISRWS vznikl jako první automatizovaný zobrazovací reflektometr v LKO ÚFI. Využívá kolmého dopadu svazku a přesnost zobrazení je díky tomu vysoká.

Jako monochromátor byl použit monochromátor Jobin-Yvon Triax 320 se 150 W xenonovou výbojkou LOT od firmy Quantum Design. Přívod světla je zajištěn optickým vláknem bez limitování spektrálního rozsahu do spodní hranice 200 nm.

Důležitou součástí je měřicí kamera: ORCA II-BT-5126 s rozlišením 512x512 px (velikost čipu je 12x12 mm), která obsahuje čip Hamamatsu S7170 s chladicí jednotkou schopnou ochladit čip na teplotu  $-55^{\circ}\text{C}$ . Tato kamera je určená pro rozsah vlnových délek od 200 – 1100nm. Důležité bylo, aby měl čip co nejvíce lineární odezvu. [14].

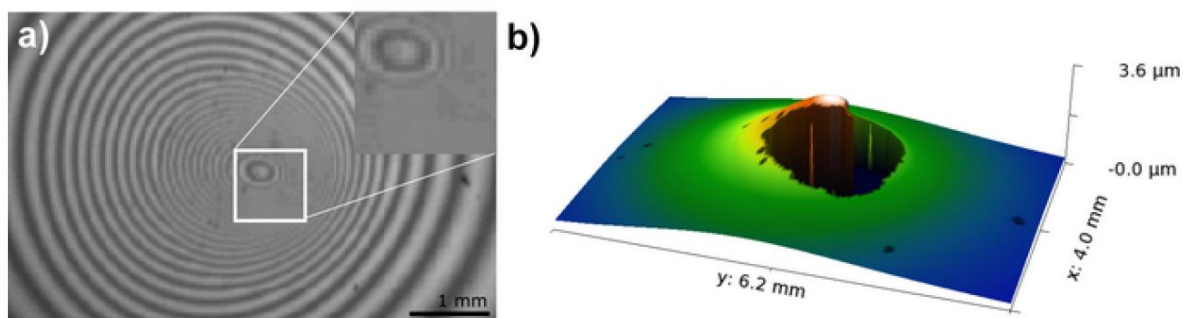


3.4-1: Schéma ISRWS; XeUV – xenonová lamp, FC – fokusační čočka, F – filtr, M – monochromátor, C – kolimátor, BS<sub>1-4</sub> – děliče a kompenzátor, IM – zobrazovací zrcadlo, CCD – měřicí kamera, <sup>2</sup>CCD – vybraná část pixelů měřicí kamery sloužící jako druhý kanál, <sup>2</sup>RS – referenční vzorek druhého kanálu, SH – studovaný nebo referenční vzorek, PC – počítač. Převzato z [11].

Jako druhý kanál je zde použito malého vzorku leštěného monokrystalu Si. Obrázek 3.4-1 je však neaktuální, neboť tento druhý kanál je v současnosti umístěn přímo na držáku vzorku (zmíněno např. v kapitole 3.2.1). Tedy vzorek SH a referenční vzorek druhého kanálu  $^2RS$  se nacházejí na stejné pozici.

Tento přístroj je na ÚFI stále velmi používaný. Jeho zásadní výhodou je schopnost měření i v blízké UV oblasti, kde interferenční řády jsou blíže u sebe, což znamená možnost lepšího určení spektrální závislosti optických konstant i tloušťky vrstvy.

Nevýhodou tohoto přístroje je menší obrazové rozlišení, což se ukázalo jako problém při měření vzorků připravovaných technologií plasma jet, kde vznikají velké gradienty tloušťky, což lze vidět na obrázku (3.4-2) [11].



3.4-2: Výřezy záznamu pro vlnovou délku 400 nm a) a 3D mapa tlouštěk b) vzorku vrstvy hexamethyldisiloxanu připraveného technologií plasma jet, pořízený přístrojem ISRWS převzato z [11].

Zásadním problémem tohoto přístroje je totiž nedostatečná intenzita měřeného světla, protože při čtyřnásobném průchodu děliči svazku dojde k utlumení původní intenzity na pouhých 6,2 % ve viz. (3.3.3), a to navíc neuvažujeme větší ztrátu intenzity v UV oblasti. Dalším problémem je ovšem i malé rozlišení kamery, v některých aplikacích nedostatečné.

Tyto skutečnosti a potřeba měřit vzorky vyráběné technologií plasma jet (vykazující velké gradienty tloušťky), vedly k návrhu zobrazovacího spektroskopického reflektometru s vyšším laterálním rozlišením (ISRER).

### 3.5 ZOBRAZOVACÍ SPEKTROSKOPICKÝ REFLEKTOMETR S VYŠŠÍM LATERÁLNÍM ROZLIŠENÍM (ISRER)

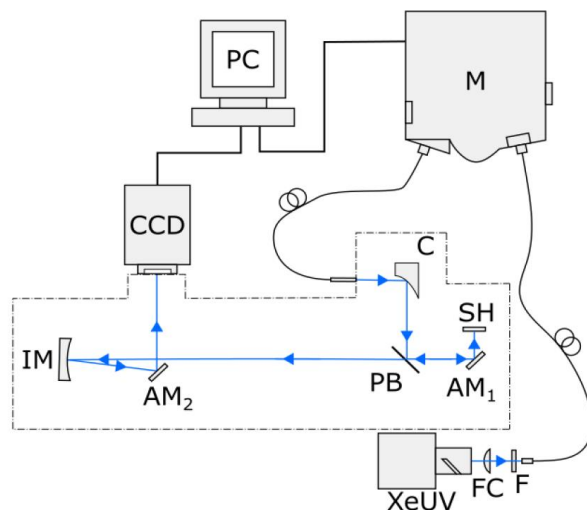
Pro vzorky s výraznými neuniformitami v tloušťce bylo nutné zvýšit obrazové rozlišení. Proto bylo použito kamery s menšími pixely, která má však citlivost pouze ve viditelném spektru. Proto se zde použilo membránového děliče, který funguje také pouze ve viditelné části spektra. Tím se zjednodušila konstrukce a nutnost kompenzovat posuv svazku vzniklý refraktivním děličem. Ztráta intenzity světla se tak oproti ISRWS velmi snížila, avšak spektrum použitého světla se omezilo pouze na viditelnou a blízkou infračervenou oblast [15]. Tento přístroj tak doplňuje ISRWS, jenž dokáže pracovat i v UV části spektra.

Při zkoumání vzorků s větší neuniformitou je důležité, aby ve vzniklém interferenčním obrazci byly jednotlivé interferenční proužky stále rozlišitelné [15]. Příliš velká neuniformita totiž může způsobit velkou hustotu interferenčních proužků, které již nelze rozlišit od sebe. Tento problém je velmi dobře vidět na obrázku (3.4-2).

Klíčovým prvkem celé soustavy je tedy kamera s menšími pixely a membránový dělič, kde se díky jeho velmi malé tloušťce ( $2\mu\text{m}$ ) nemusí kompenzovat problém posunu svazku a disperze (popisováno v kapitole 3.3.3), jak je tomu u klínových děličů. Díky tomu tak stačí použít pouze jednoho děliče, na kterém dochází k jednomu odrazu a jednomu průchodu. Zbylá intenzita světla bude tedy činit 25 % intenzity světla vstupující do přístroje, což je oproti 6,25 % u ISRWS výrazné zlepšení. Zbytek soustavy tvoří reflexní optika.

Monochromátor Jobin-Yvon Triax 320 se 150 W xenonovou výbojkou LOT od firmy Quantum Design je stejný jako u ISRWS. Membránový dělič byl pořízen od firmy Thorlabs, Inc. Jeho tloušťka je  $d = 2\mu\text{m}$  a index lomu materiálu děliče je  $n = 1,5$  pro vlnovou délku světla  $550\text{ nm}$ . Při úhlu dopadu  $45^\circ$  bude posunutí svazku tvořit pouhých  $0,84\mu\text{m}$ , což je o řád menší hodnota, než je rozlišení přístroje ( $16\mu\text{m}$ ). Dělicí poměr je 45/55 (tento poměr se liší v závislosti na vlnové délce světla), což je dost blízko ideálnímu dělicímu poměru (3.3.1). Rozsah možných vlnových délek schopných projít děličem je  $400\text{ nm} - 700\text{ nm}$ .

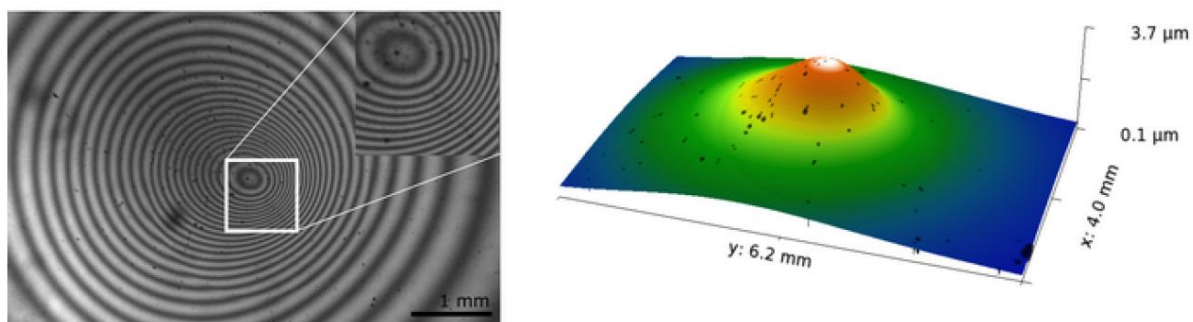
Dalším klíčovým prvkem je i CCD kamera, u které bylo potřeba dosáhnout dostatečného rozlišení a velikosti zorného pole. Kamera G1-1400 od výrobce Moravské přístroje a.s. s čipem Sony ICX285AL byla zvolena díky její velikosti pixelů ( $6,45 \times 6,45\mu\text{m}$ ) a jejímu rozlišení ( $1360 \times 1024\text{ px}$ ). Kamera je chlazená ventilátorem, avšak pouze na provozní teplotu cca  $20^\circ\text{C}$ , takže zde vzniká mnohem větší tepelný šum než u ISRWS.



Obr. 3.5-1: Schéma ISRER; XeUV – xenonová lampa, FC – fokusační čočka, F – filtr; M – monochromátor; C – kolimátor; PB – membránový dělič, IM – zobrazovací zrcadlo, CCD – měřicí kamera,  $AM_{1,2}$  – pomocná rovinná zrcadla, SH – studovaný nebo referenční vzorek, PC – počítač, převzato z [11].

Nosná konstrukce ISRER je vyrobená z duralové trubky čtvercového průřezu, kde každý optický prvek je upevněn v nastavitelném třibodovém uložení pomocí přesných šroubů. Druhý kanál je realizován stejným způsobem, jako u ISRW. Rozlišení přístroje se z hodnoty  $70\mu\text{m}$  (ISRWS) dostalo na pouhých  $16\mu\text{m}$  [15].

Na obrázku (Obr. 3.5-2) je patrné, že interferenční proužky už jsou dobře rozlišitelné, tudíž se dá vykreslit i 3D mapa tloušťky vzorku.



Obr. 3.5-2: Výřezy záznamu pro vlnovou délku 400 nm a) a 3D mapa tlouštěk b) vzorku vrstvy hexamethyldisiloxanu připraveného technologií plasma jet, pořízený přístrojem ISRER [11].



## 4 NÁVRH ZOBRAZOVACÍHO SPEKTRFOTOMETRU S ÚHLEM DOPADU NA VZOREK BLÍZKÝM DOPADU KOLMÉMU

Jak jsme zmínili v předchozí kapitole, velkým problémem u zobrazovacího spektroskopického reflektometru s rozšířeným spektrálním rozsahem (ISRWS) je jeho velká ztráta intenzity na děličích svazku. Díky děličům svazku jsme schopni dosáhnout téměř dokonalého zobrazení v důsledku stejných optických drah paprsků po celé ploše vzorku. Dochází zde však k velkému útlumu intenzity, a to na pouhých 6,25 % intenzity vstupující do přístroje koncovkou optického vlákna. Přitom zanedbáváme absorpci světla ve skle a skutečnost, že při nižších vlnových délkách je tato absorpce již velmi znatelná.

Motivací ke vzniku návrhu zobrazovacího spektrofotometru s úhlem dopadu blízkým  $90^\circ$  byla potřeba zvýšení intenzity dopadajícího světla na čip CCD kamery, abychom dosáhli lepšího kontrastu přístroje i při krátkých vlnových délkách. Pro zvýšení obrazového rozlišení byl vyvinut přístroj ISRER (viz kapitola 3.5) používající membránový dělič. Je to však právě membránový dělič, který dokáže „propouštět“ světlo pouze od  $400\text{ nm}$  (jeho propustnost je omezena na interval  $400 - 700\text{ nm}$ ) a tudíž neumožňuje použití přístroje i v UV oblasti, kde jsme schopni získat mnoho informací, protože interferenční extrémy jsou blíže sebe (což umožňuje lepší určení spektrální závislosti optických konstant).

Zajímavým konceptem by tedy byla možnost obejít se bez děličů svazku a použít pouze reflexní optiku, která je schopna „pracovat“ i v UV oblasti spektra při přijatelných ztrátách intenzity světla.

### 4.1 MOŽNOST MĚŘENÍ PROPUSTNOSTI

Další motivací ke koncepčnímu návrhu ISRNPAI (z anglického: *Imaging Spectroscopic Reflectometer with Near Perpendicular Angle of Incidence*) byla možnost rozšíření přístroje i o transmisní větve, kde by se využívalo podobného principu vyhodnocování dat, jako u měření založeném na získání mapy lokální relativní odrazivosti  $R^{k,u}(\lambda)$  (viz kapitola 3.2.1). Navíc bychom získali mapu lokální relativní propustnosti  $T^{k,u}(\lambda)$ , a tím bychom mohli určit závislost lokálních optických parametrů studovaných vrstev na vlnové délce s vyšší spolehlivostí.

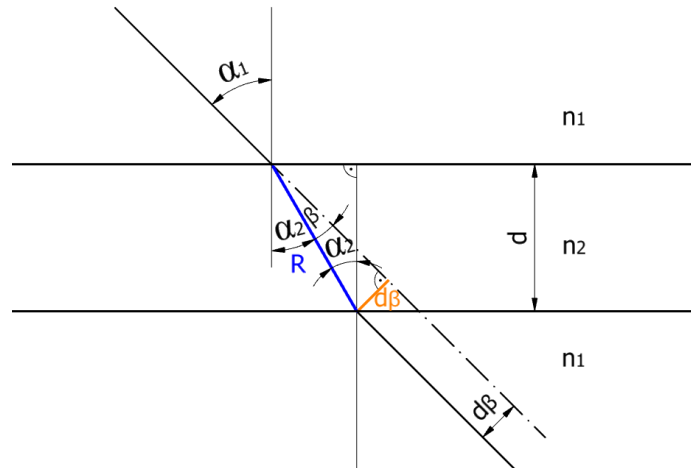
Toho bychom mohli využít i při měření vzorků s transparentním charakterem – antireflexní, nebo reflexní vrstvy na čirém skle apod. Získáme totiž informaci o vrstvě, aniž bychom museli měřit reflexi.

