



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A  
KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV FYZIKY

DEPARTMENT OF PHYSICS

NÁVRH, TECHNOLOGIE DEPOZICE A  
CHARAKTERIZACE OPTICKÝCH TENKÝCH  
VRSTEV PRO SPECIÁLNÍ APLIKACE

DESIGN, DEPOSITON TECHNOLOGY AND CHARACTERIZATION OF THIN  
OPTICAL COATINGS FOR SPECIAL APPLICATIONS

DIZERTAČNÍ PRÁCE

DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Mgr. Jindřich Oulehla

ŠKOLITEL

SUPERVISOR

doc. Mgr. Dinara Sobola, Ph.D

ŠKOLITEL SPECIALISTA

CO-SUPERVISOR

prof. Ing. Josef Lazar, Dr.

BRNO 2022



Tato disertační práce byla vypracována

**v Ústavu přístrojové techniky AV ČR, v.v.i,  
oddělení Koherenční optiky,**

pod vedením školitele specialisty prof. Ing., Josefa Lazara, Dr.

## **Abstrakt**

Fyzikální jevy vyplývající z optiky tenkých vrstev jsou známy již několik století. To nejstarší, co lze považovat za moderní optiku tenkých vrstev, byl objev jevu, kterému dnes říkáme Newtonovy kroužky. Vysvětlení tohoto jevu je dnes považováno za velmi prosté, totiž že jde o interferenci světla na tenké vrstvě o proměnné tloušťce. Ovšem ve své době se jednalo o jev, jehož vysvětlení (spolu s dalšími pozorováními Isaaca Newtona) nebylo vzhledem k úrovni rozvoje optiky možné po dalších 150 let.

Pro odvětví optiky tenkých vrstev byla významná především práce Augustina Jeana Fresnela, který zkombinoval výsledky Youngova experimentu s dvojitou štěrbinou a Huygensovy představou o šíření světla do jedné teorie difrakce. Fresnelovy zákony, kterými se řídí amplituda a fáze světla odraženého nebo prošlého přes rozhraní jsou zásadní. Tyto znalosti spolu s objevy jeho současníků (např. Siméon Denis Poisson) a následovníků (zejména James Clerk Maxwell) tvoří základní teorii optiky tenkých vrstev.

Technologie tenkých optických vrstev zaznamenala velký rozvoj ve třicátých letech minulého století. Ačkoli principy napařování pocházejí již z poloviny devatenáctého století a principy vakuového napařování přibližně z přelomu století devatenáctého a dvacátého, nebyly tyto techniky považovány za užitečné výrobní postupy zejména kvůli nedostatku vhodných čerpacích systémů. Byl to až výzkum v oblasti difuzních vývěv (olejů) na začátku třicátých let, který tyto techniky učinil užitečnými. Od té doby došlo k významnému technologickému rozvoji těchto technik, zejména ke konci minulého století.

Ve stejné době se začaly objevovat nové požadavky na vlastnosti optických tenkých vrstev. Bylo žádoucí, aby splňovaly nejen požadavky na propustnost, odrazivost a nízkou absorpci, ale také například na odolnost vůči laserovému záření o velkých intenzitách.

V oblasti technologie optiky tenkých vrstev je tak stále prostor pro další vývoj nejen v hledání nových materiálů nebo technologických postupů, ale také ve speciálních aplikacích postupů již zavedených.

## **Klíčová slova**

optika tenkých vrstev, napařování elektronovým svazkem, napařování za asistence iontů, práh poškození způsobeného laserem

## **Abstract**

The physical phenomena resulting from thin film optics have been known for several centuries. The oldest discovery which can be considered as modern day thin film optics is what is now called the Newton rings. The explanation of this phenomenon is quite simple, it is the interference of light on a thin film. However in the time of its discovery, due to the level of knowledge of optics, its explanation wasn't possible for the next hundred and fifty years.

The works of Augustin Jean Fresnel have been particularly important for the field of optics. He combined the results Young's double slit experiment with Huygens' ideas of light propagation into one theory – the theory of diffraction. The Fresnel's laws which govern the propagation of amplitude and phase of light reflected or transmitted over a boundary are essential. These laws along with the discoveries of his contemporaries (i.e. Siméon Denis Poisson) and followers (especially James Clerk Maxwell) are the foundations of thin film optics.

Optical thin film technology went through rapid development in the 1930's. Even though the principles of sputtering come from approx. half of the nineteenth century and the principles of vacuum evaporation come from the turn of the nineteenth century, these techniques were not considered useful production techniques especially because of the lack of usable pumping systems. It was the research in the area of diffusion pumps (and oils) in the 1930's which made these techniques useful. Since then there has been a great technological development of these techniques, particularly towards the end of the last century.

During the same period new requirements for the optical thin film properties have appeared. Not only were they required to perform well in the area of reflectance and transmittance but also to be able to withstand high intensity laser radiation.

There is still a wide range of scientific and technological opportunities in the field of optical thin film production not only in the form of finding new materials or novel coating techniques but also in the usage of standardized technology for special and unique applications.

## **Keywords**

thin film optics, vacuum evaporation, plasma ion assisted deposition, laser induced damage threshold

## **Bibliografická citace**

OULEHLA, J. *Návrhy, technologie depozice a charakterizace optických tenkých vrstev pro speciální aplikace*. Brno, 2020. Disertační práce. Ústav fyziky, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Vysoké učení technické v Brně.

### **Prohlášení**

Prohlašuji, že jsem disertační práci *Návrhy, technologie depozice a charakterizace optických tenkých vrstev pro speciální aplikace* vypracoval samostatně pod vedením vedoucího disertační práce a s použitím literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou uvedeny v seznamu literatury.

V Brně dne 30.11.2021

.....  
Mgr. Jindřich Oulehla

## **Poděkování**

Rád bych poděkoval školitelům doc. Mgr. Dinaře Sobole, Ph.D.: a prof. Ing. Josefu Lazarovi, Dr. za kvalitní, odborné vedení práce, veškerou pomoc a trpělivost v průběhu doktorského studia. Dále pak děkuji svým kolegům z oddělení Koherenční optiky na Ústavu přístrojové techniky AV ČR, zejména pak Mgr. Miroslavě Holé, Ph.D. a Ing. Janu Hrabinovi, Ph.D. za pomoc s přípravou vzorků a veškeré konzultace.

# Obsah

<b>1</b>	<b>Struktura práce</b> .....	<b>8</b>
1.1	Úvod do problematiky disertační práce .....	8
1.2	Cíle a struktura práce .....	8
<b>2</b>	<b>Optika tenkých vrstev</b> .....	<b>9</b>
2.1	Základy optiky tenkých vrstev .....	9
2.1.1	Definice pojmů .....	9
2.1.2	Výpočet soustavy vrstev .....	10
2.2	Technologie depozice optických tenkých vrstev .....	12
2.3	Přístrojové vybavení na ÚPT AV ČR .....	13
<b>3</b>	<b>Výzkumná část</b> .....	<b>16</b>
3.1	Práh poškození způsobeného laserem .....	16
3.1.1	Úvod do problematiky .....	16
3.1.2	Základy LIDT .....	17
3.1.3	Experimentální sestava .....	18
3.1.4	Výsledky ověřovacího experimentu .....	19
<b>4</b>	<b>Technologicky změřený aplikovaný výzkum</b> .....	<b>21</b>
4.1	Transparentní fotodetektor .....	21
4.1.1	Úvod do problematiky .....	21
4.1.2	Výsledky měření .....	24
4.2	Optický kalibrační snímač se sférickým retroreflektorem .....	25
4.2.1	Úvod do problematiky .....	25
4.2.2	Princip optického kalibračního snímače .....	25
4.2.3	Nepolarizující dělicí hranol .....	25
4.2.4	Sférický odražeč .....	26
4.2.5	Výsledky .....	27
4.3	Technologie absorpčních kyvet .....	28
4.3.1	Úvod do problematiky .....	28
4.3.2	Experimentální postup .....	29
4.3.3	Výsledky .....	31
<b>5</b>	<b>Závěr</b> .....	<b>40</b>



**Reference..... 41**  
**Appendix 1 ..... 49**  
**Appendix 2 ..... 53**  
**Appendix 3 ..... 64**  
**Appendix 4 ..... 67**  
**Appendix 5 ..... 75**

# 1 Struktura práce

## 1.1 Úvod do problematiky disertační práce

Při realizaci optických sestav sloužících jak pro výzkumné, tak průmyslové aplikace je využívána celá řada optických elementů různého druhu. Typicky se jedná o čočky, různé děliče světla, polarizátory, optická vlákna, či různé optické filtry. Při návrhu optické sestavy je třeba mít dobré informace o optických vlastnostech těchto elementů, aby při práci s takovou sestavou nedocházelo k nežádoucím jevům, jako jsou např. optické ztráty odrazem na rozhraních mezi materiálem optických prvků a okolním prostředím a aby světelný svazek dopravovaný ze svého zdroje na měřicí pozici měl požadované parametry. Z tohoto důvodu jsou optické prvky v takovýchto sestavách často opatřovány optickými tenkými vrstvami, které zajistí požadované vlastnosti. K výrobě optických tenkých vrstev lze použít řadu depozičních technologií. Tato disertační práce se zabývá technologií vakuového napařování elektronovým svazkem a to jak ve své klasické podobě, tak za asistence iontů. Tyto metody jsou popsány dále v textu.

## 1.2 Cíle a struktura práce

Disertační práce se zaměřuje na technologii depozice optických tenkých vrstev pro speciální aplikace v oddělení Koherenční optiky na Ústavu přístrojové techniky AV ČR (ÚPT). Vzhledem k zaměření oddělení na aplikace laserů od metrologie až po obrábění materiálů, jsou k experimentální činnosti často využívány unikátní optické sestavy vyžadující nestandardní optické prvky. Aby bylo možné takovéto prvky vytvářet, je nutné hledat nové postupy v oblasti depozice optických tenkých vrstev.

Práce je dělena na část výzkumnou a část aplikační. Ve výzkumné části se práce věnuje tématu prahu poškození způsobeného laserem, neboli „laser induced damage threshold“ (LIDT). Zde se jedná o důležité téma na poli optiky tenkých vrstev v souvislosti s výstavbou výkonových laserových infrastruktur. Vrstvy jsou při provozu takových zařízení vystaveny často extrémním podmínkám. Jedná se zejména o zatížení velkou hustotou energie dopadajícího záření, ale i např. vystavení velmi nízkým teplotám. Proto je žádoucí mít dobré informace o schopnostech tenkých vrstev v takovémto prostředí obstát. Tato část práce má metodologický charakter, cílem je návrh a realizace aparatury pro měření efektu LIDT a ověření její funkčnosti.

Aplikační část se pak věnuje vývoji konkrétních optických komponentů, kdy je využíváno technologie depozice napařování tenkých optických vrstev pro speciální aplikace. V této části práce byly vybrány tři příklady takovýchto aplikací využívajících unikátní optické prvky připravené na ÚPT. Na přípravě těchto prvků jsem se ve všech případech podílel návrhem, depozicemi a charakterizací optických vlastností těchto prvků.

Přínos této práce spočívá v rozšíření stávajících depozičních technologií na ÚPT o nové přístupy a v rozšíření možností charakterizace a kvantifikace vlastností optických tenkých vrstev připravených jak na ÚPT, tak na externích pracovištích. Výsledkem snažení je soubor postupů umožňující komplexní přístup k aplikacím optických tenkých vrstev od jejich výroby, až po jejich konečné použití v sestavě.

## 2 Optika tenkých vrstev

### 2.1 Základy optiky tenkých vrstev

#### 2.1.1 Definice pojmů

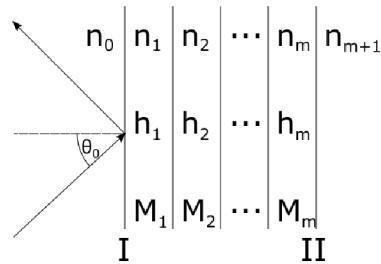
Tenké vrstvy jsou něčím, co lze v přírodě pozorovat běžně. Ať jsou to např. olejové vrstvy na vodě nebo třeba mýdlové bubliny. V této práci se budu zabývat výhradně optickými tenkými vrstvami, tj. vrstvami navrženými pro použití v optických aplikacích. Pod pojmem optická tenká vrstva tedy budeme rozumět dielektrickou, kovovou (vodivou) nebo polovodičovou vrstvu nanesenou na vhodné podložce, jejíž tloušťka je srovnatelná s vlnovou délkou světla. K typickým vlastnostem takovýchto vrstev patří spektrální závislost reflexe ( $R$ ) a transmise ( $T$ ), závislost  $R$  a  $T$  na úhlu dopadu a závislost  $R$  a  $T$  na polarizaci při nenulovém úhlu dopadu světla. Nejčastější příklady použití optických tenkých vrstev v praxi jsou [1]:

- Antireflexní vrstvy (AR) – smyslem těchto vrstev je snížit koeficient reflexe pro danou vlnovou délku, či soubor vlnových délek (např. pro minimalizaci ztrát odrazem v optických sestavách)
- Vysoce odrazné vrstvy (HR) – smyslem těchto vrstev je získat vysoký koeficient reflexe v okolí dané vlnové délky nebo pro soubor vlnových délek
- Děliče světla (BS) – filtry vykazující téměř konstantní koeficient reflexe v dané oblasti vlnových délek a umožňují tak dělit dopadající světlo v určitém definovaném poměru
- Dolní, horní a pásmová propust' (LP, HP a BP) – takovéto vrstvy jsou aplikovány např. jako barevné filtry v zobrazovací technice
- Úzkopásmové filtry (NBPF) – filtry propouštějící jen velmi úzkou část spektra, řádově zlomky až jednotky nanometrů (např. při využití ve spektroskopii)
- Polarizující filtry – vrstvy vykazující vysoký koeficient reflexe pro jednu polarizaci a současně nízký pro druhou (MacNeillův polarizátor)

Výše uvedené příklady pokrývají valnou část spektra využití optických tenkých vrstev. Téměř vždy se jedná nikoli o jednu samostatnou vrstvu, nýbrž o soustavu vrstev deponovaných od podložky jedna na druhou. Liché vrstvy využívají materiál s vyšším indexem lomu, sudé vrstvy pak materiál s nižším indexem lomu, případně naopak. Vždy se ale materiály střídají. Výsledný tvar křivky spektrální závislosti  $R$  nebo  $T$  je potom důsledkem interference světla dopadajícího na takovou soustavu vrstev. Následující text ukazuje způsob výpočtu vlastností této soustavy. Jedná se o stručný úvod do problematiky. Detailní popis lze nalézt v [1] a zejména pak [2], [3] [4].

## 2.1.2 Výpočet soustavy vrstev

Mějme soustavu vrstev dle následujícího obrázku.



Obrázek 2-1: Soustava tenkých vrstev – převzato z [1]

Pro výpočet je třeba znát následující veličiny: index lomu  $n$  a index absorpce  $k$  pro každé prostředí (tj. nejen vrstvy samotné, ale i vstupní a výstupní prostředí), tloušťku vrstvy  $h$  pro každou vrstvu a úhel dopadu světla  $\Theta_0$ . Z těchto veličin vypočteme tzv. admitanci prostředí  $Y$  pro všechna prostředí a obě polarizace světla (v rovnicích odlišených indexy  $P$  a  $S$ ). Nejprve spočteme

$$A = n^2 - k^2 \quad B = 2nk \quad C = A - (n_0 \cdot \sin(\Theta_0))^2 \quad (2.1)$$

Odtud

$$N_z = \sqrt{\left(\frac{1}{2}(C + \sqrt{B^2 + C^2})\right)} \quad K = \sqrt{\left(\frac{1}{2}(-C + \sqrt{B^2 + C^2})\right)} \quad (2.2)$$

Pro admitanci pak platí

$$Y_S = -(N_z - iK) \quad Y_P = \frac{A - iB}{N_z - iK} \quad (2.3)$$

Pro každou vrstvu spočteme tzv. interferenční matici  $M$ . Nejprve

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (N_z - iK) \cdot h \quad (2.4)$$

a odtud

$$M = \begin{pmatrix} \cos \varphi & i \frac{\sin \varphi}{Y} \\ iY \cdot \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

Interferenční matici celé soustavy vrstev získáme součinem matic přes všechny vrstvy

$$M = \prod_{j=1}^m M_j \quad (2.6)$$

Vynásobíme-li tuto matici z obou stran admitančními maticemi vstupního prostředí a podložky, dostaneme tzv. přenosovou matici systému  $S$

$$S = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ Y_0 & -Y_0 \end{pmatrix}^{-1} M \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ Y_{m+1} & -Y_{m+1} \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Z přenosové matice systému pak můžeme určit amplitudové koeficienty reflexe  $r$  a transmise  $t$  pro vlnu dopadající zprava (R) a zleva (L).

$$r_R = \frac{S_{21}}{S_{11}} \quad r_L = \frac{S_{12}}{S_{11}} \quad t_R = c \frac{1}{S_{11}}, \quad (2.8)$$

kde

$$c_S = 1 \quad c_P = \frac{\cos \Theta_0}{\cos \Theta_{m+1}} \quad (2.9)$$

Indexy  $S$  a  $P$  označují hodnotu koeficientu  $c$  pro příslušnou polarizaci. Odtud pak lze určit odrazivost  $R$  a propustnost  $T$  pro vlnu přicházející zleva i zprava jako

$$R = r \cdot r^* \quad R_R = \left| \frac{S_{21}}{S_{11}} \right|^2 \quad R_L = \left| \frac{S_{12}}{S_{11}} \right|^2 \quad T = \frac{Y_S}{Y_0} \left| \frac{1}{S_{11}} \right|^2 \quad (2.10)$$

Provedeme-li předchozí výpočet pro přední (I) i zadní (II) povrch podložky, dostaneme výrazy pro celkovou odrazivost a propustnost oboustranně povrstvené neabsorbující podložky ve tvaru

$$R = \frac{R_R^I + (T^{I2} - R_R^I R_L^I) \cdot R_R^{II}}{1 - R_L^I R_R^{II}} \quad T = \frac{T^I \cdot T^{II}}{1 - R_L^I \cdot R_R^{II}} \quad (2.11)$$

Použití těchto vztahů představuje tzv. přímou úlohu, kdy jsme ze známých veličin popisujících daná prostředí vypočetli spektrální závislost  $R$  a  $T$ . Při návrhu optické soustavy vrstev je třeba postupovat opačně a určit parametry jednotlivých prostředí tak, abychom obdrželi požadovanou křivku. Toho docílíme tak, že hodnoty získané řešením přímé úlohy použijeme jako vstupní hodnoty pro optimalizační algoritmus. Proměnnou jsou zde tloušťky vrstev. Indexy lomu vstupního prostředí a podložky jsou pevně dané a indexy lomu vrstev jsou omezeny dostupností materiálů. Optimalizovat jejich hodnoty tedy z technologických důvodů nemá smysl, i když matematicky to možné je. Výsledkem optimalizace je pak soustava vrstev, které jsou následně deponovány na podložku.

## 2.2 Technologie depozice optických tenkých vrstev

Existují různé způsoby, jak připravit tenkou vrstvu nebo systém tenkých vrstev na podložce. Jako příklady takových technologií a postupů lze uvést [1]:

- Vakuové napařování
- Magnetronové napařování
- Nanášení výbojem v plynu nebo plazmatu

Jednou z nejvýznamnějších metod přípravy tenkých vrstev je vakuové napařování. Touto metodou je připravována valná většina optických tenkých vrstev. Je to zároveň metoda, jejíž využití má na ÚPT AVČR dlouholetou tradici. V dalším textu se budeme zabývat pouze touto metodou. Jejím principem je tavení materiálu umístěného ve vakuové komoře, v níž je dostatečně nízký tlak na to, aby střední volná dráha molekul odpařovaného materiálu byla větší, než vzdálenost materiálu od podložky, na které má docházet ke kondenzaci.