Jak již však bylo zmíněno v kapitole 2.6.2, kontrast interferenčního jevu v prošlém světle je velmi nízký. Intenzita vln  $E_{1t}$  a  $E_{2t}$  je totiž velmi rozdílná (25:1 pro vrstvu ze skla).

Nekolmý dopad světla na vzorek však s sebou přináší i některé komplikace, nad kterými je dobré se předem zamyslet.

## 4.2 PROBLEMATIKA POSUVU SVAZKU PŘI PRŮCHODU SVĚTLA VZORKEM

Při transmisním módu dochází vlivem tloušťky vzorku s určitým indexem lomu k posuvu svazku.



Obr. 4.2-1: Posuv svazku při průchodu světla přes vzorek

Z geometrie patrné na Obr. 4.2-1 lze určit vztah pro posun svazku  $d_\beta = f(d, \alpha_1, n_1, n_2)$ .

$$d_\beta = \frac{d \sin \left[ \alpha_1 - \arcsin \left( \sin \alpha_1 \frac{n_1}{n_2} \right) \right]}{\cos \left( \arcsin \left( \sin \alpha_1 \frac{n_1}{n_2} \right) \right)} \quad (4.2.1)$$

Pro případ, kdy tloušťka vzorku dosahuje  $d = 1 \text{ mm}$ , úhel dopadu uvažujeme  $\alpha_1 = 4^\circ$ ;  $2^\circ$ , index lomu vzduchu  $n_1 = 1$  a index lomu skla  $n_2 = 1,5$ . Potom vychází posun svazku pro  $4^\circ$   $d_{\beta,4^\circ} = 0,023 \text{ mm}$ , což odpovídá pro kameru s velikostí pixelu  $6,45 \mu\text{m}$  a uvažovaným zvětšením  $Z = 0,5$  zhruba 2 pixelům. Posun svazku pro  $2^\circ$  vychází  $d_{\beta,2^\circ} = 0,012 \text{ mm}$  (odpovídá zhruba 1 pixelu).

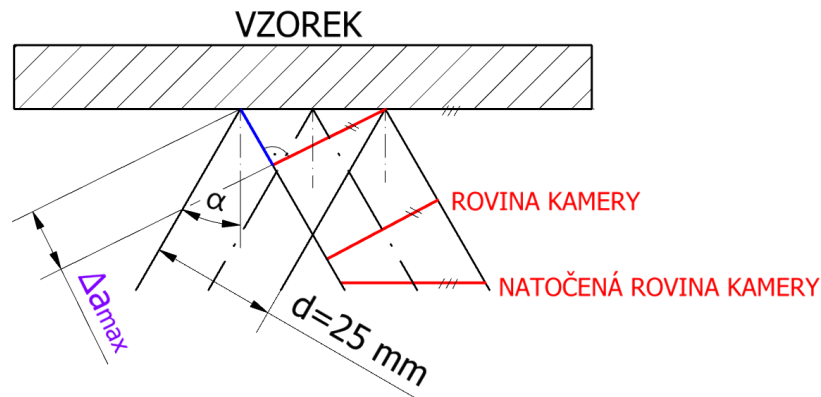
Další problém může nastat vlivem disperze. Jelikož budeme používat téměř monochromatické světlo, vliv disperze způsobí pouze posunutí obrazu vzorku dopadajícího na čip CCD kamery, které je různé pro jednotlivé vlnové délky. Použijeme-li jako podložku tenké vrstvy běžně dostupné borosilikátové sklo s označením BK7, můžeme vyhledat index lomu pro různé vlnové délky (nalezeno na internetových stránkách [16]). Pro vlnovou délku světla  $300 \text{ nm}$  platí index lomu  $n_{1,300 \text{ nm}} = 1,5528$  a pro  $700 \text{ nm}$  platí  $n_{1,700 \text{ nm}} = 1,5131$ . Ze vztahu (4.2.1) lze určit, že rozdíl posunutí svazku mezi těmito „krajními“ vlnovými délkami bude

$$\Delta d_\beta = d_{\beta,300 \text{ nm}} - d_{\beta,700 \text{ nm}} = 1,18 \mu\text{m}. \quad (4.2.2)$$

Tato hodnota je minimálně o jeden řád menší, než je rozlišení přístroje, takže v tomto případě chybu vlivem disperze můžeme zanedbat.

### 4.3 PROBLEMATIKA HLOUBKY OSTROSTI PŘI NEKOLMÉM DOPADU

Vlivem nekolmého dopadu světla na vzorek se liší geometrická obrazová vzdálenost od vzorku k čipu CCD kamery. Změna předmětové vzdálenosti je rostoucí od středu světelné stopy na vzorku. Při odrazu na dalších prvcích zobrazovacího systému sice k žádné změně geometrických drah nedochází, ale dráhový rozdíl vzniká vlivem natočení plochy vzorku vůči ploše čipu CCD kamery.



Obr. 4.3-1: rozdíl předmětové vzdálenosti vlivem nekolmého dopadu na vzorek

Z geometrie plyne, že při dopadovém úhlu  $4^\circ$ ;  $2^\circ$ , dojde ke změně geometrické dráhy:

$$\begin{aligned} \Delta a_{max,4^\circ} &= \tan \alpha \cdot d = 1,748 \text{ mm} \\ \Delta a_{max,2^\circ} &= 0,873 \text{ mm} \end{aligned} \quad (4.3.1)$$

V tom případě je pro nás zajímavá hloubka ostrosti, kterou známe např. z fotografování. Hloubka ostrosti je jednoduše řečeno vzdálenost mezi dvěma rovinami, mezi kterými jsme schopni snímat obraz (naším okem nebo čipem CCD kamery) v takové ostrosti, aniž bychom vnímali rozmazaný obraz. Chyby špatného zaostření obrazu jsou totiž potom menší, než je rozlišovací schopnost přístroje.

Hloubku ostrosti ovlivňuje ohnisková vzdálenost, vzdálenost objektivu, předmětová vzdálenost a pracovní clona. Pro co největší hloubku ostrosti je nutné zvolit co nejkratší ohniskovou vzdálenost, co nejdelší předmětovou vzdálenost, nebo co největší clonu. Ze zobrazovací rovnice čočky/paraboly  $\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{a'}$  plyne, že obrazová vzdálenost  $a'$  je dána velikostí čipu a ohniskovou vzdáleností parabolického fokusačního zrcadla. Pro dosažení ostrého snímku je nutné dodržet tuto rovnici, takže i předmětová vzdálenost je pevně dána. Proto jedinou smysluplnou možností, jak zvýšit hloubku ostrosti, je zvolení co nejkratší ohniskové vzdálenosti parabolického zrcadla. Clonu totiž v našem případě nelze nastavovat.

Je zřejmé, že změně geometrické dráhy se při nekolmém dopadu nelze vyhnout, lze ji pouze minimalizovat (snižování dopadového úhlu), nebo kompenzovat (natočením čipu kamery).

U snižování dopadového úhlu jsme však limitováni velikostí našeho přístroje, volbou parametrů (ohnisková vzdálenost) fokusačního parabolického zrcadla a šířkou svazku.

U kompenzace natočením kamery (viz Obr. 4.3-1) vzniká plošná deformace obrazu, kdy dojde k zúžení skutečného obrazce. To však nemusí být velká komplikace, protože jsme softwarově schopni obraz zase „natáhnout“. Počet pixelů se však bude pro jednu osu obrazové roviny lišit.

## 4.4 NÁVRH TESTOVACÍ SESTAVY PŘÍSTROJE

Jako zdroj světla jsme původně uvažovali laser, jelikož dosahuje mnohem větší intenzity, než jaká je u světla pocházejícího z monochromátoru. Od laseru jsme však upustili, protože se nám nepodařilo z důvodu volby špatného optického vlákna přivést světlo do soustavy v dostatečné kvalitě, což je důležité pro správnou kolimaci parabolickým zrcadlem.

Využili jsme proto monochromátoru, který navíc poskytuje světlo s mnohem větším rozmezím použitelných vlnových délek, a to i do UV oblasti spektra (k měření v blízké UV a VIS oblasti světla je náš přístroj určený).

Vývod optického vlákna z monochromátoru je upevněn do držáku. Jako kolimační zrcadlo použijeme mimoosové zrcadlo parabolické, kde v závislosti na numerické apertuře optického vlákna a na ohniskové vzdálenosti můžeme určit šířku rovnoběžného svazku. Zobrazovací zrcadlo jsme se rozhodli použít opět mimoosové parabolické, kde by nedocházelo k zobrazovacím vadám (jako je sférická vada). U něho potřebujeme, aby nám umožňovalo volit rozumné vzdálenosti geometrických drah, jako je obrazová a předmětová vzdálenost. Jsme totiž omezeni velikostí našeho přístroje.

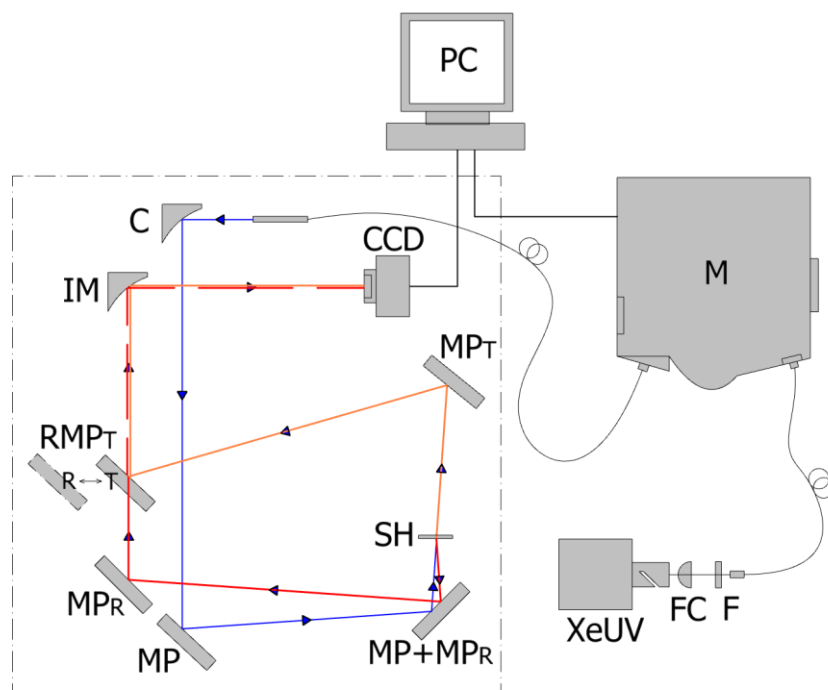
Protože vyžadujeme pouze reflexní optiku, rovinná zrcadla použitá ke změně směru putování svazku nijak nedeformují obraz a není u nich problém se ztrátou intenzity průchodem materiálu. Pouze je potřeba, aby měla zrcadla dostatečně kvalitní povrch a aby dokázala odrážet v UV části spektra.

Pro jednodušší konstrukci a ustalování/justaci přístroje a jednotlivých součástí je celá optická trasa navržena do jedné roviny (horizontální rovina rovnoběžná s rovinou stolku/desky).

Vzorek by měl být uchycen pomocí nastavitelného držáku SH. Výstupní svazek z monochromátoru (modrá barva) dopadá na vzorek ležící na držáku SH. Na vzorku se světelný svazek dělí na dvě větve: transmisní (oranžová barva) a reflexní (červená barva), viz Obr. 4.4-1. Podle nastavení výsuvného zrcadla  $RMP_T$  můžeme volit mezi odrazem transmisní větve na tomto zrcadle, nebo umožníme průchod větve reflexní. Postupně zaznamenáme mapu lokální propustnosti (pozice T zrcadla) a lokální odrazivosti (pozice R zrcadla) pomocí čipu CCD kamery.

Kamera je propojená s PC, kde pomocí řídicího software (v našem případě program SIPS) můžeme získat digitální snímky map lokální propustnosti a lokální odrazivosti. Pomocí dalších softwarů jsme schopni z těchto snímků vypočítat požadované lokální optické konstanty a určit neuniformitu v tloušťce.

Cílem této práce je realizovat a ověřit funkčnost koncepce zobrazovacího spektrofotometru s reflexní optikou, který by umožňoval měření v transmisním i reflexním módu. Nebudeme se proto zabývat dalším zpracováním naměřených dat.



Obr. 4.4-1: Schéma zobrazovacího spektrofotometru s úhlem dopadu na vzorek blízkým dopadu kolmému; XeUV – xenonová lampa, FC – fokusační čočka, F – filtr, M – monochromátor, C – kolimátor, MP – rovinné zrcadlo, MP+MP<sub>R</sub> – rovinné zrcadlo sloužící zároveň jako rovinné zrcadlo pro reflexní větev, SH – držák studovaného nebo referenčního vzorku, MP<sub>R</sub> – rovinné zrcadlo reflexní větve, MP<sub>T</sub> – rovinné zrcadlo pro transmissní větev, RMP<sub>T</sub> – vysouvací rovinné zrcadlo pro volbu mezi transmissní a reflexní větví, IM – zobrazovací zrcadlo, CCD – měřicí kamera, PC – počítač. Modrou barvou je vyznačen svazek dopadající na vzorek, červenou barvou je vyznačena reflexní větev a oranžovou barvou větev transmissní.

## 4.5 REALIZACE TESTOVACÍ SESTAVY PŘÍSTROJE

Prvním krokem k realizování testovací sestavy byla volba parabolického zrcadla určeného k fokusaci svazku pro čip kamery. Pro rozumně veliké zobrazovací vzdálenosti jako je obrazová a předmětová vzdálenost, jsme se rozhodli použít mimoosové parabolické zrcadlo od výrobce Edmund Optics s efektivní ohniskovou vzdáleností 190,60 mm, a s rozsahem vlnových délek 250 – 700 nm. Toto zrcadlo má navíc výhodu, že odráží osu paprsku o 90° oproti ose původní, což umožňuje kompaktnějších rozměrů přístroje. U minulých přístrojů bylo k zobrazení použito osového sférického zrcadla, což vyžadovalo využití děliče svazku k oddělení obrazu na kameru. Popř. se sférické zrcadlo mírně natočilo, čímž byl výsledný obraz mírně elipticky deformován.

Dalším krokem bylo vybrat kolimační zrcadlo. Zvolili jsme podobné parabolické zrcadlo od výrobce Edmund Optics s ohniskovou vzdáleností 76,20 mm. Díky vhodné velikosti numerické apertury optického vlákna jsme dosáhli schopnosti osvětlit pole o průměru 30 mm, což vhodně osvětlí čtvercové pole o šířce 25 mm.

Jelikož máme k dispozici 2palcové optické komponenty, uvažovali jsme nad šířkou svazku 25 mm. Kamera původně zamýšlená pro tento přístroj je již zmiňovaná ORCA II-BT-5126 s velikostí čipu 12x12 mm. Se zvětšením  $-0,5$  tak kamera zobrazí 24 x 24 mm širokou plochu. Tato kamera je totiž schopná měřit v rozsahu vlnových délek 200 – 1200 nm (3.4).