V rámci této metody lze rozlišit několik variant, podle způsobu ohřevu materiálu:

- Napařování z tzv. „lodičky“ – v tomto případě je použita lodička vyrobená z materiálu s vysokým bodem tání, jako je wolfram, tantal nebo molybden, ve které je umístěn napařovaný materiál. Lodička je pak odporově zahřívána.
- Ohřev elektronovým svazkem – zde je materiál umístěn v kelímku, do kterého je směřován elektronový svazek, který materiál taví. Toto je varianta používaná oběma napařovacími aparaturami na ÚPT a veškeré tenké vrstvy deponované na našem pracovišti byly připraveny právě tímto způsobem, pokud není výslovně uvedeno jinak.
- Ohřev laserovým svazkem – k ohřevu materiálu je použit laserový svazek.

U všech výše uvedených metod je nezbytnou součástí přípravy vrstev kontrola jejich parametrů, zejména tloušťek. Tuto kontrolu lze realizovat různými způsoby. Zmíníme jen způsoby používané technologií napařování. Nejjednodušším způsobem kontroly tloušťky je metoda navážky, kdy se zcela odpaří obsah jedné lodičky a tloušťka vrstvy je pak úměrná množství naváženého materiálu. Druhá metoda kontroly tloušťky a také napařovací rychlosti je monitoring oscilujícím křemenným krystalem, jehož frekvence se mění v závislosti na množství materiálu na krystalu napařeném. Další metodou je optický monitoring, kdy je v průběhu napařovacího procesu sledována propustnost, případně odrazivost vzorku. Vzhledem k tomu, že průběh křivky závislosti propustnosti, či odrazivosti vrstvy na její tloušťce lze dopředu spočítat, může být tato charakteristika využita pro kontrolu tloušťky v průběhu depozice.

## 2.3 Přístrojové vybavení na ÚPT AV ČR

Ústav přístrojové techniky v současné době disponuje dvěma aparaturami pro přípravu tenkých vrstev metodou vakuového napařování elektronovým svazkem. První, starší stroj je BAK550 výrobce Balzers, druhý stroj je SYRUSpro 710 firmy Leybold Optics (nyní Bühler). V následujícím textu aparatury stručně popíšeme a uvedeme rozdíly mezi nimi.

### **Balzers BAK550**

Tato aparatura byla instalována v roce 1980 a od té doby je využívána pro depozice jak pro potřeby Ústavu přístrojové techniky, tak pro vývoj speciálních vrstev pro spolupracující externí subjekty. V roce 2017 prošla celkovou repasí a modernizací. Uveďme nyní její základní charakteristiky:

- a) Vakuová komora – kubická o hraně 550mm
- b) Odpařovače – 2ks elektronového děla
- c) Zdroj napařovacích materiálů – dva kelímky, z nichž jeden je čtyřpozicový a druhý rotující jednopozicový
- d) Monitoring – oscilující křemenný krystal o frekvenci 5MHz
- e) Čerpací systém – dvoustupňový, rotační vývěva kombinovaná s difuzní vývěvou

### **SYRUSpro 710**

Vzhledem k tomu, že v nedávné době v souvislosti s rozvojem ústavu vznikla potřeba modernizovat a rozšířit aplikační možnosti, byla v roce 2012 instalována zcela nová napařovací aparatura, která byla v roce následujícím nasazena do ostrého provozu. Stejně jako v předchozím případě uveďme její základní vlastnosti:

- a) Vakuová komora – kubická o hraně 710mm
- b) Odpařovače – 2ks elektronového děla
- c) Zdroj napařovacích materiálů – dva kelímky, z nichž jeden je osmipozicový a druhý rotující jednopozicový
- d) Monitoring – oscilující křemenný krystal o frekvenci 6MHz pro kontrolu depoziční rychlosti a tloušťek vrstev kombinovaný s optickým monitorem kontrolujícím tloušťky pomocí měření propustnosti, případně odrazivosti vzorku
- e) Podpora napařovacího procesu – zdroj argonových iontů
- f) Čerpací systém – dvoustupňový, rotační vývěva kombinovaná s turbomolekulární vývěvou. Komora je navíc vybavena tzv. Meissnerovou pastí ochlazovanou na cca -130°C pro zlepšení kvality vakua.

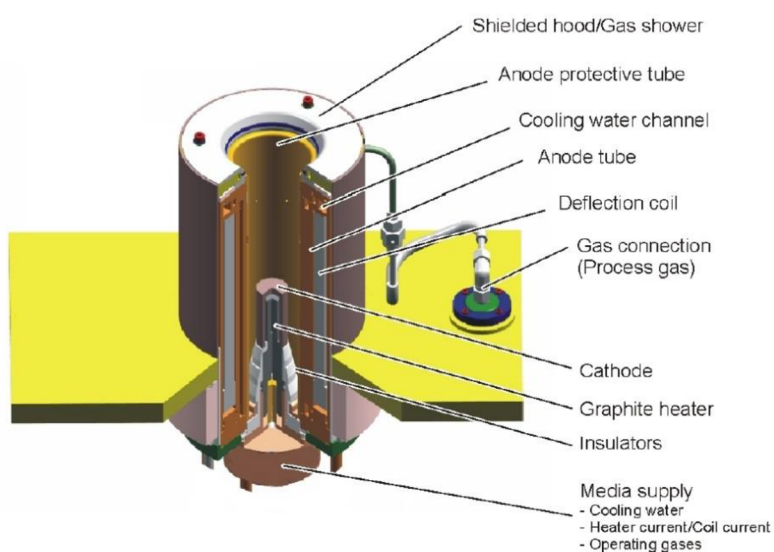


Obrázek 2-2: Vlevo komora SYRUSpro 710, vpravo Balzers BAK550

Obě aparatury jsou si konstrukčně v mnohém podobné, nicméně rozdíly mezi nimi existují. Ty drobné, spočívající např. v různé velikosti odpařovačů, způsobu předehřevu substrátů (zdola vs. shora), či odlišném vakuovém čerpacím systému nejsou pro tuto práci podstatné. Popíší tedy pouze dva nejzásadnější. Těmi jsou přítomnost zdroje argonových iontů a možnost optického monitoringu u aparatury SYRUSpro.

*Depozice za asistence iontů (Plasma ion assisted deposition - PIAD):*

Jedná se o podpůrnou technologii, která rozšiřuje a zkvalitňuje depoziční možnosti aparatury. Princip činnosti zdroje pojmenovaného výrobcem APSpro ukazuje Obrázek 2-3 převzatý z manuálu SYRUSpro.



Obrázek 2-3: Schéma APSpro. Media supply: přívod Ar a chladicí vody, Graphite heater: žhaví LaB<sub>6</sub> katodu (Cathode), Anode protective tube: Anodová trubice. Pracovní plyn je připouštěn mezi katodu a anodu, je ionizován a elektromagnetickým polem urychlován směrem k substrátům



Hlavním přínosem zdroje APSpro je významné zvýšení maximální celkové hodnoty tloušťky deponovaného systému vrstev. Zatímco v případě aparatury BAK550 jsme omezeni hodnotou cca 4 $\mu$ m, při jejímž překročení hrozí odpadnutí napařeného materiálu z měřicího krystalu a tím pádem k nevratné ztrátě kontroly nad procesem, u technologie PIAD tento problém odpadá díky větší kompaktnosti vrstev a jejich lepší přilnavosti k podložce.

### *Optický monitoring*

Optický měřicí systém OMS5000 může pracovat ve dvou různých režimech. Buď lze měřit odrazivost vrstvy na kontrolním sklíčku umístěném ve středu komory (viz obrázek), nebo lze měřit propustnost vrstvy přímo na vzorku.

Hlavní výhodou optického monitoringu je to, že systém je schopen reagovat na různé nedokonalosti v procesu, které mají vliv na index lomu jednotlivých vrstev. Na rozdíl od situace, kdy je proces kontrolován krystalem, zde geometrická tloušťka nerozhoduje a pro řízení procesu slouží právě hodnota propustnosti, či odrazivosti. Krystal je tak využíván pouze pro kontrolu napařovací rychlosti. Podrobné informace o principu a fungování tohoto systému lze nalézt v [5], [6].

Obě aparatury jsou využívány pro běžné depozice, které jsou rutinní záležitostí, a technologie jejich výroby je dobře zvládnutá. V disertační práci se budeme věnovat několika speciálním aplikacím, které vyžadovaly nestandardní technologické postupy. Pro tyto speciální aplikace je využívána aparatura SYRUSpro 710, která má díky výše zmíněnému vybavení (OMS5000 a APSpro) pro tuto práci lepší předpoklady.

## 3 Výzkumná část

### 3.1 Práh poškození způsobeného laserem

#### 3.1.1 Úvod do problematiky

S tématem LIDT jsem se setkal před několika lety, kdy oddělení koherenční optiky bylo přizváno ke spolupráci na projektu HiPER. Tento projekt, jehož celý název zní High Power laser Energy Research facility, měl za cíl experimentálně studovat jadernou fúzní reakci s inerciálním udržením řízenou výkonnými lasery. Účast na projektu měla probíhat formou výzkumu a vývoje v oblasti AR a HR vrstev. Takovéto vrstvy jsou potřebné na celé řadě optických prvků po trase laserových svazků a zejména pak na samotných pevnolátkových optických zesilovačích, kde měly minimalizovat ztráty při násobných průchodech svazku těmito zesilovači. Projekt HiPER byl v důsledku politických změn ve Velké Británii přerušen, nicméně témata, která měla být řešena, se týkají i infrastruktur ELI Beamlines a HiLASE a tudíž bylo žádoucí je neopouštět.

Začal jsem se tedy tomuto tématu věnovat formou stavby testovací stanice, která by umožnila jednak kvantifikovat LIDT u vrstev připravených u nás, čímž by doplnila a rozšířila naše technologické možnosti na poli optických tenkých vrstev, a jednak by posloužila pro výzkum a vývoj v této oblasti, kdy je potřebné testovat a srovnávat vlastnosti optických tenkých vrstev připravených různými technologickými postupy.

LIDT je důležitý parametr, který hraje klíčovou roli při návrhu laserových systémů pracujících s energiemi, které jsou dostatečně vysoké na to, aby způsobily poškození optických prvků. Takové systémy se objevily již v sedmdesátých letech minulého století [7]. Příkladem z poslední doby je pak laserový systém instalovaný v laboratořích projektu HiLASE o průměrném výkonu 1 kW s energií v pulsu 100 J [8].

Jednou z důležitých vlastností naší testovací stanice, kterou se liší od podobných zařízení je schopnost testovat vzorky zchlazené na teplotu kapalného dusíku. Důvod je ten, že optické prvky ve výkonových laserových zařízeních je často nutné chladit prostřednictvím plynů o kryogenních teplotách, aby se zajistil náležitý odvod tepla mezi jednotlivými pulsy a tak předešlo poškození při provozu zařízení. Optické vlastnosti substrátů i vrstev se v takovém případě liší od vlastností, které mají za pokojové teploty [9].

### 3.1.2 Základy LIDT

Poškození transparentních materiálů laserovým zářením bylo pozorováno už od počátku vývoje výkonných laserů a je dlouhodobě studováno [10], [11]. Mechanismy poškození v materiálech lze, obecně vzato, rozdělit do dvou skupin: vnější mechanismy, které souvisí s absorbujícími centry typu nečistot a různých inkluzí v materiálu a vnitřní mechanismy související s vlastnostmi materiálu jako takového bez přítomnosti jakýchkoli defektů [11]. Vznik poškození ovlivňují různé faktory. Jedním z nich je samozřejmě intenzita dopadajícího laserového záření, ale dále je to zejména vlnová délka tohoto záření [12] a délka pulsu v případě pulsních laserů [10], [13]. V této práci uvádím pouze základní charakteristiky mechanismů poškození. Jejich podrobné rozbory jsou dostupné jak v zde citovaných, tak v mnoha dalších publikacích.

V průběhu let byly navrženy různé modely popisující vnější mechanismy poškození. Jsou založeny na přítomnosti inkluzí, které silně absorbují dopadající laserové záření, v důsledku čehož dochází k jejich prudkému ohřevu až do bodu, kdy dojde k destrukci materiálu v místě ozáření. Toto chování lze popsat následujícím způsobem [11]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(C\rho T) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 K \frac{\partial T}{\partial r} \right) + Q(I, T), \quad (3.1)$$

kde  $c$ ,  $\rho$  a  $K$  jsou po řadě tepelná kapacita, hustota a tepelná vodivost inkluze a člen  $Q(I, T)$  popisuje výkon inkluze, coby tepelného zdroje, přičemž  $I$  je intenzita dopadajícího záření a  $T$  je teplota a má tvar:

$$Q(I, T) = Q(I) \exp\left(\xi \frac{T - T_0}{T_0}\right), \quad (3.2)$$

kde  $\xi$  je materiálový parametr a  $T_0$  je počáteční teplota.

Řešení rovnice (3.1) ukazuje, že teplota inkluze roste nade všechny meze, když se intenzita záření blíží určité hraniční hodnotě.

Vnitřní mechanismy poškození relevantní pro níže popisované experimenty jsou srážková ionizace a zářivá ionizace (fotoionizace). Tyto jevy, které hrají důležitou roli v případě pulsních laserů operujících s pulsy o délkách v řádu nanosekund až femtosekund jsou popisovány teoretickými modely založených na rovnicích určujících rozložení elektronů ve vodivostním pásu dielektrických materiálů, Boltzmanovy rovnici pro rozložení elektronů a fononů a rovnicích pro popis hustoty volných elektronů ve vodivostním pásu. Detailní matematický popis zde neuvádím a je k nalezení v [11] a zdrojích v něm uvedených.

### 3.1.3 Experimentální sestava

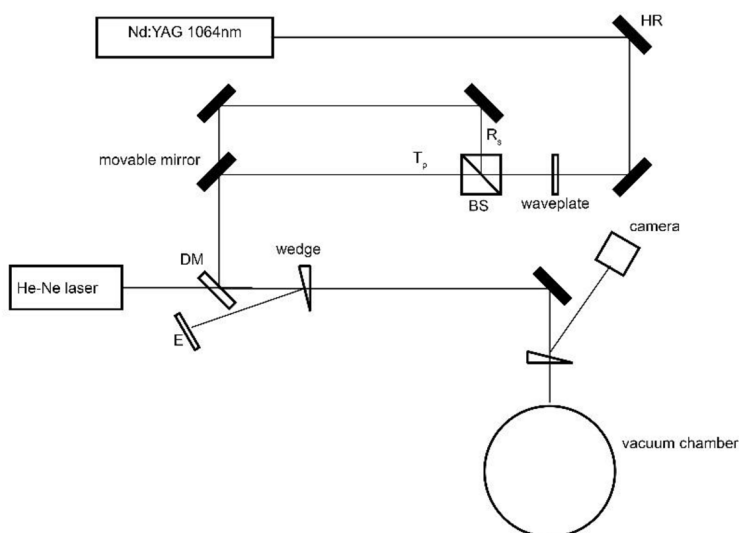
Cílem mého snažení při studiu efektů LIDT byl návrh a realizace aparatury pro evaluaci vrstev. Jedná se o výzkum metodologického typu, kde je realizováno prostředí a podmínky blízké reálnému provozu v pulzním laseru. Klíčovou součástí experimentální sestavy je v případě LIDT testů za kryogenních teplot vakuová komora. Nízký tlak v komoře ochrání povrch testovaných vzorků před nežádoucí kondenzací vodních par na jejich ochlazeném povrchu. Její parametry jsem zvolil následující:

- Vakuová komora o průměru 260 mm umožňující chlazení vzorků
- Pracovní tlak v komoře: řádově  $10^{-6}$  mbar
- Maximální průměr měřených vzorků: 2“
- Rozsah možných úhlů dopadu:  $0^\circ - 45^\circ$
- Možnost měření v obou polarizacích světla

K vyčerpání komory na pracovní tlak je použita turbomolekulární vývěva podčerpávaná membránovou vývěvou.

Jako zdroj laserových pulsů je použit pulsní laser Brilliant b od firmy Quantel, který je schopen na základní vlnové délce 1064 nm generovat pulsy o délce 6 ns s repetiční frekvencí 10 Hz. Energie v pulsu je dle výrobce až 850 mJ, což je pro naše účely více než dostatečné.

Experimentální uspořádání je zobrazeno na následujícím schématu:



Obrázek 3-1 – Experimentální sestava: HR – zrcadlo,  $T_p$ ,  $R_s$  – polarizace prošlého resp. odraženého světla, BS – polarizační dělič, DM – dichroické zrcadlo, E – měřič energie

Laserový puls prochází teleskopem, čímž je jeho průměr zvětšen z cca 8 mm na cca 20 mm. Toto provádím proto, aby při dané energii v pulsu klesla plošná hustota energie a minimalizovala se tak možnost náhodného poškození optických prvků po trase pulsu. Puls následně prochází atenuátorem, který sestává z půlvlnné desky a polarizačního děliče. Změnou úhlu natočení půlvlnné desky lze měnit množství energie v odraženém a proslém pulsu. Pohyblivé zrcadlo umožňuje volit, zda bude použit s-polarizovaný, či p-polarizovaný puls bez nutnosti zásahu do sestavy. Pomocí křemenných klínů je část energie pulsu směřována na detektor měřící množství energie v pulsu a na kameru sledující prostorový profil pulsu. Následně je puls fokusován tak, aby při dopadu na plochu testovaného vzorku měl průměr cca 0,5 mm.

LIDT stanice je provozována v tzv. režimu 1-on-1 nebo S-on-1, kdy je plocha testovaného vzorku rozdělena na dílčí testovací pozice, které jsou od sebe vzdáleny 1 mm, aby nedocházelo ke vzájemnému ovlivňování. Tato pozice je následně ozářena testovacím pulsem a to buď právě jednou (1-on-1) nebo opakovaně (S-on-1). Na vzorku je takto ozářeno alespoň deset pozic pro každou hodnotu energie v pulsu a je zaznamenán počet pozic vykazujících poškození. Hodnota LIDT je poté určena z pravděpodobnosti poškození. Podrobný popis metod měření LIDT udává norma [14].

Tato experimentální sestava slouží jako doplněk našich diagnostických metod používaných při návrhu a depozici optických tenkých vrstev.

### 3.1.4 Výsledky ověřovacího experimentu

S použitím aparatury jsem provedl pilotní měření na AR vrstvách připravených externími dodavateli na substrátech z taveného křemene a safíru. AR vrstvy byly voleny proto, že jsou jimi ve velké míře opatřeny optické komponenty v laserových sestavách, kde zamezují optickým ztrátám nežádoucími odrazy a také snižují případné riziko poškození nějaké části sestavy náhodným odrazem. Nastavení experimentu ukazuje následující tabulka.