Pro tuto kameru bychom potřebovali zmenšení průměru svazku o 50%. Tedy  $Z = -0,5$ . Pokud použijeme zobrazovací rovnici z kapitoly (2.8.1):

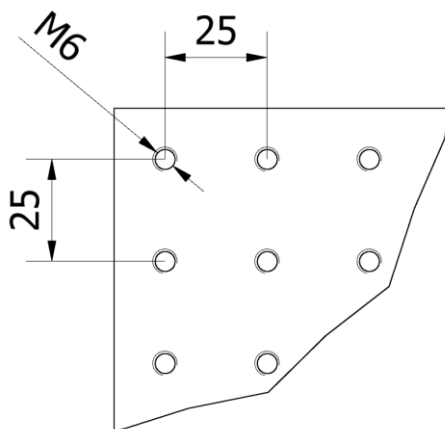
$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{a'}, Z = -\frac{a'}{a}, \quad (4.5.1)$$

dostaneme pro zvětšení  $Z = -0,5$  a  $f = 190$  mm předmětovou vzdálenost  $a_{-0,5} = 570$  mm a obrazovou vzdálenost  $a'_{-0,5} = 285$  mm.

Druhou možností bylo dosáhnout zmenšení  $Z = -0,75$ , kde bychom dosáhli předmětové vzdálenosti  $a_{-0,75} = 444$  mm, a obrazové vzdálenosti  $a'_{-0,75} = 333$  mm. U tohoto zmenšení by se daly lépe pozorovat detaily na vzorku, avšak bychom přišli o část zobrazované plochy.

### 4.5.1 Přístrojová deska

K dispozici pro konstrukci přístroje byla kovová 0,5x0,5 m široká deska o tloušťce 1 cm, se závity pro šrouby M6 rozmístěnými dle (Obr. 4.5-1). Výhodou je možnost snadného upevnění všech součástí k pevnému podkladu.



Obr. 4.5-1: Přístrojová deska

### 4.5.2 Požadavky na parametry zobrazení vzorku

Jak lze vidět na Obr. 4.4-1, dopadový úhel na vzorek nemůže být kolmý. Naším zájmem je ale zvolit co nejmenší odchylku od kolmého směru  $\alpha_{dop}$ , jakou nám umožňují rozměry přístroje, a již spočítané geometrické vzdálenosti zobrazovací soustavy. Pro koncept se zvětšením  $Z = -0,5$  i pro  $Z = -0,75$ , se podařilo dosáhnout návrhu s odchylkou od kolmého směru  $4^\circ$ .

Další možností bylo zúžení šířky svazku z 25 mm na 15 mm. Zde se při zvětšení  $Z = -0,5$  a  $Z = -0,75$ , podařilo dosáhnout odchylky  $2^\circ$ . Pro zvětšení  $Z = -0,75$  již však bylo potřeba uvažovat vznik parazitního paprsku způsobeného odrazem na zrcadlo MP, které „zablácí“ svým okrajem průchodu paprsku reflexní větve.

Pro odchylku od kolmého dopadu  $1^\circ$  by pro zvětšení  $Z = -0,5$  bylo nutné počítat s parazitním paprskem a u zvětšení  $Z = -0,75$  by již bylo potřeba zúžit paprsek na 10 mm, a i zde bychom se nevyhnuli oříznutí paprsku hranou zrcadla MP.

Ze všech uvažovaných řešení jsme se nakonec rozhodli pro sestavení a ověření konceptu zvolit to, které nám poskytovalo nejvíce místa pro rozložení jednotlivých komponent. Tedy zvětšení  $Z = -0,5$  pro svazek široký 25 mm a pro  $4^\circ$  odchylku od kolmého směru. Při těchto parametrech se vyhneme problémům stínících si zrcadel. Ve skutečnosti musíme taktéž uvažovat držáky a stojánky pro zrcadla, které mohou v určitých místech limitovat možné vzájemné vzdálenosti komponent.

Pro koncepční řešení je tento přístup vhodný, protože můžeme zjistit za podmínek odchylky od kolmého dopadu  $4^\circ$ , zda tento přístroj lze provozovat. Je to zároveň odchylka, která nám umožňuje využít přístroj na „maximum“, tedy můžeme použít 25 mm široký svazek, bez rizika stínění si zrcadel, a to pro transmisní i reflexní větev.

### 4.5.3 Rozmístění komponent přístroje a úhel dopadu na vzorek

K optimalizaci rozložení přístroje pro jednotlivé úhly dopadu (resp. odchylky od kolmého dopadu) a pro různé šířky svazků bylo použito aplikace Inventor. Zde si lze vytvořit rovnoběžný svazek s určitou šířkou reprezentovanou čarami, a díky vhodně zvoleným vazbám mezi komponenty a svazkem, bylo možné s jednotlivými komponenty volně hýbat a ovlivňovat tak směry a vzdálenosti chodu paprsku.

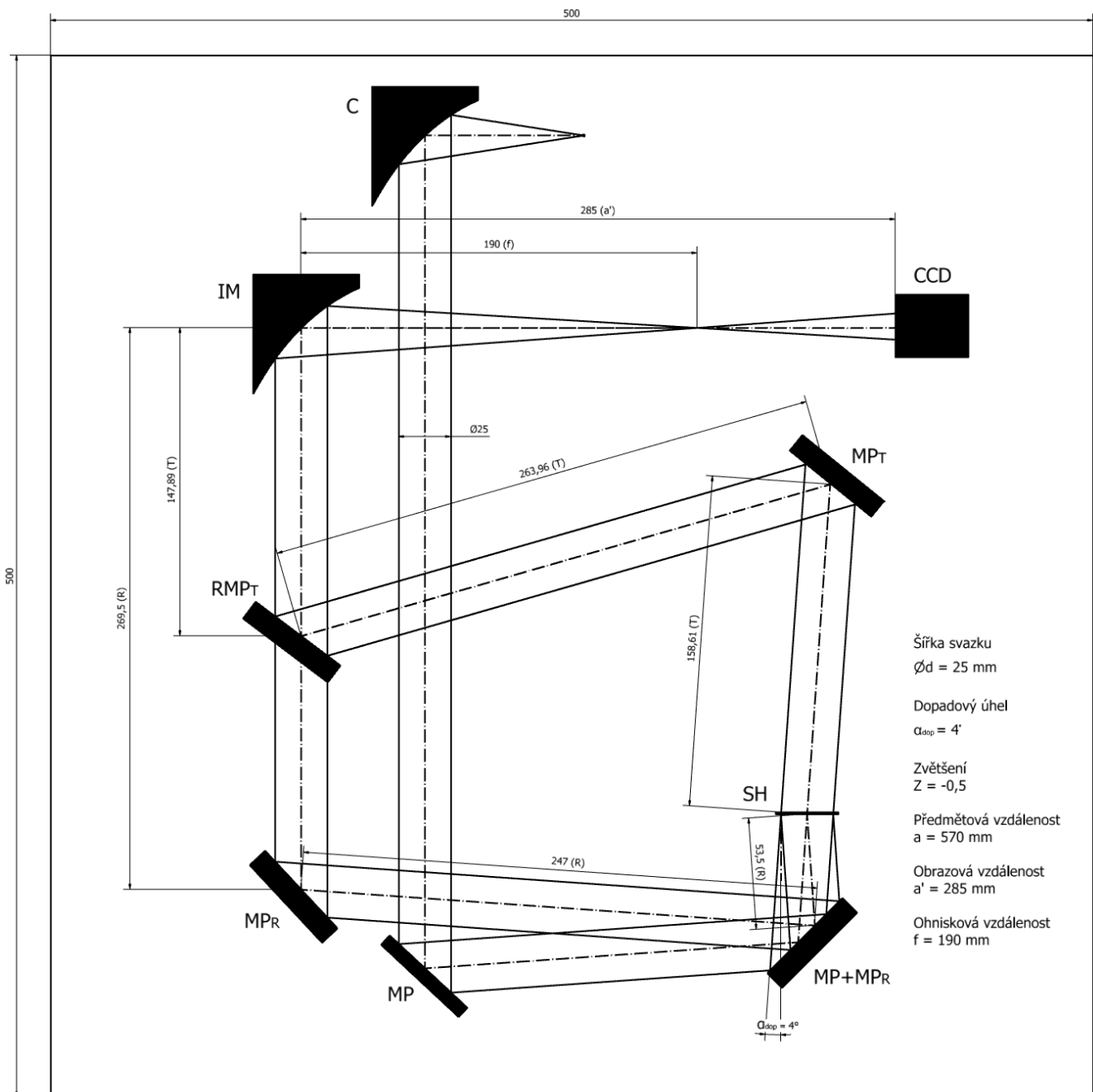
Díky tomu šlo určit, jaké jsou limity přístroje, kde hrozí riziko kolizí jednotlivých komponent, a zdali nedochází ke stínění svazku jednotlivými komponenty.

Hlavní úlohou bylo nalézt řešení, které odpovídalo vypočtené předmětové a obrazové vzdálenosti, a to pro použití v jedné optické rovině (rovnoběžné se základní deskou). Bylo ale nutné dodržet stejnou předmětovou vzdálenost pro transmisní i reflexní větev. Toho se dalo docílit např. vhodnou změnou úhlu dopadu na zrcadle  $MP_T$  a jeho vzdálením od vzorku SH. Pro některé zmíněné variace rozložení by však při změně vzdálenosti zrcadlo  $MP_T$  stínilo svazku mezi IM a CCD, nebo by hrozila kolize  $MP_T$  s CCD. Při změně úhlu jsme pro změnu limitování vzdáleností zrcadla  $RMP_T$  od  $MP_R$ . Proto se musely hledat i jiné způsoby, jak různé komponenty rozmístit, aby nedošlo ke kolizím a byly dodrženy správné geometrické vzdálenosti chodu paprsku pro transmisní i reflexi.

U zrcadla  $MP+MP_R$  bylo např. nutné zkontrolovat, aby paprsek, který se od tohoto zrcadla odráží 2x (jednou při přívodu svazku na vzorek a podruhé po odrazu od vzorku v reflexní větvi), dopadal v obou případech na zrcadlo celou šířkou. Vzdálenost SH a  $MP+MP_R$  tedy nemohla být příliš velká, a ani ne malá, aby nedošlo ke kolizi. Nejvíce problematické bylo umístění zrcadel  $MP_R$  a MP, které bylo potřeba mít co nejbližší u sebe a zároveň co nejdál od zrcadla  $MP+MP_R$ , aby mohl být úhel odrazu od vzorku co nejmenší. Za zmínku také stojí skutečnost, že při změně úhlu dopadu svazku na zrcadlo  $MP_T$  nedochází ke změně předmětové vzdálenosti pouze vlivem nárůstu vzdálenosti  $MP_T$  od  $RMP_T$ , ale také změnou polohy  $RMP_T$  vůči IM.

Byla by zde také možnost naklopit parabolické zrcadlo IM tak, aby chod paprsku směřoval směrem vzhůru (tedy od roviny papíru k nám). Potom pro změnu dopadového úhlu na  $MP_T$

bychom byli limitováni pouze vzdáleností  $RMP_T$  a  $MP_R$ . Úsek od  $RMP_T$ , IM a CCD je společný jak pro transmissi, tak pro reflexi, a bude hrát důležitou roli při správném nastavení a kalibraci přístroje.



Obr. 4.5-2: Rozměrový plán přístroje pro zvětšení  $Z = -0,5$ , šířku svazku 25 mm a dopadový úhel  $\alpha_{dop} = 4^\circ$  vytvořený pomocí software Inventor, který byl použit pro sestavení zkušební sestavy přístroje. Obrazová vzdálenost reflexní větve je označena písmenem R, obrazová vzdálenost transmissní větve písmenem T. Jednotlivé úseky R a T se samostatně sčítají.

Další zmíněná řešení pro zvětšení  $Z = -0,5$  a  $Z = -0,75$  s různými šířkami svazku a úhly dopadu  $4^\circ$ ,  $2^\circ$  a  $1^\circ$ , jsou dostupná v příloze. Jednotlivé rozvržení komponent se příliš neliší (vychází ze stejného konceptu), avšak jsou zde použity různé vzdálenosti mezi jednotlivými komponenty.

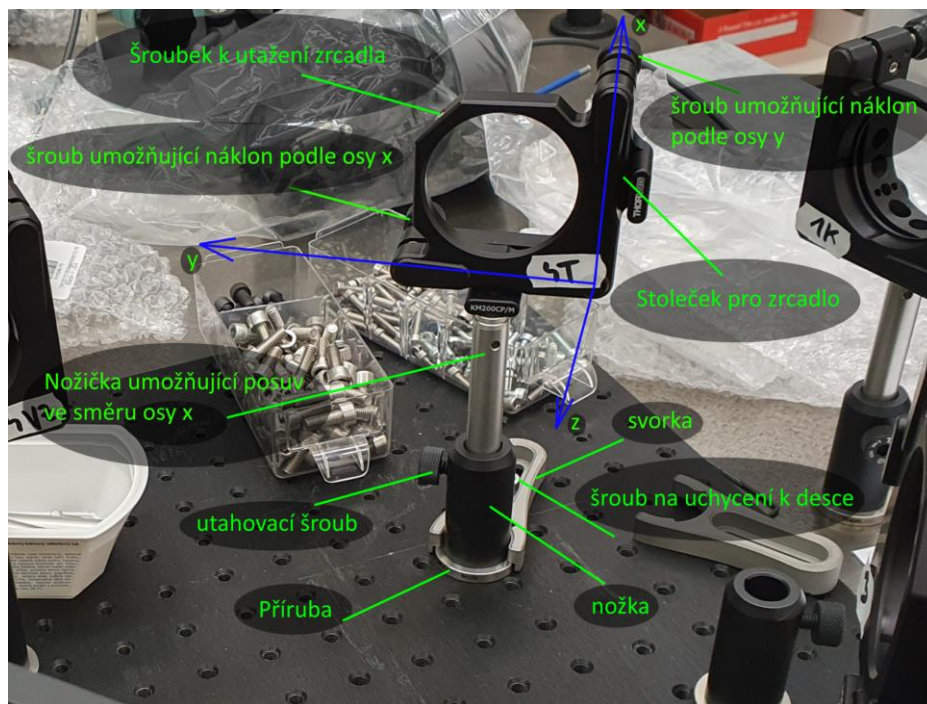


## 4.6 KOMPONENTY PŘÍSTROJE

Ke konstrukci přístroje jsme použili díly a konstrukční komponenty převážně od amerického výrobce specializujícího se na optické přístroje a komponenty – Thorlabs. Systém uložení zrcadel je totiž velmi praktický, jednoduchý na sestavení a kompaktní.