<b>Poloměr svazku [mm]</b>	0,21
<b>Vlnová délka [nm]</b>	1064
<b>Opakovací frekvence [Hz]</b>	10
<b>Délka pulsu [ns]</b>	6
<b>Teplota vzorku [K]</b>	300/120
<b>Tlak v komoře [mbar]</b>	1e3/3e-6
<b>Počet pulsů</b>	1000

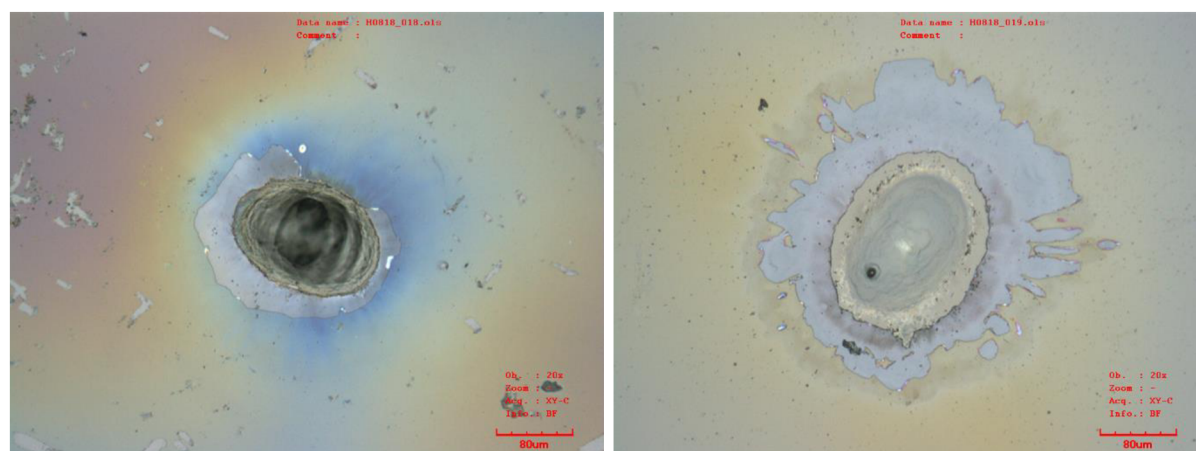
Tabulka 3-1- parametry měření LIDT

Následující tabulka obsahuje naměřené hodnoty LIDT na jednotlivých vzorcích. Při hodnotách F v tabulce označených jako *PASS* nevykazoval povrch vzorku žádné poškození. Při hodnotě F označené jako *FAIL* došlo k destrukci vrstvy.

Vzorek	Úhel dopadu [°]	F [J/cm <sup>2</sup> ]		Teplota [K]
H0818	0	13,7	PASS	300
		16,2	FAIL	300
		13,5	PASS	120
		16,2	FAIL	120
H0331	0	5,5	PASS	300
		7,4	FAIL	300
		7,4	PASS	120
		8,4	FAIL	120

Tabulka 3-2 - výsledky měření LIDT na AR vrstvách

Z naměřených hodnot je patrné, že u vzorku označeného H0331 došlo při jeho ochlazení k nárůstu hodnoty LIDT, což je v souladu s výsledky publikovanými např. v [15]. U vzorku označeného H0818 zůstala hodnota LIDT prakticky stejná. Důvodem může být kontaminace povrchu vzorku kondenzací vodních par při jeho zchlazení, případně fluktuace hodnoty energie v testovacím laserovém svazku. V rámci pilotního experimentu, jehož cílem bylo ověřit použitelnost a funkčnost experimentální sestavy je tento výsledek uspokojivý, nicméně ukazuje na potřebu další optimalizace sestavy, která bude předmětem další práce. Následující obrázky pořízené konfokálním mikroskopem ukazují místa, kde došlo k destrukci AR vrstvy. Destrukce vrstvy se projevila vznikem kráterů zasahujících až do substrátu a delaminací optických tenkých vrstev v jejich bezprostředním okolí. Obrázky jsou dobrým příkladem morfologie poškozených míst při použití laserových pulsů v nanosekundové oblasti.



Obrázek 3-2 - detail poškození povrchu vzorku

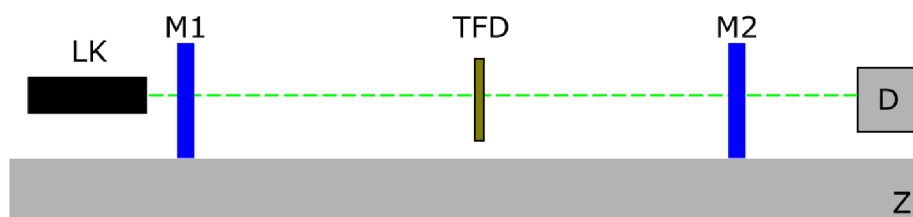
Na tuto doposud provedenou práci budou navazovat další experimenty, kdy bude rozšířena škála testovaných typů tenkých vrstev na další typy běžně používané v laserových sestavách, jako jsou zrcadla, různé děliče, polarizační filtry apod.

## 4 Technologicky změřený aplikovaný výzkum

### 4.1 Transparentní fotodetektor

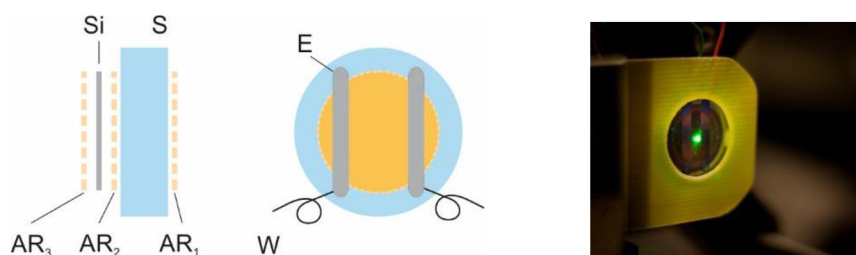
#### 4.1.1 Úvod do problematiky

Jedním z témat řešených na ÚPT je problematika fluktuací indexu lomu prostředí a její vliv na interferometrické odměřování. V rámci řešení byl předložen koncept interferometru se stojatou vlnou, který využívá principu stabilizace vlnové délky zdroje záření na přesnou mechanickou referenci [16]. Tento koncept byl realizován v pasivním Fabryově – Perotově rezonátoru, který je často využíván jako etalon frekvence stabilizovaných laserů. Princip tohoto konceptu spočívá v tom, že v předem zadaném měřicím rozsahu (délka rezonátoru) je stabilizována vlnová délka laseru ve vzduchu. Dojde-li ke změně indexu lomu prostředí, vazba laseru na rezonanční maximum rezonátoru bude sledovat v regulační smyčce tuto změnu a vlnová délka v rezonátoru zůstane konstantní se stabilitou odpovídající mechanické stabilitě rezonátoru. Odměřování uvnitř pasivního Fabryova – Perotova rezonátoru je prováděno pomocí transparentního fotodetektoru, který je schopen detekovat minima a maxima stojaté vlny.



Obrázek 4-1 - Schéma pasivního Fabryova-Perotova rezonátoru s transparentním fotodetektorem (TFD). Zrcadla M1, M2 pevně umístěná na základně Z sloužící jako mechanická reference. LK: laserový kolimátor, D: detektor

Fotodetektor sestává ze substrátu z křemenného skla (FUSI) o průměru 20 mm a tloušťce 0,4 mm s optickými plochami leštěnými na rovinnost  $\lambda/20$ . Na tomto substrátu je nanесena tenká fotorezistivní vrstva křemíku, na níž jsou po okrajích vytvořeny vodivé elektrody. Při vývoji fotodetektoru, který má pracovat uvnitř rezonátoru, je nutné najít kompromis mezi ztrátami způsobenými absorpcí na fotorezistivní vrstvě detektoru a jeho citlivostí a také maximálně potlačit nežádoucí odrazy, které nutně vznikají na každém rozhraní. Pro potlačení nežádoucích odrazů bylo každé rozhraní, tj. zleva doprava (viz schéma) vzduch-Si, Si-FUSI, FUSI-vzduch opatřeno antireflexní vrstvou.



Obrázek 4-2: Schéma transparentního fotodetektoru. Vpravo fotografie transparentního fotodetektoru. AR: antireflexní vrstvy, Si: křemíková vrstva, S: substrát z křemenného skla, E: titanové elektrody, W: elektrické kontakty – převzato z [16]

Depozice tenkých křemíkových vrstev byla realizována na Fyzikálním ústavu Akademie věd České republiky, v.v.i. (FZÚ), v oddělení Tenkých vrstev a nanostruktur (skupina RNDr. Antonína Fejfara). Antireflexní vrstvy byly vytvořeny v našem oddělení na aparatuře Balzers BAK550.

Pro danou tloušťku Si vrstvy byly po matematickém modelování optických vlastností celkové sestavy vrstev navrženy následující parametry:

Vrstva	Materiál	h [nm]
	vzduch	
3	TiO <sub>2s</sub>	60,3
2	Si	28,1
1	TiO <sub>2</sub>	50,9
	FUSI	

Tabulka 4-1: Sestava antireflexních vrstev na čelní straně TFD. TiO<sub>2</sub>: materiál se standardním indexem lomu, TiO<sub>2s</sub>: materiál s uměle sníženým indexem lomu

V dané sestavě se pracuje se dvěma různými hodnotami indexu lomu TiO<sub>2</sub>. Důvodem je fakt, že aby jediná vrstva fungovala jako antireflexní, je třeba, aby její index lomu byl přibližně roven odmocnině součinu indexů lomu okolních prostředí [4]. Těmi jsou v jednom případě tavený křemen a Si vrstva a ve druhém případě Si vrstva a vzduch. V prvním případě vychází pro vlnovou délku 532 nm hodnota potřebného indexu lomu  $n = 2,62$  a lze tedy postupovat standardně. Ve druhém případě je požadovaná hodnota  $n = 2,17$ , tedy výrazně nižší. V tomto případě byl zvolen postup, kdy byl opět použit TiO<sub>2</sub>, aby se předešlo nutnosti použít třetí materiál (nabízel by se např. Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>) a jeho index lomu byl uměle snížen regulací teploty ve vakuové komoře v průběhu depozice. Nutnost deponovat tuto vrstvu za pokojové teploty byla dána také snahou tepelně neovlivnit dříve připravenou vrstvu Si.

Ošetřit antireflexní vrstvou bylo potřeba též zadní stranu křemenného substrátu. Tato depozice byla dělána jako první. Při návrhu sestavy vrstev bylo nutné vzít do úvahy i optické vlastnosti Si vrstvy. Výsledkem matematického modelování je následující sestava, která byla použita.

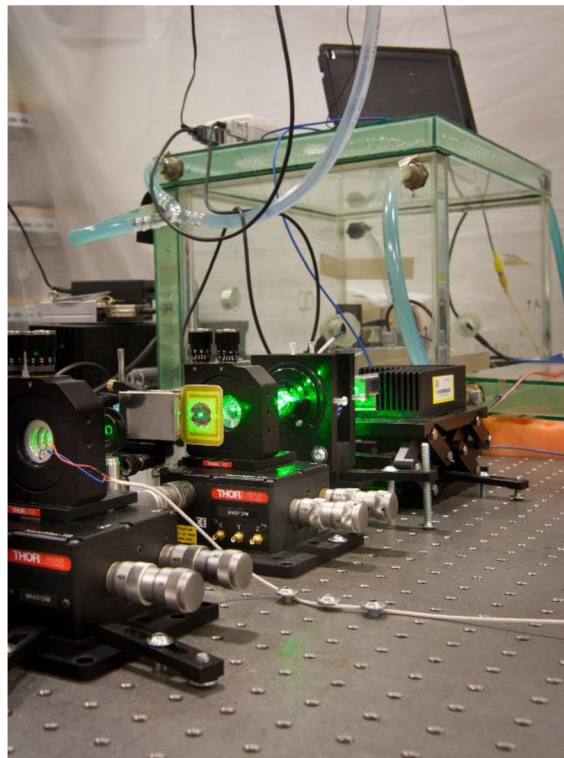


Vrstva	Materiál	h [nm]
	vzduch	
4	SiO <sub>2</sub>	82,8
3	TiO <sub>2</sub>	83,6
2	SiO <sub>2</sub>	24,6
1	TiO <sub>2</sub>	14,5

FUSI

Tabulka 4-2: Sestava pro antireflexní vrstvu na zadní straně TFD. Číslování vrstev vzestupně od substrátu.

Výsledná propustnost detektoru se pro vlnovou délku 532 nm pohybuje okolo hodnoty 65 %. Celá sestava je zobrazena na následujícím obrázku.

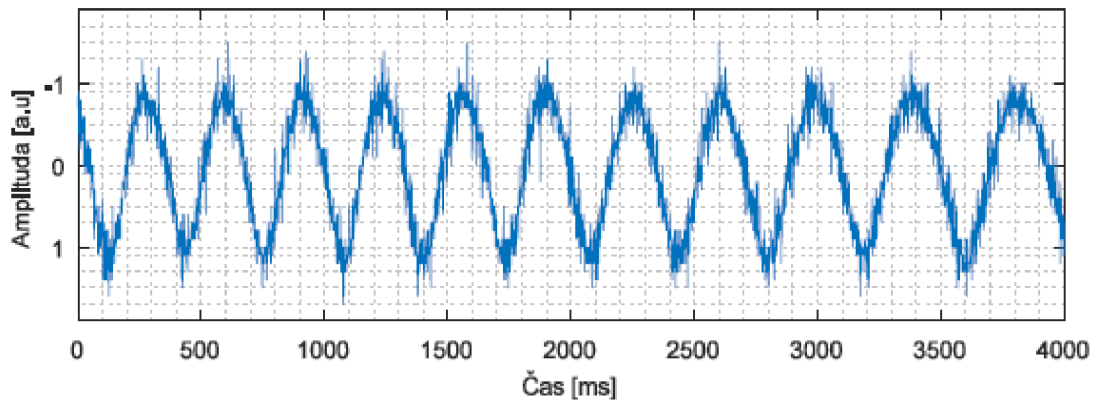


Obrázek 4-3: Fotografie experimentálního uspořádání pasivního F-P rezonátoru s vloženým transparentním fotodetektorem (žlutý obdélník) – převzato z [16]

Na následující straně jsou uvedeny výsledky měření s vyrobeným detektorem, jehož smyslem bylo ověřit funkčnost detektoru a také případný vliv detektoru na stabilizaci optické frekvence laserového zdroje.

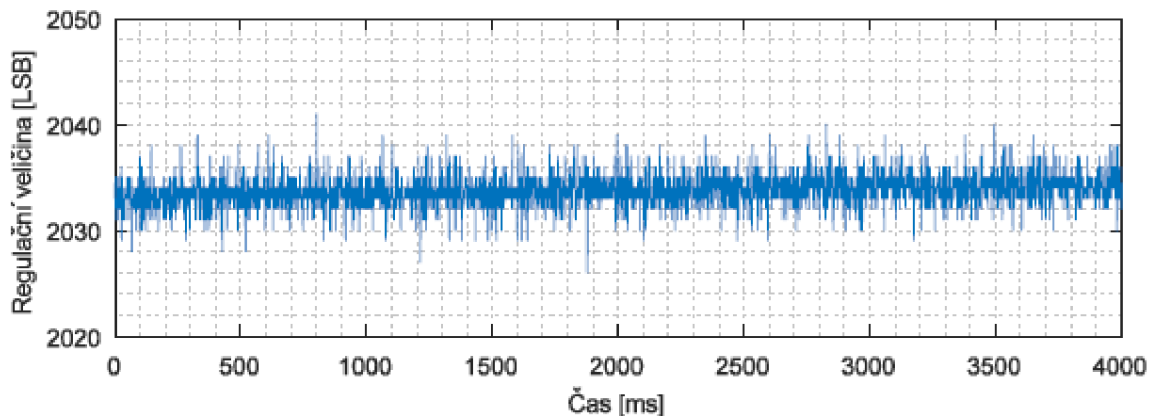
## 4.1.2 Výsledky měření

Následující obrázek ukazuje časový záznam detekce maxim a minim stojaté vlny uvnitř dutiny rezonátoru.



Obrázek 4-4 - Časový záznam stojaté vlny detekované transparentním fotodetektorem – převzato z [16]

Vložený detektor nezpůsobil při pohybu uvnitř dutiny rezonátoru žádné odchylky, které by přinášely problémy při stabilizaci optické frekvence laserového zdroje, což je přímým důsledkem dobře fungujících AR vrstev. V případě, že by AR vrstvy nebyly přítomny nebo nefungovaly správně, došlo by ke vzniku tzv. vázaných rezonátorů mezi koncem dutiny rezonátoru a příslušnou plochou TFD a v záznamu by bylo viditelných více stojatých vln. Záznam uvedený na následujícím obrázku nenaznačuje žádné ovlivnění stabilizace optické frekvence laseru. Podrobné informace o tomto měření lze nalézt v [16], odkud pochází i tyto záznamy měření a v této kapitole uvedené obrázky experimentální sestavy.



Obrázek 4-5 - Časový záznam regulační veličiny laserového zdroje, který nevykazuje žádné ovlivnění pohybem transparentního fotodetektoru uvnitř dutiny rezonátoru – převzato z [16]

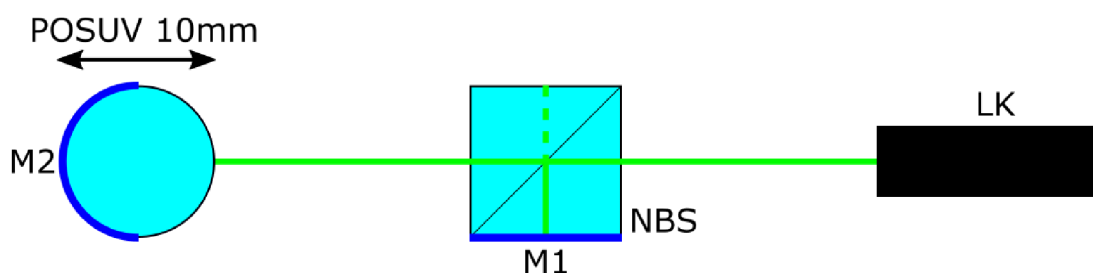
## 4.2 Optický kalibrační snímač se sférickým retroreflektorem

### 4.2.1 Úvod do problematiky

Dalším z řešených témat má název „Bezkontaktní optické měřicí metody a systémy pro přesné strojírenství“. Na tomto projektu spolupracovalo oddělení Koherenční optiky ÚPT s Ústavem radioelektroniky Fakulty elektrotechniky a komunikačních technologií VUT v Brně a průmyslovým partnerem firmou Mesing, spol. s r.o. [17]. Náplní tohoto projektu byl výzkum optických bezkontaktních metod, které využívají interference koherentního světla pro měření vzdálenosti, polohy a geometrických rozměrů. Na tomto projektu jsem se podílel prostřednictvím návrhu a depozice optických tenkých vrstev pro speciální optické prvky.

### 4.2.2 Princip optického kalibračního snímače

Jak již bylo řečeno, snímač pracuje na principu interference laserového záření. Základem optického snímače je Michelsonův laserový interferometr, který využívá nepolarizující optické prvky. Ve snímači jsou dva prvky, které bylo třeba opatřit optickými tenkými vrstvami. Prvním z nich je nepolarizující dělicí hranol (NBS) a druhým z nich je sférický odražeč (SO), jehož použití je unikátním řešením. Pracovní vlnová délka je 1530 nm. Následující obrázek ukazuje schéma snímače. Obrázek znázorňuje pouze optickou část celé experimentální sestavy. Řešením zbývajících částí jsem se nezabýval a jejich detailní popis lze nalézt v [16].



Obrázek 4-6: Schéma optického kalibračního snímače. Laserové záření vstupuje do této části sestavy přes kolimátor (LK), prochází nepolarizujícím dělicím hranolem (NBS), kde se rozdělí na referenční a měřicí větev. Referenční větev se odráží od zrcadla M1, měřicí větev prochází do sférického odražeče opatřeného na vstupní straně AR vrstvou a odráží se od zrcadla M2. Obě větve se rekombinují na NBS a procházejí přes LK zpět

### 4.2.3 Nepolarizující dělicí hranol

Zde bylo třeba nanést vysoce odraznou (HR) vrstvu na jednu stěnu hranolu tak, aby nebylo potřeba pro zpětný odraz paprsku použít žádné další zrcadlo. Samotná výroba tohoto optického prvku proběhla ve dvou krocích. Nejprve byla testována varianta, kdy byl celý prvek vyroben na ÚPT. Tento postup vyžadoval kombinování dielektrických a kovových vrstev. Po teoretickém rozboru problému byl jako dielektrický materiál zvolen  $Ta_2O_5$  a jako kovový materiál Ag. Kovová vrstva byla připravena metodou magnetronového naprašování a připravil ji Ing. Jaroslav Sobota, CSc. ze skupiny tenkých vrstev oddělení speciálních technologií ÚPT. Dielektrické vrstvy byly připraveny na aparatuře SYRUSpro metodou PIAD.