Nohy nesoucí stoleček pro uložení zrcadel jsou složeny z duté nožky, do které se nasune nožička a zafixuje pomocí přitlačného šroubu do požadované výšky. K dispozici jsou různé výšky nožek a nožiček, jejichž výšky začínají na pár centimetrech, ale mohou mít i desítky centimetrů. Samotná nožka je ke stolu upevněná pomocí speciální svorky, která se nasune na přírubu namontovanou k duté nožce ze zdola. Samotnou svorku můžeme na stole zmíněném v kapitole (4.5.1) libovolně natáčet a najít tak vhodnou pozici pro uchycení nožky. A to díky drážce, pomocí níž jsme schopni pomocí volného pohybu v její ose nalézt vhodný otvor pro šroub se závitem, kterým uchytíme svorku ke stolu, aniž bychom se museli vzdát požadované polohy nožky. Pouze otočíme svorkou a v ní posuneme šroub podle potřeby.

Na vrchu nožičky vsunuté do duté nožky je našroubovaný stavěcí šroub (červík), na který se následně našroubuje samotný stoleček k uložení zrcadla. Stolečky určené pro rovinná zrcadla mají výhodu, že osa nožičky pro hrubé otáčení tohoto zrcadla leží v jeho rovině. Pro uložení parabolických zrcadel jsme potřebovali stoleček umožňující vložit zrcadlo z opačné strany.



Obr. 4.6-1: Stojánek k uchycení zrcadla, složený z nohy a stolečku, upevněný k desce. Na obrázku jsou vyznačeny směry, podle kterých lze zrcadlo naklápět.

Většina stolečků lze naklápět podle dvou os (osa  $x$  a osa  $y$  vyznačené na Obr. 4.6-1), avšak stolečky pro parabolická zrcadla navíc umožňují náklon podle šikmé osy.

### 4.6.1 Zrcadla

Zrcadla tvoří v optické sestavě poměrně velikou cenovou položku. Volba parabolických zrcadel již byla zmíněna v kapitole 4.5. Jedná se o parabolická zrcadla od výrobce Edmund Optics s ohniskovými vzdálenostmi  $190,6\text{ mm}$  a  $76,20\text{ mm}$ . Tato zrcadla jsou určena pro rozsah vlnových délek  $250 - 700\text{ nm}$ . Dále jsme potřebovali čtyři rovinná kruhová zrcadla a jedno rovinné čtvercové od výrobce Thorlabs. Tyto zrcadla jsou taktéž určeny pro rozsah vlnových délek od  $250\text{ nm}$ . Všechna zrcadla jsou vybrána pro šířku svazku 1 palec. Tedy rozměry zrcadel se pohybují kolem 2 palců, což je přibližně  $50\text{ mm}$ .



*Obr. 4.6-2: parabolická zrcadla od výrobce Edmund Optics uchycená v náklonných stolečcích Thorlabs.*

### 4.6.2 Kamera

Původně bylo zamýšleno použití kamery z přístroje ISRWS, tedy ORCA II-BT-5126 s čipem Hamamatsu S7170 o velikosti čipu  $12 \times 12\text{ mm}$ , s rozlišením  $512 \times 512\text{ px}$  (velikost pixelu činí  $24 \times 24\text{ }\mu\text{m}$ ) určeným pro rozsah vlnových délek  $200 - 1100\text{ nm}$ . Pro testovací účely jsme však zvolili v současnosti nepoužívanou kameru G1 – 2000 od výrobce Moravské přístroje. Tato kamera má velikost čipu  $7,2 \times 5,4\text{ mm}$  s rozlišením  $1628 \times 1236\text{ px}$  (velikost pixelu činí  $4,4 \times 4,4\text{ }\mu\text{m}$ ).

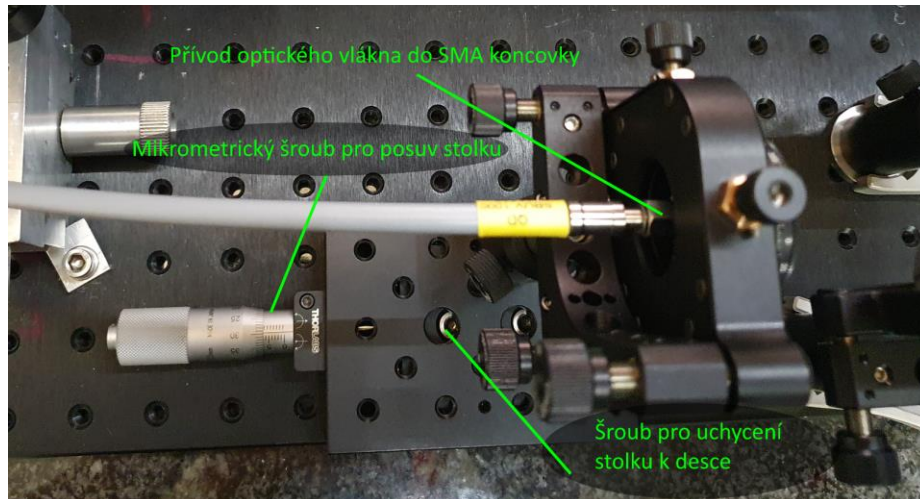
### 4.6.3 Monochromátor s lampou

Prvním nápadem bylo použít laser, u kterého bychom dosáhli mnohem větší intenzity použitého světla a přístroj by šel snáze kalibrovat. Z důvodů popsaných v kapitole 4.4 jsme nakonec jako zdroj světla zvolili monochromátor Jobin-Yvon Triax 320 se  $150\text{ W}$  xenonovou výbojkou LOT od firmy Quantum Design. Monochromátor i výbojka jsou používány přístrojem ISRWS a ISRER. Světlo z monochromátoru je přivedeno optickým vláknem napojeným na SMA

koncovku, která je upevněna k nastavitelnému stolečku. Na monochromátoru jsme při testování tohoto přístroje používali rozsah vlnových délek 330 – 1090 nm.

#### 4.6.4 Stolek pro uchycení SMA koncovky

K uchycení SMA koncovky bylo nutné zvolit v jedné ose posuvný stolek. Potřebujeme totiž dosáhnout přesného nastavení výstupu optického vlákna do ohniska kolimačního zrcadla.

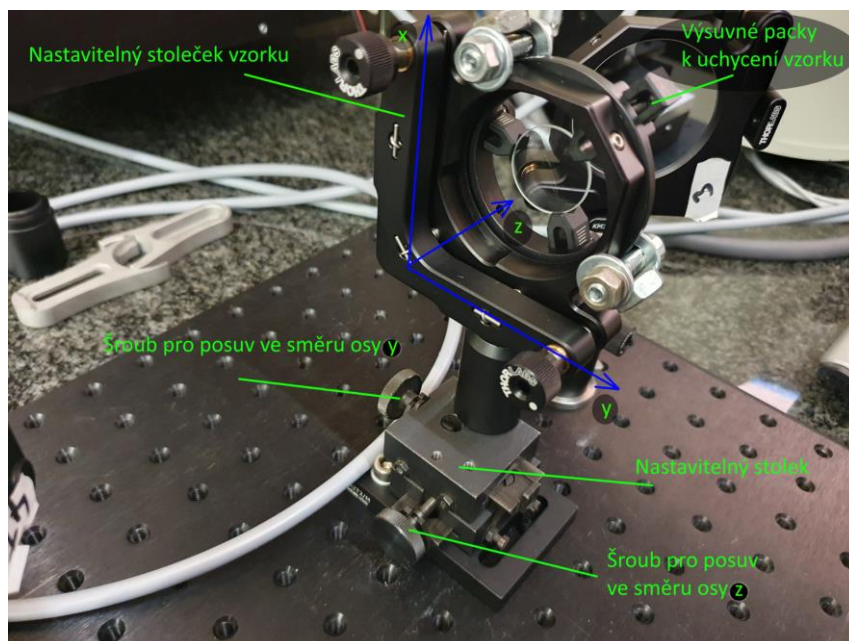


Obr. 4.6-3: Stolek od výrobce Thorlabs s přívodem SMA koncovky

#### 4.6.5 Stolek pro uchycení vzorku

Pro uchycení vzorku bylo potřeba připravit stolek, kterým by se dalo pohybovat ve směrech osy  $x$ ,  $y$ ,  $z$  vyznačených na Obr. 4.6-4. Díky tomu lze správně nastavit předmětovou vzdálenost reflexní větve. Zároveň chceme osvětlovat střed vzorku, k tomu slouží druhý posuv.

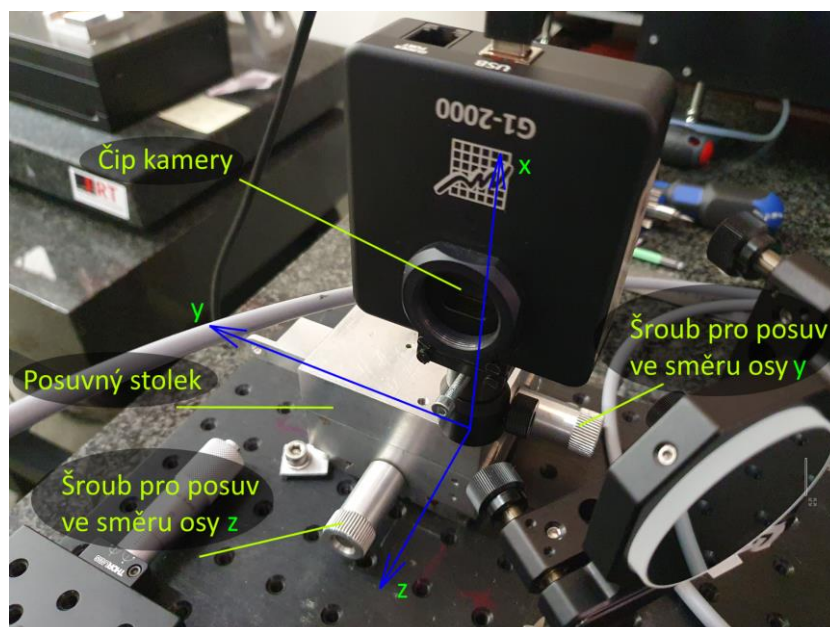
Samotný vzorek je uchycený v držáku kruhových vzorků pro průměry 8 – 45 mm, které jsou namontované na stolečku, který umožňuje naklonění vzorku podle osy  $x$  a podle osy  $y$  (jak již bylo ukázáno v kapitole 4.6). To hrálo klíčovou roli k získání ostrého obrazu a ideálního nastavení vzorku vůči dopadajícímu svazku i kameře. Ukázalo se, že závislost ostrosti obrazu na naklonění vzorku je mnohem citlivější, než u posouvání předmětové vzdálenosti pomocí posuvu ve směru osy  $z$ .



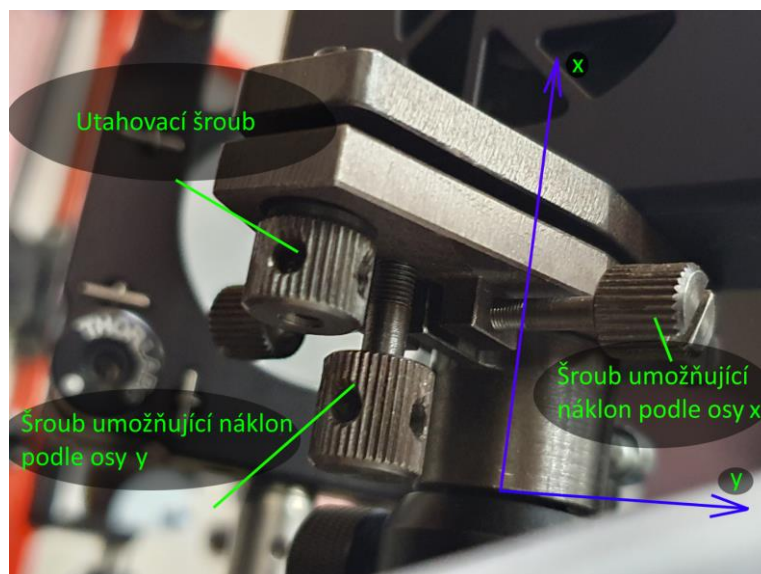
Obr. 4.6-4: Stolek pro uchycení vzorku s posuvem ve 2 směrech a možností náklonu okolo 2 os

#### 4.6.6 Stolek pro kameru

Stolek pro kameru bylo také potřeba zvolit s posuvem ve směru osy y a osy z. Samotná kamera je navíc uchycena na stolečku, který umožňuje její náklon podle osy x, y. Pro posuv ve směru osy x opět použijeme výsuvné nožičky.



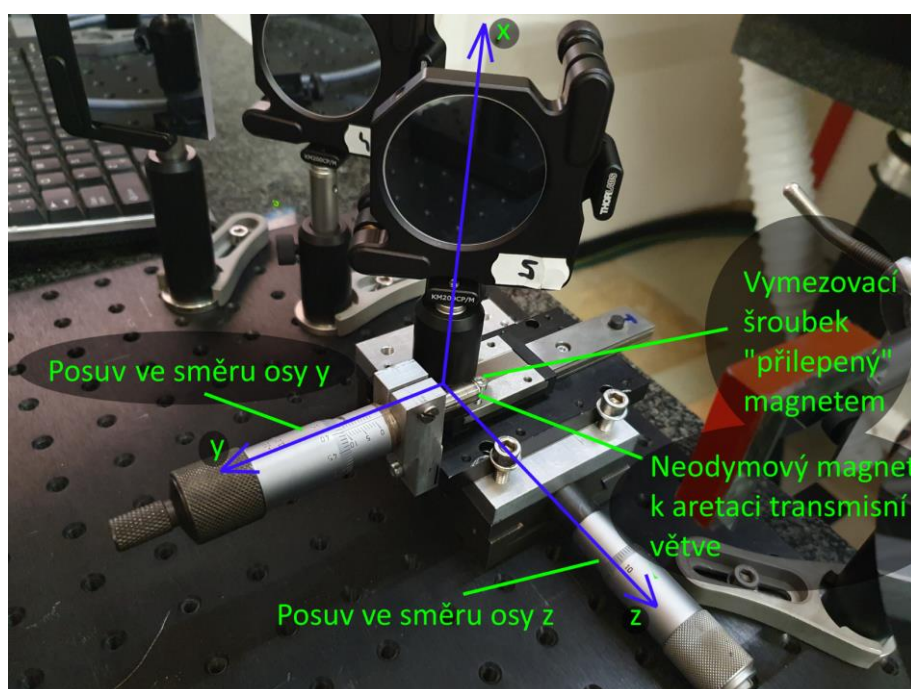
Obr. 4.6-5: Stolek pro uchycení kamery s posuvem ve 2 směrech



Obr. 4.6-6: Stoleček držící kameru, s možným náklonem podle os  $x$ ,  $y$ , a s posuvem ve směru osy  $x$

#### 4.6.7 Stolek pro změnu transmisní a reflexní větve

Protože náš přístroj disponuje transmisní i reflexní větví, je potřeba možnosti jednoduše přepínat mezi těmito větvemi. K tomu jsme zvolili stolek s malým lineárním ložiskem od firmy SKF, který se dá aretovat v poloze pro transmisí, a odsunout pro reflexi. Dále je však potřeba, aby byl vzorek nastavitelný i v ose  $y$ ,  $z$  vyznačené na obrázku.



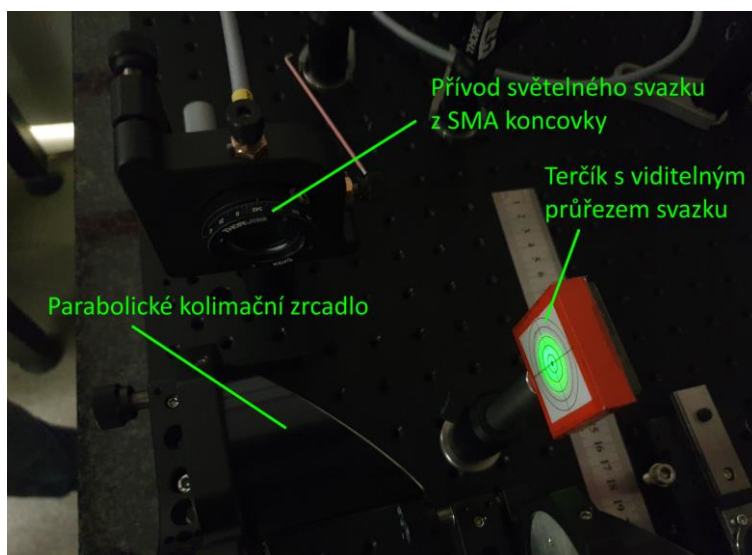
Obr. 4.6-7: Stolek pro střídání transmisní a reflexní větve, na obrázku aretovaný pro transmisí

## 4.7 POSTUP SESTAVENÍ PŘÍSTROJE

Komponenty zmíněné v předchozí kapitole se upravovaly během sestavování přístroje, kde se vyskytla celá řada drobných komplikací. Proto již zmíněné stolky disponují posuvy alespoň ve 2 osách.

Při sestavování přístroje jsme podle návrhu zmíněném v kapitole 4.5.3 rozmístili jednotlivé nožky s připevněnými stolečky na uchycení zrcadel. K určení vzdáleností jsme využívali pravítka, a k dodržení rovnoběžností a kolmostí, jsme se řídili podle polohy vůči otvorům pro šrouby na desce. Výhodou celé koncepce je, že trajektorie světelného svazku se nacházejí v jedné rovině.

Poté jsme začali umisťovat samotnou optiku postupně od optického vlákna po kameru. Nejprve bylo třeba přivést optické vlákno. To jsme napojili do SMA koncovky, která je upevněna na stolku s posuvem ve směru chodu svazku. Díky tomu jsme mohli správně nastavit výstup optického vlákna do ohniska kolimačního zrcadla. To jsme zjišťovali pomocí terčíku, na kterém se dalo pozorovat, jestli se kolimovaný paprsek zužuje či roztahuje – docílili jsme toho, že po celé své trajektorii zůstával průřez stejný. Taktéž bylo potřeba nastavit náklon parabolického zrcadla tak, aby trajektorie chodu paprsku byla ve stejné výšce od roviny desky. To jsme opět dělali pomocí terčíku, kde jsme si hlídali při celém dalším nastavování výšku středu svazku tak, aby byla pořád stejná (tedy v rovině rovnoběžné se základní deskou). Tady ale tušíme již první nedokonalost tohoto nastavování – kdy kolimovaný svazek je příliš široký na to, aby se nám podařilo nastavit výšku s požadovanou přesností (v rámci desetin  $mm$ ).



Obr. 4.7-1: Sledování průřezu paprsku, jak se mění při vzdalování od kolimačního zrcadla.

Po nastavení ohniskové vzdálenosti světelného zdroje a kolimačního zrcadla následovalo nastavení dopadu na vzorek. Nejprve jsme umístili zrcadlo MP tak, aby paprsek dopadal celým svým průřezem na jeho plochu (toho jsme chtěli docílit u všech zrcadel). Poté jsme umístili zrcadlo MP+MP<sub>R</sub> a vzorek SH. Opět pomocí terčíku jsme zjišťovali, zdali paprsek dopadá ve stejné výšce na střed držáku vzorku.

Hrubé nastavování probíhalo posunutím nebo rotací celé nožky nesoucí zrcadlo. K jemnému doladění náklonu zrcadel podle osy  $x$  nebo  $y$  (viz Obr. 4.6-1) jsme používali naklápěcí šrouby. Výška zrcadel (vysunutí nožiček) stačila pouze odhadnout, jelikož se jedná o zrcadla s průměrem  $50\text{ mm}$ , paprsek na ně v ose kolmé k rovině desky dopadá vždy celým průřezem.

#### 4.7.1 Sestavení reflexní větve

Nyní následovalo již obtížnější umístění zrcadla  $MP_R$  tak, aby na ně dopadal celý průřez svazku a zároveň, aby byla odchylka od kolmého dopadu svazku na vzorek co nejmenší. Tedy i úhel mezi svazkem jdoucím od  $MP$  k  $MP+MP_R$  a svazkem jdoucím od  $MP+MP_R$  k  $MP_R$  byl co nejmenší.

Dále bylo potřeba nastavit rovnoběžný směr paprsku jdoucího od zrcadla  $MP_R$  k  $IM$  s kolimovaným paprskem jdoucím od  $C$  k  $MP$ . V principu toto není nutné, ale z hlediska naší konstrukce tak můžeme snáze zkontrolovat správnou polohu umístění komponent podle návrhu. Paprsek by měl na parabolické zrcadlo dopadat co nejvíce v ose průřezu zrcadla.

Od zobrazovacího zrcadla bylo potřeba nastavit polohu CCD kamery tak, aby její čip byl vzdálen zhruba  $285\text{ mm}$  od zrcadla  $IM$  (viz kapitola 4.5.2). Svazek jdoucí od zobrazovacího zrcadla  $IM$  k CCD kameře měl být opět rovnoběžný s hranou desky. Nakonec jsme posunuli kameru v osách  $y, z$  tak, aby svazek dopadal na její čip.

Poté jsme již mohli spustit kameru, a díky počítači zobrazit světlo dopadající na její čip.

#### 4.7.2 Sestavení transmisní větve

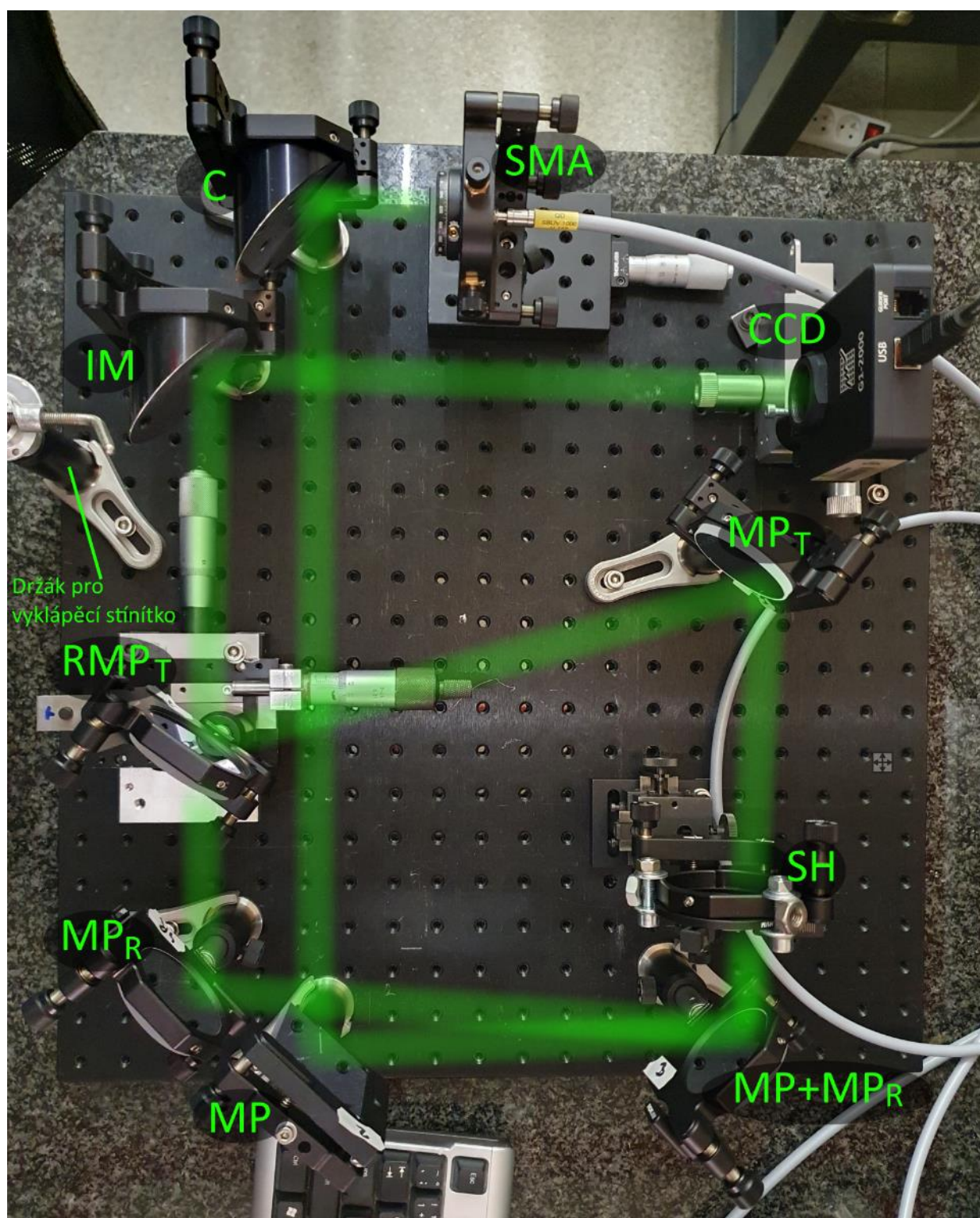
Po sestavení reflexní větve jsme potřebovali nastavit i transmisní větev, kde bylo potřeba si pohlídat, aby při vysunutí zrcadla  $RMP_T$  do polohy pro reflexi nestínilo svazku reflexní větve. Zároveň bylo potřeba přesně ustavit (aretovat) zrcadlo pro transmisní větev, tak aby při střídání transmise s reflexí vždy došlo k přesnému a opakovatelnému nastavení polohy. Na to byl potřeba vyrobít/upravit stolek zmíněný v kapitole 4.6.7, a to pro možnost posunu v rovině rovnoběžné s rovinou desky (ve směru osy  $y, z$ ), což bude hrát důležitou roli při kalibraci.

K aretaci jsme použili malý magnet z neodymu, uchycený magnetickou silou na dotyk mikrometrického šroubu. Při nastavení transmisní větve si magnet přitáhne šroubek upevněný na výsuvném stolečku s lineárním ložiskem, a tím jednak aretuje vzdálenost v ose  $y$ , ale také přispěje k vymezení vůle v lineárním ložisku.

Zrcadla  $MP_T$  a  $RMP_T$  jsme poté naklápěli a posouvali tak, abychom přivedli transmisní větev na čip CCD kamery, aniž bychom hnuli zrcadlem  $IM$  a kamerou.

Nyní následuje proces seřízení obrazu tak, abychom viděli obraz co nejvíce ostrý, homogenní a nedeformovaný.

#### 4.7.3 Ukázka finální sestavy přístroje s úhlem dopadu na vzorek blízkým dopadu kolmému



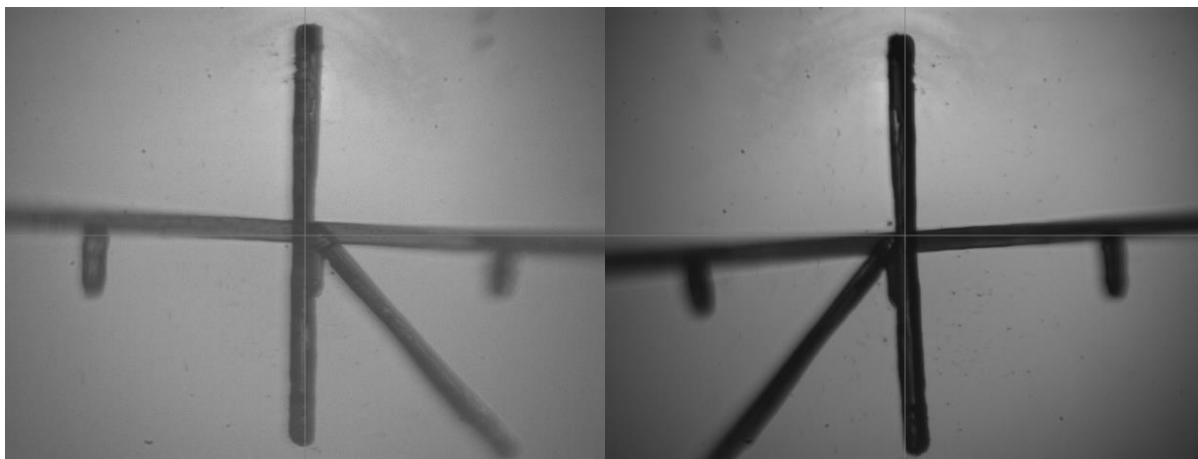
Obr. 4.7-2: Finální sestava přístroje s úhlem dopadu na vzorek blízkým dopadu kolmému



## 4.8 SEŘÍZENÍ PŘÍSTROJE

Kamera je pomocí USB kabelu propojena s počítačem. Na počítači můžeme pomocí programu SIPS poskytovaném s kamerou ovládat její funkce (např. expoziční časy), přizpůsobovat si velikost snímku, vkládat na snímek kontrolní kříž, ... Díky opakované frekvenci měření jsme mohli jednoduše nastavovat zrcadla, a pozorovat, jak se obraz mění.

Ke kalibraci přístroje jsme použili sklíčko, na které jsme fixou nakreslili kříž s úsečkou ve 4. kvadrantu, pomocí které jsme mohli ověřit, zdali dochází k otočení obrazu. Pro reflexní větev dochází celkem ke 3 odrazům + překlopení obrazu vlivem zobrazovacího parabolického zrcadla. Jelikož při každém odrazu dochází k překlopení obrazu kolem vertikály, výsledný obraz bude díky sudému počtu překlopení stále v původní poloze. V transmisní větvi sice opět dochází ke 3 odrazům + přetočení na zrcadle, avšak paprsek jdoucí od vzorku SH v transmisní větvi již je v podstatě překlopený (to vyplývá z principu průchodu a odrazu). Dochází tedy k lichému počtu překlopení podle vertikály a pomocná úsečka se zobrazí do 3. kvadrantu.



*Obr. 4.8-1: Záměrný kříž. Na levé straně snímek z reflexní větve, na pravé straně snímek z transmisní větve. Snímek z transmisní větve je zrcadlově překlopen podle vertikály. Lze si všimnout, že snímek z reflexní větve obsahuje mnohem větší množství šumu. To je způsobeno tím, že transmisní větví prochází mnohem více světla. Od vzorku se odrazí jenom menší část.*

Pokud bychom chtěli vyhodnocovat data pomocí porovnávání transmisní a reflexní větve, bylo by potřeba zobrazit obě větve na identickou plochu čipu kamery. Jelikož ale dochází k překlopení obrazu v transmisní větvi, museli bychom v ní buď docílit 1 odrazu navíc, nebo snímek softwarově překlopit. Docílit ovšem přesného zobrazení je velmi obtížné. Jednodušeji by toho šlo docílit v případě nepřeklopené transmisní větve.