Postupováno bylo tak, že po napaření první vrstvy Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> na podložku byl tento kus předán kolegovi, který na ni nanese vrstvu Ag a předal nám kus zpět k nanesení poslední dielektrické vrstvy. Hranol byl následně stmelen. Po stmelení hranolu a jeho ozkoušení jsme zjistili, že hranol není funkční a nedělí dopadající laserový svazek v poměru 1:1, jak by měl. Zpětnou analýzou tohoto chování bylo zjištěno, že energie argonových iontů v průběhu PIAD je dostatečně velká (řádově desítky eV) na to, aby celou kovovou vrstvu odprášila z podložky a hranol tak fakticky obsahoval pouze vrstvy Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>.

Tento problém bylo možné řešit zacloněním zdroje argonových iontů v prvních vteřinách napařovacího procesu a clonu otevřít až po překrytí vrstvy Ag několika nanometry Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, který by posloužil jako ochranná vrstva. Vzhledem k tomu, že tento postup by obnášel začít celou výrobu od začátku, což by bylo vzhledem k počtu dílčích kroků zdlouhavé, byl zvolen postup jiný.

Z komerčních zdrojů byl zakoupen již hotový NBS a na jeho jednu stranu byla nanese odrazná vrstva. Hranol již z výroby obsahoval antireflexní vrstvy na všech vnějších funkčních plochách. HR vrstva tak byla deponována přes tuto již existující vrstvu. Z pohledu funkčnosti tento postup není nijak problematický a je výhodný, kvůli časové úspoře. V průběhu této depozice je třeba však kontrolovat teplotu v komoře, protože tmel použitý pro spojení obou polovin NBS by mohl degradovat a mohlo by dojít ke zhoršení optické (rovnoběžnost optických ploch) nebo mechanické (pevnost spoje) kvality spoje. Takto připravený NBS již fungoval správně a byl použit pro výrobu senzoru.

#### **4.2.4 Sférický odražeč**

Sférický odražeč je zajímavou aplikací technologie depozice optických tenkých vrstev pro svůj kulový tvar a nestandardní index lomu. Jedná se vlastně o kulovou čočku o průměru 6 mm vyrobenou z optického skla S-LAH 79 od firmy Ohara. Díky svému vysokému indexu lomu (2,0033) funguje jako tzv. „cat-eye“ reflektor. Tato kulová čočka byla doplněna HR vrstvou na zadní straně a AR vrstvou na straně vstupní.

Při depozici soustavy vrstev na tento substrát bylo třeba dbát na to, aby obě vrstvy byly na kulový povrch čočky deponovány co nejlépe naproti sobě. Toho bylo dosaženo výrobou speciálního držáku s válcovým otvorem pro čočku, ve kterém byla čočka upevněna. Při otáčení čočky pro mezi oběma depozicemi tak bylo zajištěno, že je oproti první depozici otočena o 180°.

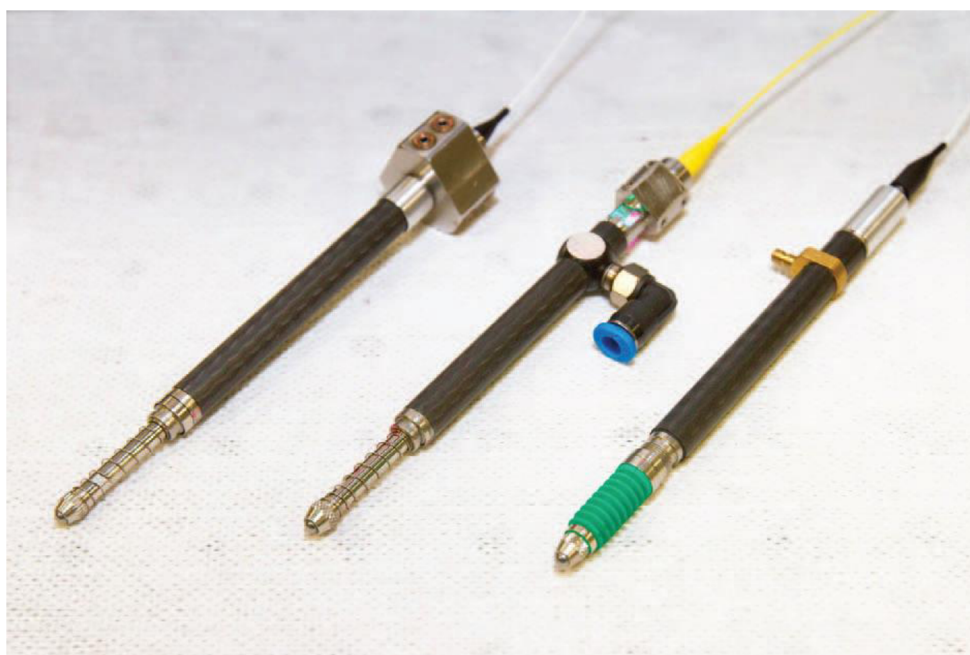
Samotná depozice pak vyžaduje kombinaci optického a krystalového monitoringu. Důvod je ten, že vysoký index lomu kulové čočky vyžaduje inverzní design soustavy vrstev oproti běžným sklům. Jak ukazuje Tabulka 4-3, pro první vrstvu je použit materiál SiO<sub>2</sub>. Vzhledem k tomu, že optický monitoring nelze provádět na čočce samotné, je třeba měřit na referenčním skle s indexem lomu 1,52. První vrstva je tedy deponována na materiál s téměř identickým indexem lomu a změna propustnosti v závislosti na tloušťce vrstvy je natolik malá, že by docházelo k nepřesnostem při depozici. Proto byla depozice první vrstvy kontrolována krystalem a optický monitoring byl využit pro zbytek procesu.

Vrstva	Materiál	h [nm]
	vzduch	
14	TiO <sub>2</sub>	170,8
13	SiO <sub>2</sub>	264,0
12	TiO <sub>2</sub>	170,8
11	SiO <sub>2</sub>	264,0
10	TiO <sub>2</sub>	170,8
9	SiO <sub>2</sub>	264,0
8	TiO <sub>2</sub>	170,8
7	SiO <sub>2</sub>	264,0
6	TiO <sub>2</sub>	170,8
5	SiO <sub>2</sub>	264,0
4	TiO <sub>2</sub>	170,8
3	SiO <sub>2</sub>	264,0
2	TiO <sub>2</sub>	170,8
1	SiO <sub>2</sub>	290,0

Tabulka 4-3 - Design HR vrstvy pro sférický odražeč

#### 4.2.5 Výsledky

Následující obrázek ukazuje vyrobené prototypy optického kalibračního délkového snímače, které byly vyrobeny ve spolupráci s firmou Mesing.



Obrázek 4-7 - Prototypy optického snímače – převzato z [16]

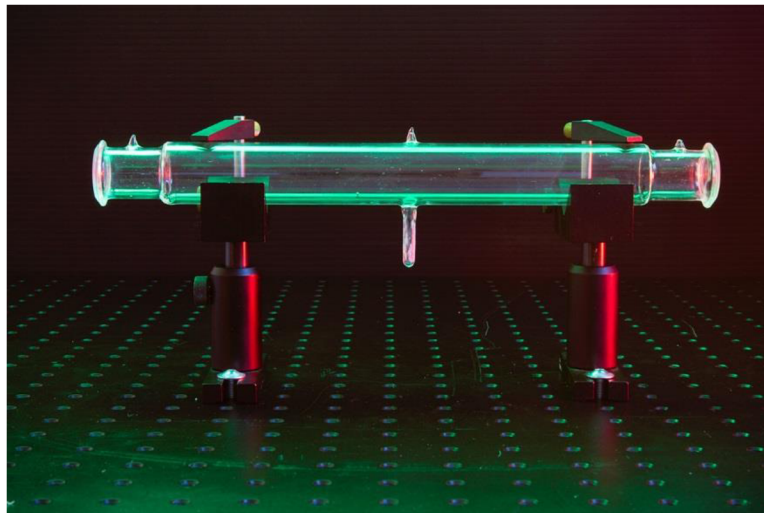
Experimentální ověření funkčnosti snímače bylo publikováno v článku, který je přílohou této práce. Dalším výsledkem je přihlášený užitný vzor, který je též přiložen.

### 4.3 Technologie absorpčních kyvet

Technologie absorpčních kyvet je další z oblastí, které jsou na ÚPT dlouhodobě dobře zavedeny. Absorpční kyvety jsou standardně využívaným nástrojem pro stabilizaci laserů např. v metrologii délek. Naše pracoviště je v současné době významným dodavatelem těchto kyvet pro metrologickou obec nejen v České republice nebo v Evropě, ale i ve zbytku světa.

#### 4.3.1 Úvod do problematiky

Kyvety sestávají ze dvou základních částí a to samotného těla kyvety, které je nejčastěji válcového tvaru (ale existují i jiné varianty) a okének, která jsou přivařena ke koncům těla kyvety. Tělo i okénka jsou vyrobeny nejčastěji z křemenného skla. Takto připravená kyveta je následně plněna různými plyny dle požadavků na pracovní vlnovou délku. Laserový svazek vycházející ze zdroje, který má být stabilizován prochází celou délkou kyvety (někdy i vícenásobně) a jeho frekvence je v regulační smyčce řízena tak, aby došlo k co nejlepší shodě s hodnotou optické frekvence vybrané absorpční čáry v použitém plynu. Více o funkci absorpčních kyvet lze nalézt např. v [18].