Další možností však je, že by se přístroj používal k vyhodnocování T a R větve nezávisle na sobě, čímž bychom sice přišli o některé informace, avšak stále bychom měli tu výhodu, že pro některé vzorky může být účinnější použít transmisí, u některých reflexí.

Prvním krokem ke kalibraci bylo správné nastavení reflexní větve. K zaostření obrazu jsme nejprve zkoušeli měnit obrazové a předmětové vzdálenosti, to ale nevedlo ke kýžené ostrosti. Proto jsme zkusili naklápět vzorek a CCD kameru. Největšího zlepšení jsme však docílili laděním zobrazovacího parabolického zrcadla. To se totiž ukázalo jako velmi citlivý prvek, pro získání ostrého a homogenního obrazu. Spolu s nastavováním parabolického zrcadla (naklápění

podle osy  $x$  a  $z$  viz kapitola 4.6) jsme totiž museli vždy přizpůsobit polohu čipu kamery novému obrazu.

Nakonec se nám podařilo dosáhnout obstojného zobrazení a mohli jsme začít s nastavením transmisní větve. Pro její nastavení jsme již nesměli hýbat se zobrazovacím parabolickým zrcadlem a ani s kamerou, abychom si nerozhodili větev reflexní. Čím jsme ale mohli ovlivnit předmětovou vzdálenost transmisní větve, byla možnost náklonu zrcadla  $MP_T$ , s kterým se ovšem musel měnit i náklon zrcadla  $RMP_T$ , které jsme navíc museli posouvat na jeho stolku. Zde se dá ovšem předpokládat, že vznikne problém nesouběžnosti paprsku transmisní a reflexní větve.

Pokud by bylo potřeba zdokonalit zobrazení, je opět nutné nejprve nastavit reflexní větev, a poté v závislosti na to transmisní větev.

### 4.8.1 Možnosti pro zdokonalení kvality zobrazení

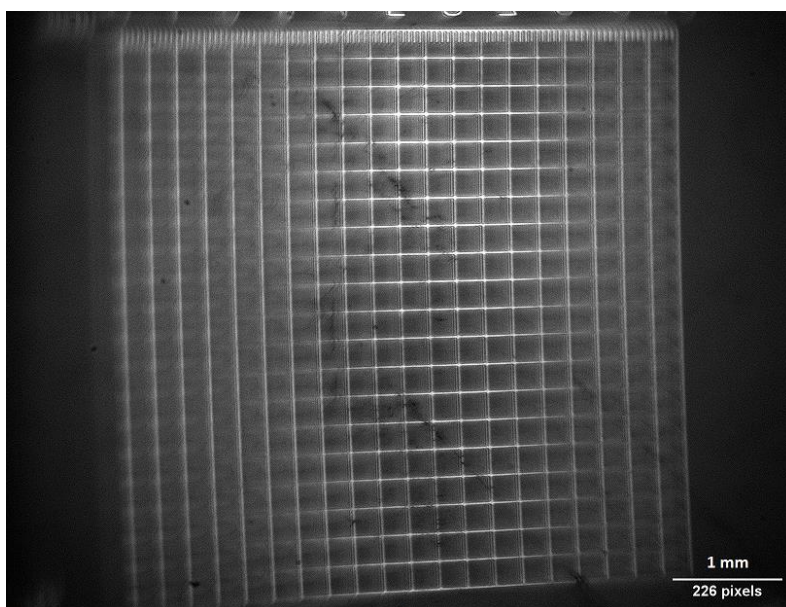
Na kříži (Obr. 4.8-1) lze vidět, že obraz je poměrně dost ostrý ve své vertikále, avšak v horizontále ztrácí svou ostrost při rostoucí vzdálenosti od středu. Původně jsme se domnívali, že tento efekt je způsoben rozdílnou předmětovou vzdáleností způsobenou nekolmým úhlem dopadu v kombinaci s malou hloubkou ostrosti sestavy (viz kapitola 4.3). Ukázalo se však, že natočení čipu kamery nemá ne výsledný efekt zásadní vliv. Dalším důvodem tohoto efektu by mohlo být parabolické zrcadlo, které k zobrazení nemusí být zcela vhodné. Svou poměrně velkou ohniskovou vzdáleností totiž může zmenšit hloubku ostrosti (ovlivnit clonové číslo optické soustavy).

Co však víme jistě, samotné nastavování parabolického zrcadla je velmi citlivá operace, protože na výslednou kvalitu obrazu mělo jeho správné nastavení zásadní vliv. V tomto ohledu je zde ještě prostor pro zvýšení kvality obrazu.

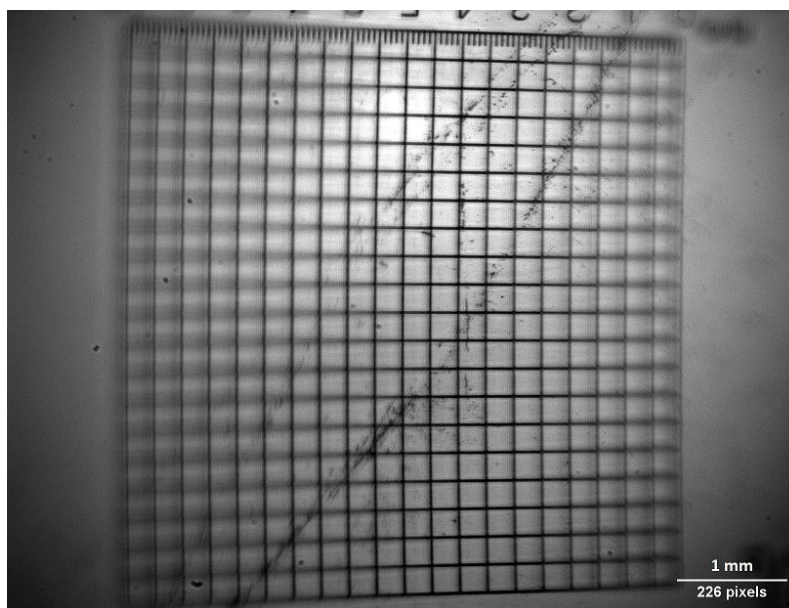
K identickému zobrazení transmisní a reflexní větve bylo potřeba nastavit souběžnou trasu paprsku od zrcadla  $RMP_T$  k zrcadlu IM. K tomu by se nám však hodil mnohem užší paprsek. Dal by se zde např. přistavit pomocný trasovací laser, jehož úzký svazek bychom s přidáním pomocného zrcadla nasměřovali do trasy paprsku jdoucího z kolimačního zrcadla. Na pomocném naklápěcím stínítku (patrného na Obr. 4.7-2) bychom mohli sledovat posun paprsku pro reflexi a transmisi, nebo bychom zviditelnili chod paprsku pomocí dýmu. Mohli bychom si tak ověřit, zdali jsou svazky T i R v tomto úseku identické.

## 5 TESTOVACÍ MĚŘENÍ

Pro další testování kvality obrazu sestaveného přístroje jsme na místo sklíčka s křížem do stolečku pro vzorek vložili sklo s mříží širokou  $1 \times 1$  cm, s pruhy rozmístěnými po  $0,5$  mm. Pro tuto mříž jsme se snažili v reflexní větvi dosáhnout co nejlepšího obrazu, a poté se tomuto obrazu co nejvíce přiblížit i v transmisní větvi. Na obrázcích níže je dobře patrné, že snímek je opět ostrý ve své vertikále (ose svislé k rovině papíru a procházející středem mříže), a v horizontále ztrácí svou ostrost při rostoucí vzdálenosti od středu, což platí jak pro transmisi, tak pro reflexi. To je dané nekolmým dopadem svazku na vzorek pouze v jedné ose – zde horizontální rovině rovnoběžné s deskou přístroje.



*Obr. 4.8-1: Testovací mříž  $1 \times 1$  cm, měřena v reflexní větvi při  $500$  nm vlnové délky světla, při expozičním čase  $0,01$  s*



*Obr. 4.8-2: Testovací mříž  $1 \times 1$  cm, měřena v transmisní větvi při  $500$  nm vlnové délky světla, při expozičním čase  $0,01$  s*

Nás by ovšem zajímalo, jestli a jak se mění tvar mřížky v R a T pro různé vlnové délky. K tomu bychom potřebovali změřit např. horní a pravý okraj mřížky + změřit polohu vybraného bodu (např. střed celé mříže a střed horního okraje). Toto měření je potřeba provést pro všechny vlnové délky (330 – 190 nm).

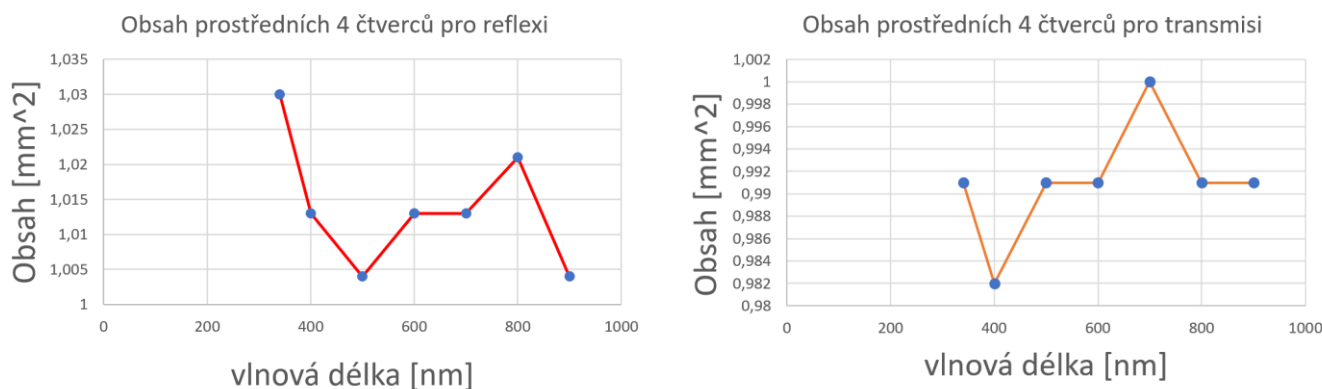
Vyhodnocení naměřených snímků bylo provedeno v programu Image J. Zde bylo pro určení správného měřítka nutné proměřit určité referenční vzdálenosti, abychom mohli určit, kolik pixelů na snímku odpovídá jednomu milimetru na vzorku. Jeden ze způsobů bylo proměřit vzdálenost např. 4 čtverečků pro různé směry a místa na vzorku identicky pro snímek z transmisní i reflexní větve. Poté zaznamenaná data zprůměrovat a pomocí funkce Set Scale nastavit reálné měřítko.

Při tomto procesu bylo možné vypočítat celkové zvětšení snímku. Ze znalosti velikosti čipu kamery, jejího rozlišení, a ze znalosti měřítka (počet pixelů průměrné referenční vzdálenosti) snímku se dá určit:

$$Z_{celk} = - \frac{\text{počet pixelů průměrné referenční vzdálenosti 1mm}}{\text{počet pixelů odpovídající 1 mm na čipu kamery}} \quad (4.8.1)$$

Reflexní větvi odpovídá zvětšení  $Z_{celk,R} = -0,5075$  a transmisní větvi odpovídá zvětšení  $Z_{celk,T} = -0,5087$ . Zvětšení, které jsme předpokládali našim návrhem (viz kapitola 4.5.2) činilo  $Z = -0,5$ . Tudíž se skutečnou realizací lišíme zhruba o 1% oproti původnímu návrhu.

Měření závislosti rozměrů zobrazené mříže na různých vlnových délkách probíhalo pro vlnové délky od 340 nm, 400 nm po 900 nm, vždy po 100 nm. Z analýzy těchto naměřených hodnot se nepodařilo nalézt přímou závislost posuvu nebo změny obrazu, dokonce ani změny obsahu celé mříže i prostředních 4 čtverečků v závislosti na vlnové délce. Nešlo ani říci, že by některá křivka měla alespoň sestupnou či vzestupnou tendenci.



Obr. 4.8-3: Grafy závislosti obsahu prostředních 4 čtverců na vlnové délce, zvláště pro reflexní a transmisní větve

Na ukázkou (Obr. 4.8-3) jsou zobrazeny grafy závislosti obsahu prostředních čtyř čtverců z mříže na vlnové délce. Lze vidět, že odchylky naměřených hodnot jsou náhodné a nelze u nich určit, že by měli vzestupnou či sestupnou tendenci. Také je patrné, že některé body mají navzájem identickou hodnotu obsahu. To je způsobené tím, že obsah byl programem Image J spočten z celých námi označených pixelů. Tedy i při ručním měření se mohlo stát, že jsme se trefili přímo do stejného počtu vybraných pixelů.

Je tedy patrné, že v rámci rozlišovací schopnosti přístroje nedochází k významné změně obrazu v závislosti na použité vlnové délce, a to jak pro reflexní, tak pro transmisní větev. Z grafů na Obr. 4.8-3 je také patrné, že pro transmisí vychází obsah prostředních 4 čtverců v řádu tisícín nad  $1 \text{ mm}^2$  (graf napravo) a pro reflexi vychází obsah prostředních 4 čtverců v řádu tisícín až pár desítek tisícín pod  $1 \text{ mm}^2$  (graf nalevo). Teoreticky by přitom obsahy obou čtverců měly dosahovat přibližně  $1 \text{ mm}^2$ . Toto je způsobeno průměrováním různých referenčních vzdáleností na mříži pro dosažení požadovaného měřítka. Je tedy patrné, že měřítka nebylo pro transmisí a reflexi stanoveno zcela správně, i když by byly vybírány stejné referenční vzdálenosti pro oba snímky. Tyto snímky se totiž neliší pouze svým zvětšením, ale také svým tvarem (deformací obrazu).

Průměrná velikost odchylky středu mříže pro transmisní a reflexní větev činí v ose horizontály  $\Delta x = 0,0581 \text{ mm}$  a v ose vertikály  $\Delta y = 0,02429 \text{ mm}$ . Při lepším nastavení by mělo být možné tuto odchylku odstranit. Na obrázcích výše je však patrné, že obraz z transmisní větve je jinak deformovaný, než obraz z větve reflexní. Pokud vezmeme v potaz, že snímek transmisní větve je přetočen kolem své vertikály, všimneme si, že pravá strana snímku z reflexní větve je opačně prohnutá než ta stejná strana (na snímku levá) snímku z větve transmisní. Velikost horní hrany se pro transmisní a reflexní větev liší zhruba o  $0,07 \text{ mm}$ .

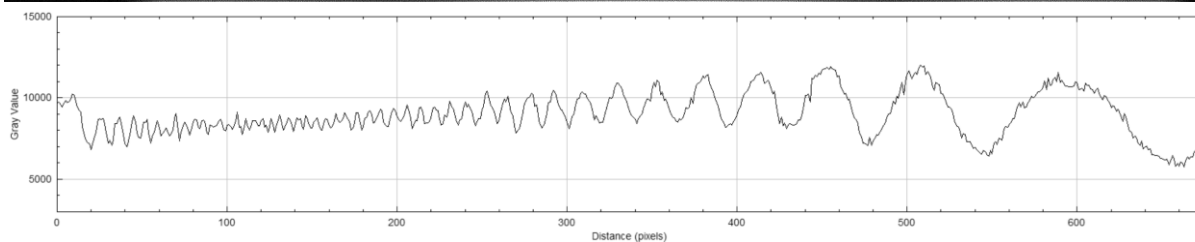
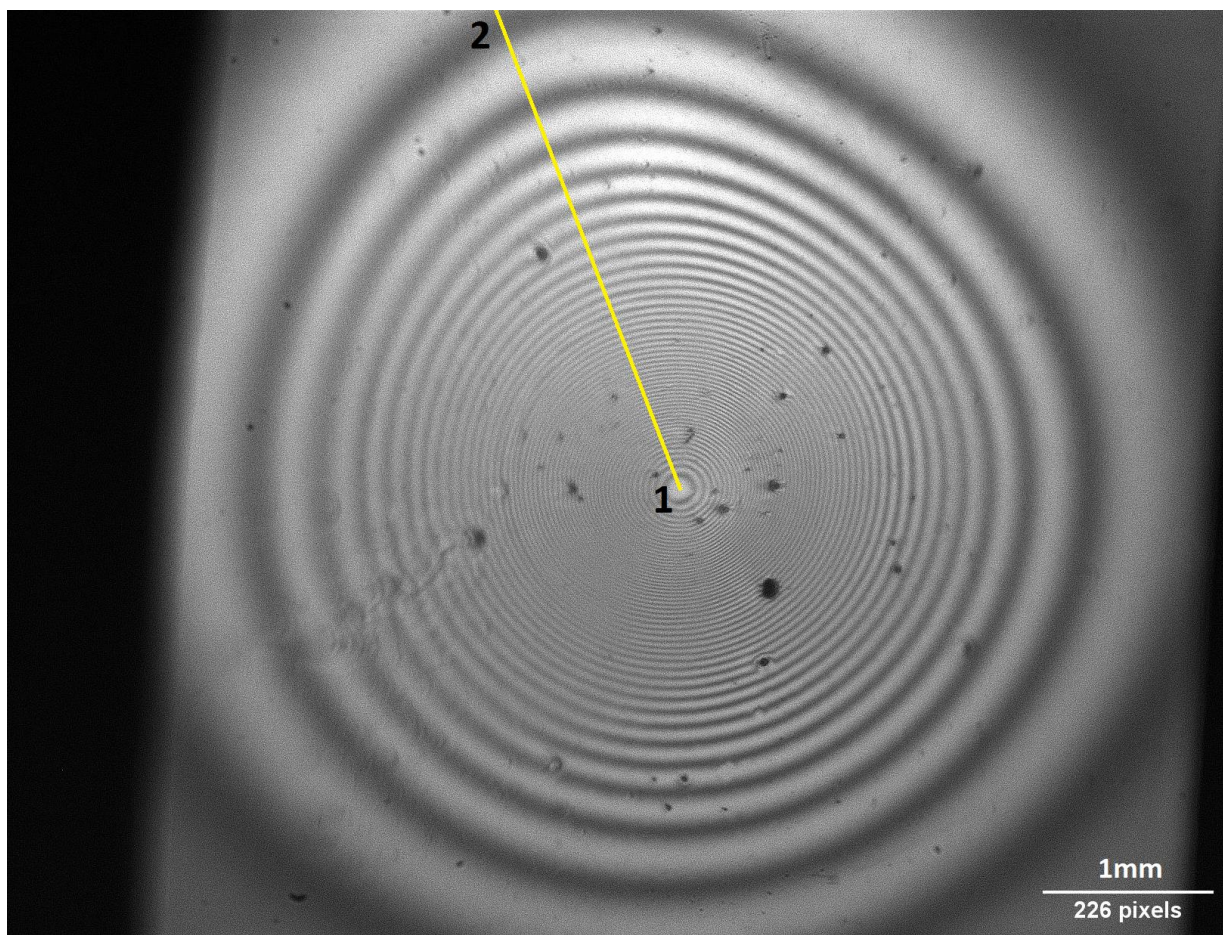
Rozdílná deformace obrazu je způsobena nedokonalým nastavením transmisní a reflexní větve. Jak již zaznělo v kapitole 4.8.1, ke správnému zobrazení transmisní větve na větev reflexní je zapotřebí souběžnosti paprsků směřujících k zobrazovacímu zrcadlu. Samotné parabolické kolimační zrcadlo není zcela správně seřízené, a proto je výsledný obraz deformovaný. Určitou roli zde také může hrát ne zcela dokonalé naklopení roviny vzorku.

## 5.1 Měření tenké vrstvy

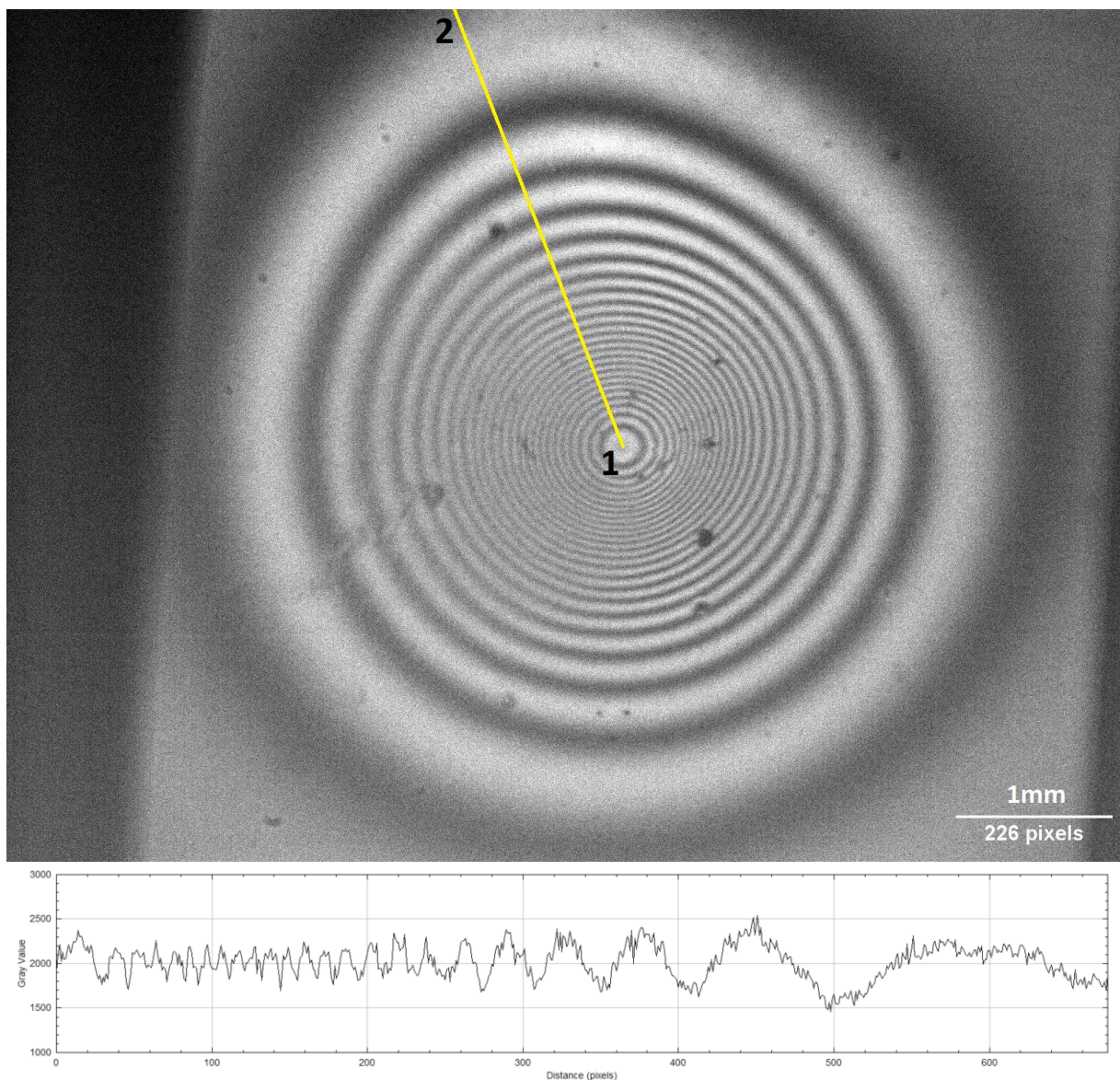
Jelikož kamera používaná k testování není uzpůsobena pro měření v UV oblasti spektra, nemohli jsme využít potenciál přístroje k měření tenkých vrstev v UV oblasti. Rozhodli jsme však alespoň porovnat, jak si přístroj „stojí“ z hlediska obrazového rozlišení pro měření velmi nehomogenních tenkých vrstev vzniklých technologií plasma jet. Substrát takovéto tenké vrstvy je však neprůsvitný. Proto jsme mohli použít pouze reflexní větev.

Měření probíhalo pro rozsah vlnových délek  $320$  až  $1090 \text{ nm}$ . Na obrázcích Obr. 5.1-1 a Obr. 5.1-2 si lze všimnout, že při nižších vlnových délkách (tedy při vyšší frekvenci vlnění) lze vidět mnohem více vzniklých interferenčních kroužků. To je způsobeno tím, že při nižších vlnových délkách jsou interferenční řády mnohem blíže u sebe.

Fázový rozdíl  $\delta = k_0 \Delta_{OD} = \frac{4\pi}{\lambda_0} h n_t \cos \theta_t$ , totiž závisí na vlnové délce. Při snižování použité vlnové délky narůstá fázový rozdíl a interferenční maxima a minima se tak budou střídát mnohem častěji.



Obr. 5.1-1: Snímek tenké vrstvy vyrobené technologií plasma jet, vlnová délka světla 400 nm, expoziční čas 0,01 s, reflexní větev. Obrázek doplněn o průběh měnění se kontrastu (gray value) od středu ke kraji řezu vyznačeného na obrázku (úsečka 1 až 2). Nachází se zde velké množství interferenčních kroužků, které jsou poměrně dobře rozlišitelné (lze napočítat přibližně 47 kroužků).



Obr. 5.1-2: Snímek tenké vrstvy vyrobené technologií plasma jet, vlnová délka světla 800 nm, expoziční čas 0,01 s, reflexní větev. Obrázek doplněn o průběh měněního se kontrastu (gray value) od středu ke kraji řezu vyznačeného na obrázku (úsečka 1 až 2). Zde je patrný úbytek interferenčních kroužků oproti minulému snímku (lze napočítat přibližně 24 kroužků).

Testovaný koncept přístroje si tak vede poměrně dobře a lze říci, že po určitých úpravách (jako by bylo zlepšení přesnosti zobrazení, nebo výměna testovací kamery za kameru určenou k měření v UV oblasti spektra) by byl pro měření tenkých vrstev vhodný. Navíc si oproti přístroji ISRWS nese tu výhodu, že lze díky reflexní optice použité místo děličů svazku (za pomoci úhlu dopadu na vzorek blízkému dopadu kolmému) provozovat při mnohem nižších expozičních časech, a tudíž u něj dochází k menšímu ovlivnění měření světelným šumem z okolního prostředí a tepelným šumem elektroniky kamery.

## 6 ZÁVĚR

Cílem této práce bylo navrhnout a otestovat koncepční řešení zobrazovacího spektrofotometru s úhlem dopadu světelného svazku blízkým dopadu kolmému, který umožňuje měření odrazivosti i propustnosti daného vzorku tenké vrstvy. Téměř kolmý dopad světelného svazku na studovaný vzorek nám umožňuje vyhnout se nutnosti použít děličů svazku a tím dosáhnout menších ztrát intenzity světla v našem přístroji. Díky zrcadlové optice je přístroj použitelný k měření rovněž v UV oblasti světelného spektra. Pro snadnější sestavení zrcadel je přístroj navržen do jedné roviny (roviny přístrojové desky) s uchycením optických komponentů pomocí speciálních stolečků a uchycovacího systému od firmy Thorlabs. K zobrazování studovaného objektu na čip CCD kamery bylo použito mimoosové parabolické zrcadlo od firmy Edmund Optics s ohniskovou vzdáleností  $190,6\text{ mm}$ , které nám umožnilo volit rozumné obrazové a předmětové vzdálenosti s ohledem na velikost přístrojové desky. Také u něho nedochází ke vzniku sférické vady. Jako kolimační zrcadlo jsme použili také mimoosové parabolické zrcadlo od firmy Edmund Optics s ohniskovou vzdáleností  $76,20\text{ mm}$ , díky němuž jsme mohli v závislosti na numerické apertuře výstupu optického vlákna dosáhnout požadované šířky světelného svazku. Pro tato zrcadla byly spočteny předmětové a obrazové vzdálenosti a byl sestaven konstrukční návrh rozmístění komponent zohledňující také vlastní rozměry komponent. Z vícero návrhů (uvedených v příloze) byl vybrán návrh se zvětšením  $Z = -0,5$  s odchylkou svazku od kolmého dopadu rovnou  $4^\circ$ . Všechna použitá zrcadla disponují povrchovou úpravou, která zvyšuje jejich odraz v UV oblasti spektra. Jako zdroje světla bylo použito monochromátoru Jobin-Yvon Triax 320 se  $150\text{ W}$  xenonovou výbojkou LOT od firmy Quantum Design. Pro testovací účely byla zvolena kamera se spektrálním rozsahem pouze ve viditelné oblasti spektra, jelikož kamera umožňující měření v UV oblasti spektra byla v době testování používána ve funkčním spektrofotometru ISRWS.

Při sestavování přístroje jsme museli věnovat velkou pozornost vzájemnému nastavení transmisní a reflexní větve, aby zobrazení vzorku v obou větvích bylo co nejvíce podobné. Pro správné seřízení optiky bylo nutné upravit některé stolky nesoucí zrcadla tak, aby umožňovaly posuv zrcadel určitým směrem. Pomocí záměrného kříže jsme nejprve nastavili reflexní větev, a poté větev transmisní, abychom již nehnuli zobrazovacím zrcadlem a kamerou. Pro dosažení správného zobrazení se ukázalo podstatné správně nastavit zobrazovací parabolické zrcadlo.

Pro testovací měření byl použit vzorek s mříží o rozměrech  $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$  s proužky vzdálenými  $0,5\text{ mm}$  od sebe. Na ní jsme mohli demonstrovat kvalitu zobrazení a ověřit, zdali nedochází k rozměrovým změnám obrazu při transmisi i reflexi pro různé vlnové délky světla. Zde jsme zjistili, že při našem rozlišení nepozorujeme žádné změny ve vybraných rozměrech obrazu. U mříže však dochází k deformaci obrazu a k efektu rozostření obrazu při vzdalování od jeho vertikály procházející středem mříže. Nakonec jsme mohli určit i průměrné zvětšení pro transmisi i pro reflexi.

Dále byly měřeny vrstvy s velkou neuniformitou v tloušťce vyrobené technologií plasma jet, na kterých jsme mohli porovnat rozlišitelnost interferenčních proužků pro různé vlnové délky a ověřit tak použitelnost přístroje k měření tenkých vrstev.



Můžeme tedy říci, že se nám podařilo ověřit koncept zobrazovacího spektrofotometru s úhlem dopadu blízkým dopadu kolmému, který umožňuje měřit odrazivost i propustnost studované tenké vrstvy. Výsledná kvalita zobrazení tenké vrstvy byla dostatečná, a to i pro velkou hustotu interferenčních proužků při kratších vlnových délkách (viz obr. 5.1-1).

V předkládané práci uvedené řešení úkolu považujeme za první přiblížení ke konečnému funkčnímu přístroji, tzn. zobrazovacímu spektrofotometru umožňujícímu měření odrazivosti i propustnosti tenkých vrstev ve spektrálním rozsahu 200–700 nm. Takovýto přístroj vyžaduje ještě další zlepšení.

Např: obraz lze vylepšit správným nastavením parabolického zrcadla, jehož poloha velmi citlivě ovlivňuje výslednou kvalitu zobrazení. Rovněž správné vzájemné nastavení reflexní a transmisní větve pomocí trasovacího laseru by přineslo další zlepšení. Potřebujeme totiž dosáhnout totožné dráhy paprsku od zrcadla  $RMP_T$  (viz obr. 4.4-1). Náhrada kamery použité k testování pro VIS a NIR spektrální rozsah za kameru s rozsahem detekce do UV oblasti je předpokládaná.

## 7 SEZNAM POUŽITÝCH SYMBOLŮ A ZKRATEK

$D$  – vektor elektrické indukce

$E$  – vektor intenzity elektrického pole

$B$  – vektor magnetické indukce

$H$  – vektor intenzity magnetického pole

$P$  – vektor hustoty elektrického dipólového momentu

$\varepsilon$  – permitivita

$\varepsilon_r$  – relativní permitivita

$\varepsilon_0$  – permitivita vakua

$\mathbf{j}_Q$  – vektor hustoty elektrického proudu

$\rho_Q$  – hustota náboje

$\mu_0$  – permeabilita vakua

$\mathbf{r}$  – polohový vektor

$i$  – komplexní jednotka

$t$  – čas

$c$  – rychlost světla

$\omega$  – úhlová frekvence elektromagnetické vlny

$\mathbf{k}$  – vlnový vektor

$k_0$  – velikost vlnového vektoru

$v_f$  – fázová rychlost

$v_g$  – grupová rychlost

$c_0$  – rychlost světla ve vakuu

$\mathbf{x}$  – normálový vektor roviny  $XY$

$\psi$  – rovinná elektromagnetická vlna

$\tilde{A}_0$  – komplexní amplituda

$A_0$  – reálná amplituda

$\varphi$  – fáze vlny

$n$  – index lomu prostředí

$\alpha, \theta_i$  – úhel dopadu

$\beta, \theta_t$  – úhel lomu

$\lambda$  – vlnová délka světla

$E_I, B_I$  – tečná složka elektrického pole a magnetického pole dopadajícího na rozhraní

$E_R, B_R$  – tečná složka elektrického pole a magnetického pole odrážející se od rozhraní

$E_T, B_T$  – tečná složka elektrického pole a magnetického pole procházející rozhraním

$r_s$  – Fresnelův koeficient pro odraz pro S-polarizaci

$r_p$  – Fresnelův koeficient pro odraz pro P-polarizaci

$t_s$  – Fresnelův koeficient pro průchod pro S-polarizaci  
 $t_p$  – Fresnelův koeficient pro průchod pro P-polarizaci  
 $w$  – hustota energie elektromagnetického pole  
 $R_S, R_P$  – odrazivost pro S polarizaci, odrazivost pro P polarizaci  
 $T_S, T_P$  – propustnost pro S polarizaci, propustnost pro P polarizaci  
 $(\varphi, \theta)$  – obecný prostorový úhel  
 $\alpha_B$  – Brewsterův úhel  
 $n_\alpha, n_\beta$  – index lomu prostředí  $\alpha$ , index lomu prostředí  $\beta$   
 $\sin\alpha_{TOT}$  – mezní úhel dopadu  
 $\vartheta$  – transmitance (propustnost)  
 $\Phi_t$  – světelný tok látkou prošlý  
 $\Phi_0$  – světelný tok dopadající  
 $\vartheta_i$  – absorptance (vnitřní transmitance)  
 $\kappa$  – absorpční koeficient  
 $\kappa_n$  – přirozený absorpční koeficient  
 $A$  – absorbance  
 $D$  – optická hustota prostředí  
 $\mathbf{S}$  – vektor plošné hustoty výkonu  
 $\mathbf{s}$  – vektor směru šíření  
 $Z$  – impedance vakua  
 $I$  – intenzita světla  
 $\Delta t$  – časový rozdíl  
 $z$  – komplexní číslo  
 $z^*$  – číslo komplexně sdružené  
 $Re(z)$  – reálná složka komplexního čísla  
 $Im(z)$  – imaginární složka komplexního čísla  
 $\mathbf{E}_0$  – vektor reálné amplitudy intenzity elektrického pole  
 $\widetilde{\mathbf{E}}_0$  – vektor komplexní amplitudy intenzity elektrického pole  
 $\mathbf{E}_0^*$  – komplexně sdružený vektor reálné amplitudy intenzity elektrického pole  
 $\widetilde{\mathbf{E}}_0^*$  – komplexně sdružený vektor komplexní amplitudy intenzity elektrického pole  
 $\varepsilon(\omega)$  – komplexní dielektrická funkce  
 $\hat{n}(\omega)$  – komplexní index lomu  
 $K$  – extinkční koeficient  
 $\delta$  – fázový rozdíl amplitud polí,  $\delta = (\varphi_2 - \varphi_1)$   
 $I_{max}$  – maximální intenzita světla dvou interferujících vln  
 $I_{min}$  – minimální intenzita světla dvou interferujících vln  
 $\Delta z$  – geometrická dráha  
 $\Delta_{OD}$  – optická dráha

$\delta_{odr}$  – rozdíl fáze při odrazu  
 $\delta_{celk}$  – součet fázového rozdílu amplitud polí a rozdílu fáze při odrazu  
 $p$  – řád interference  
 $E_{1r}$  – světelná intenzita vlny odražené na prvním rozhraní  
 $E_{2r}$  – světelná intenzita vlny odražené na druhém rozhraní  
 $E_{1t}$  – intenzita vlny prošlé prvním a druhým rozhraním  
 $E_{2t}$  – intenzita vlny prošlé prvním rozhraním, odražené od druhého rozhraní, odražené od prvního rozhraní a následně prošlé druhým rozhraním  
 $h$  – tloušťka vrstvy  
 $l$  – tloušťka skla  
 $x_{max}$  – místo interferenčního maxima  
 $h_{max}$  – tloušťka klínu v místě interferenčního maxima  
 $I_t$  – Airyho funkce (funkce intenzity procházejícího světla při mnohonásobné interferenci)  
 $F$  – parametr jemnosti v Airyho funkci (charakterizuje kontrast funkce intenzity  $I_t$ )  
 $T_{max}$  – maximum propustnosti  
 $T_{min}$  – minimum propustnosti  
 $Z$  – příčné zvětšení obrazu  
 $f$  – ohnisková vzdálenost  
 $a$  – předmětová vzdálenost  
 $a'$  – obrazová vzdálenost  
 ISR – zobrazovací spektroskopická reflektometrie  
 CCD – (*Charge Couple Device*) – technologie čipu měřící kamery  
 Si – křemík  
 $R^{k,u}(\lambda)$  – matice lokálních relativních odrazivostí ( $k, u$  značí příslušný pixel)  
 $R_1^{k,u}$  – matice odrazivostí studovaného vzorku  
 $R_0^{k,u}$  – matice odrazivostí referenčního vzorku  
 $P_{M1}^{k,u}$  – matice korigovaných signálů studovaného vzorku  
 $P_{M0}^{k,u}$  – matice korigovaných signálů referenčního vzorku  
 $P_{M2}^{k,u}$  – matice korigovaných signálů pozadí  
 VASE – spektroskopická elipsometrie s proměnným úhlem dopadu  
 Xe – xenon  
 UV – (Ultra Violet) – ultrafialová oblast světelného spektra  
 VIS – (VISible) – viditelná oblast světelného spektra  
 NIR – (Near InfraRed) – blízká infračervená oblast světelného spektra  
 $S$  – ztráta intenzity světla způsobena průchodem děličí svazků  
 $d_\beta$  – posun svazku vlivem nekolmého dopadu na vzorek  
 $d_{\beta,300nm}$  – posun svazku o vlnové délce světla 300 nm

$d_{\beta,700nm}$  – posun svazku o vlnové délce světla 700 nm  
 $\Delta d_{\beta}$  – rozdíl posunutí svazku mezi krajními vlnovými délkami (vlivem disperze)  
 $\Delta a_{max,4^{\circ}}$  – změna geometrické dráhy pro dopadový úhel 4°  
 $\Delta a_{max,2^{\circ}}$  – změna geometrické dráhy pro dopadový úhel 2°  
R – reflexní větev testovací sestavy  
T – transmisní větev testovací sestavy  
XeUV – xenonová lampa (obsahující xenonovou výbojku)  
FC – fokusační čočka  
F – filtr  
M – monochromátor  
SMA – koncovka optického vlákna  
C – kolimátor  
MP – (Plane Mirror) – rovinné zrcadlo  
MP+MP<sub>R</sub> – rovinné zrcadlo sloužící zároveň jako rovinné zrcadlo pro reflexní větev  
SH – (Sample Holder) – držák studovaného nebo referenčního vzorku  
MP<sub>R</sub> – rovinné zrcadlo reflexní větve  
MP<sub>T</sub> – rovinné zrcadlo pro transmisní větve  
RMP<sub>T</sub> – vysouvací rovinné zrcadlo pro volbu mezi transmisní a reflexní větví  
IM – zobrazovací zrcadlo  
CCD – měřicí kamera  
PC – počítač  
 $\alpha_{dop}$  – odchylka od kolmého směru dopadu  
vertikála – svislá osa  
horizontála – vodorovná osa  
 $Z_{celk}$  – průměrné zvětšení dosažené při zobrazení vzorku

## 8 CITOVANÁ LITERATURA

- [1] PELANT, Ivan. *Fyzikální praktikum III*. Vyd. 3., přeprac. a dopl. Praha: Matfyzpress, 2005. ISBN 80-86732-67-3.
- [2] *Optical characterization of thin solid films*. Editor Olaf STENZEL, editor Miloslav OHLÍDAL. Cham: Springer International Publishing AG, 2018. Series in surface sciences (Springer). ISBN 978-3-319-75324-9.
- [3] FRANC, Jan a Pavel HLÍDEK. *Skripta Optika* [online]. MFF UK [cit. 2023-02-16]. Dostupné z: <http://fu.mff.cuni.cz/semicond/media/files/courses/skripta-2021-21-12-2021.pdf>
- [4] KULHÁNEK, Petr. *Fyzika II* [online]. AGA, Praha 2021 [cit. 2023-02-16]. Dostupné z: <https://www.aldebaran.cz/studium/f2.pdf>
- [5] Spektrum, elektromagnetická vlna. In: *Aldebaran* [online]. [cit. 2023-02-24]. Dostupné z: [https://www.aldebaran.cz/tabulky/tb\\_spektrum.php](https://www.aldebaran.cz/tabulky/tb_spektrum.php)
- [6] KUHĽHÁNEK, Petr. *Teorie elektromagnetického pole TF4: str.56* [online]. AGA, Praha 2020 [cit. 2023-02-25]. Dostupné z: <https://www.aldebaran.cz/studium/elmg.pdf>
- [7] MALÝ, Petr. *Optika*. Vyd. 1. Praha: Karolinum, 2008. ISBN 8024613425.
- [8] OHLÍDAL, M., J. VODÁK, D. NEČAS. *Optical characterization of thin films by means of imaging spectroscopic reflectometry* [online]. 2016 [cit. 2023-02-16].
- [9] *Učební text k přednášce UFY102: Dvojsvazková interference na tenké vrstvě* [online]. MFF UK, 2007 [cit. 2023-03-14]. Dostupné z: [http://fu.mff.cuni.cz/biomolecules/media/files/courses/prehled\\_kapitol\\_k\\_UFY102.pdf](http://fu.mff.cuni.cz/biomolecules/media/files/courses/prehled_kapitol_k_UFY102.pdf)
- [10] OPEKAR, František a kol. *Základní analytická chemie. 1. vydání. Praha: Nakladatelství Karolinum, 2005. ISBN 978-80-246-0553.*
- [11] VODÁK, Jiří. *Návrh a realizace zobrazovacího reflektometru 2. generace a jeho aplikace v optické analýze tenkých vrstev* [online]. Brno, 2017 [cit. 2023-03-28]. Dostupné z: <http://hdl.handle.net/11012/63676>. Disertační práce. Vysoké učení technické v Brně. Fakulta strojního inženýrství. Ústav fyzikálního inženýrství. Vedoucí práce Miloslav Ohlidal.
- [12] M. Ohlidal, I. Ohlidal, P. Klapetek, D. Nečas, a others, „Precise measurement of thickness distribution of nonuniform thin films by imaging spectroscopic reflectometry“, in *XIX IMEKO World Congress: Fundamental and Applied Metrology, Proceedings, 2009, s. 100–105*. [online]. [cit. 2023-03-28].

- [13] D. Nečas, I. Ohlídal, J. Vodák, M. Ohlídal, a D. Franta, „Simultaneous determination of optical constants, local thickness, and local roughness of thin films by imaging spectroscopic reflectometry“, 2015, roč. 9628, s. 96280C–96280C–9. [online]. [cit. 2023-04-07].
- [14] OPTIMALIZACE ZOBRAZOVACÍHO SPEKTROFOTOMETRU: OPTIMIZATION OF THE IMAGING SPECTROPHOTOMETER [online]. BRNO, 2012 [cit. 2023-05-01]. Dostupné z: <https://dspace.vutbr.cz/discover>. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství. Vedoucí práce Doc. RNDr. MILOSLAV OHLÍDAL, CSc.
- [15] J. Vodák a M. Ohlídal, „Zobrazovací spektroskopický reflektometr založený na membránovém děliči.“. *Jemná Mech. Opt. Věda – Výzk. – Technol. – Realiz. Tech. Obor. Časopis* [online]. 2016, 61(6), 144–148 [cit. 2023-05-01].
- [16] Indexy lomu dle webové stránky. In: *RefractiveIndex.INFO* [online]. [cit. 2023-05-02]. Dostupné z: <https://refractiveindex.info/?shelf=glass&book=BK7&page=SCHOTT>