*Obrázek 4-8: Příklad absorpční kyvety. Na koncích jsou vidět navařená okénka, uprostřed pak již zatavená trubička pro plnění kyvety plynem*

Vzhledem k tomu, že laserový svazek prochází oběma okénky, tj. prochází postupně čtyřmi rozhraními, dochází kvůli přirozené odrazivosti křemenného skla k poměrně velkým ztrátám. Jedná se řádově o jednotky procent na každém rozhraní. Z tohoto důvodu je nezbytné použití AR vrstev na všech rozhraních. V případě vnějších stran okének se jedná o rozhraní AR vrstva – vzduch, kde k žádným technologickým problémům nedochází. Složitější je situace u vnitřních stran okének, kde je nutno řešit dva technologické problémy.

Prvním z nich je tepelná zátěž při navařování okének na tělo kyvety. Okénka v této fázi již obsahují AR vrstvu na své vnitřní straně a vzhledem k nutnosti ohřát křemenné sklo až do bodu tavení, což při dané tloušťce okrajů okénka představuje teplotu min. 800 °C, dochází v některých případech k jejímu tepelnému ovlivnění. To má za následek změnu spektrálních vlastností AR vrstev a nežádoucí nárůst ztrát odrazem.

Druhým problémem je fakt, že uvnitř kyvety přichází AR vrstva do kontaktu s pracovním plynem. Přestože dielektrické materiály použité pro přípravu AR vrstev jsou chemicky stabilní, dochází v některých případech kvůli jisté porézности vrstev k pronikání molekul plynu do struktury AR vrstev. Zejména v případě, kdy jsou jako pracovní plyn použity páry jódu, bylo pozorováno žloutnutí vrstev v části vnitřní plochy okének. Tento problém byl podrobně studován a výsledky publikovány v článku [19]. Na tuto práci nyní navazují dalším studiem vlastností AR vrstev.

Ve spolupráci s pracovištěm Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e. V (DLR) jsem provedl spolu s kolegy z ÚPT experimenty, jejichž cílem bylo ověřit odolnost AR vrstev vůči elektronovému a protonovému záření. Tato potřeba vyvstala z požadavku DLR na výrobu jódem plněné absorpční kyvety, která bude v ostrém provozu nasazena na oběžné dráze na modulu Bartolomeo, který je součástí mezinárodní vesmírné stanice ISS, kde bude tomuto záření vystavena po dobu několika let. Kyveta zde bude nasazena v rámci projektu Compasso, jehož cílem je hledat stabilní zdroje optické frekvence pro satelity.

### 4.3.2 Experimentální postup

Bylo vytvořeno celkem osm sad vzorků opatřených AR vrstvou na obou plochách za použití následujících kombinací metod, napařovacích materiálů a designů:

#### Vzorky

<b>Materiál</b>	Fused Silica
<b>Rozměry [mm]</b>	15 x 15 x 3
<b>Kvalita povrchů</b>	Leštěné

K depozici AR vrstev byly použity obě metody dostupné na našem pracovišti, tj. e-beam a PIAD. Následující tabulky obsahují informace o použitých napařovacích materiálech a designy AR vrstev.

Název	Index lomu @ 500 nm PIAD	Index lomu @ 500 nm E-BEAM
TiO <sub>2</sub>	2.38	2.32
Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	2.14	2.13
SiO <sub>2</sub>	1.48	1.48

Tabulka 4-4 - použité napařovací materiály

Metoda	Napařovací mat.	Počet vrstev	Design *
PIAD	H = TiO <sub>2</sub> , L = SiO <sub>2</sub>	2	14.7H 122.4L
PIAD	H = TiO <sub>2</sub> , L = SiO <sub>2</sub>	4	22.3H 42.3L 43.4H 111.4L
PIAD	H = Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> , L = SiO <sub>2</sub>	2	22.2H 120,4L
PIAD	H = Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> , L = SiO <sub>2</sub>	4	27.2H 28.2L 77.3H 98.6L
E-BEAM	H = TiO <sub>2</sub> , L = SiO <sub>2</sub>	2	13.9H 123.4L
E-BEAM	H = TiO <sub>2</sub> , L = SiO <sub>2</sub>	4	21.3H 43.6L 41.3H 111.8L
E-BEAM	H = Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> , L = SiO <sub>2</sub>	2	21.7H 119.4L
E-BEAM	H = Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> , L = SiO <sub>2</sub>	4	25.3H 30.5L 76.8H 99.9L

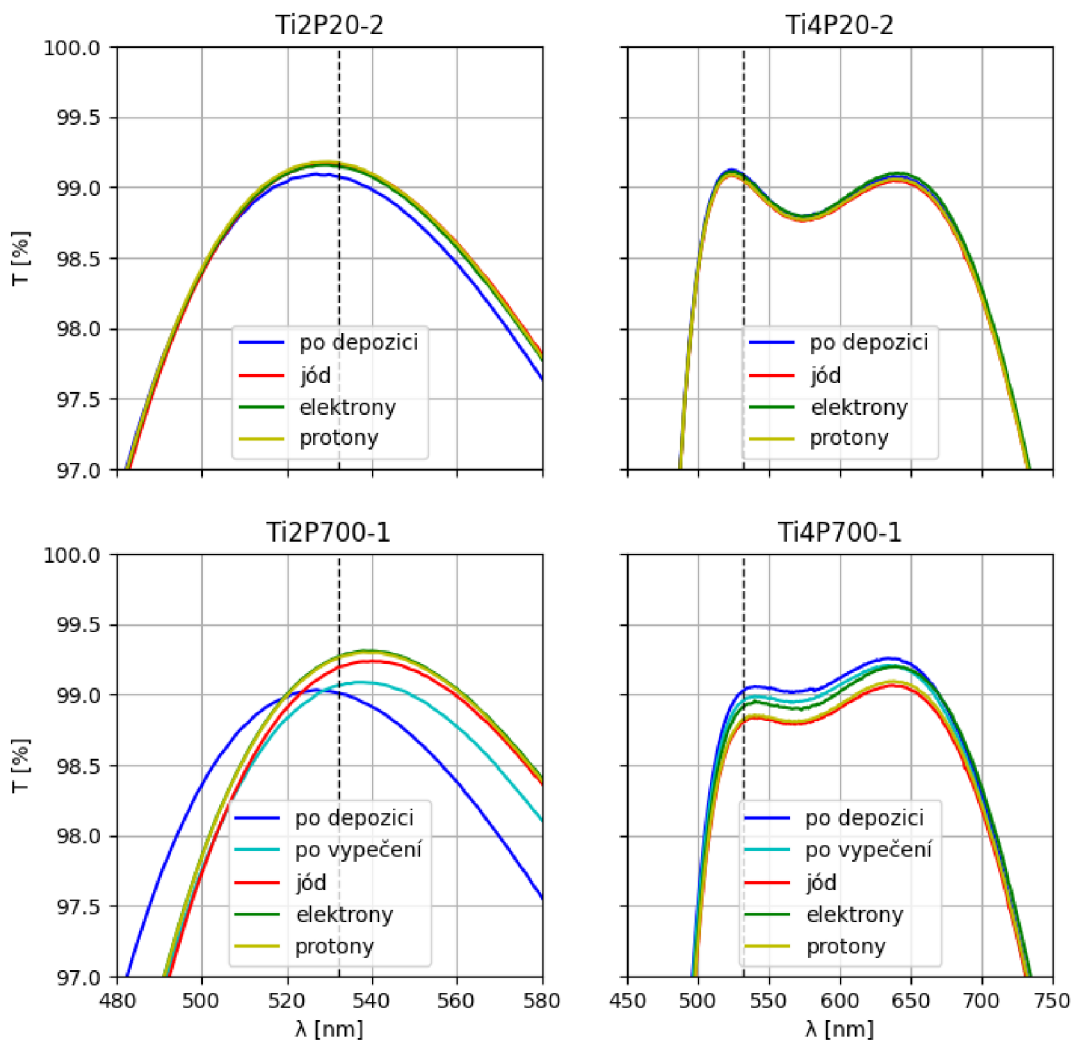
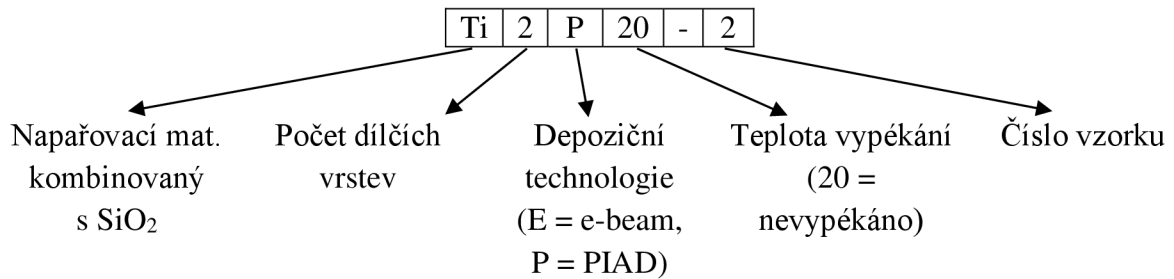
Tabulka 4-5 - Čísla ve sloupci Design udávají tloušťky jednotlivých vrstev v nm směrem od substrátu

Bylo realizováno deset kusů vzorků pro každou variantu (viz Tabulka 4-5). Celkem tedy bylo vyrobeno osmdesát kusů vzorků. Po depozici byla změřena odrazivost a propustnost každého vzorku na spektrofotometru Cary 7000. Následně bylo z každé sady deseti vzorku vybráno pět a tyto byly vypečeny na teplotu 600 °C v případě vzorků připravených metodou e-beam a 700 °C v případě vzorků připravených metodou PIAD. Volba teplot vyplývá z přechozí práce [19]. Při těchto teplotách AR vrstvy odolávají pronikání jódu do struktury vrstvy a zároveň jsou poměrně dobře zachovány jejich spektrální vlastnosti. Po vypečení byly vzorky vystaveny parám jódu. Následně byly na základě spektrálních vlastností vybrány z každé sady čtyři nejlepší vzorky a tyto byly odeslány do DLR, kde byly vystaveny nejprve elektronovému a následně protonovému záření.



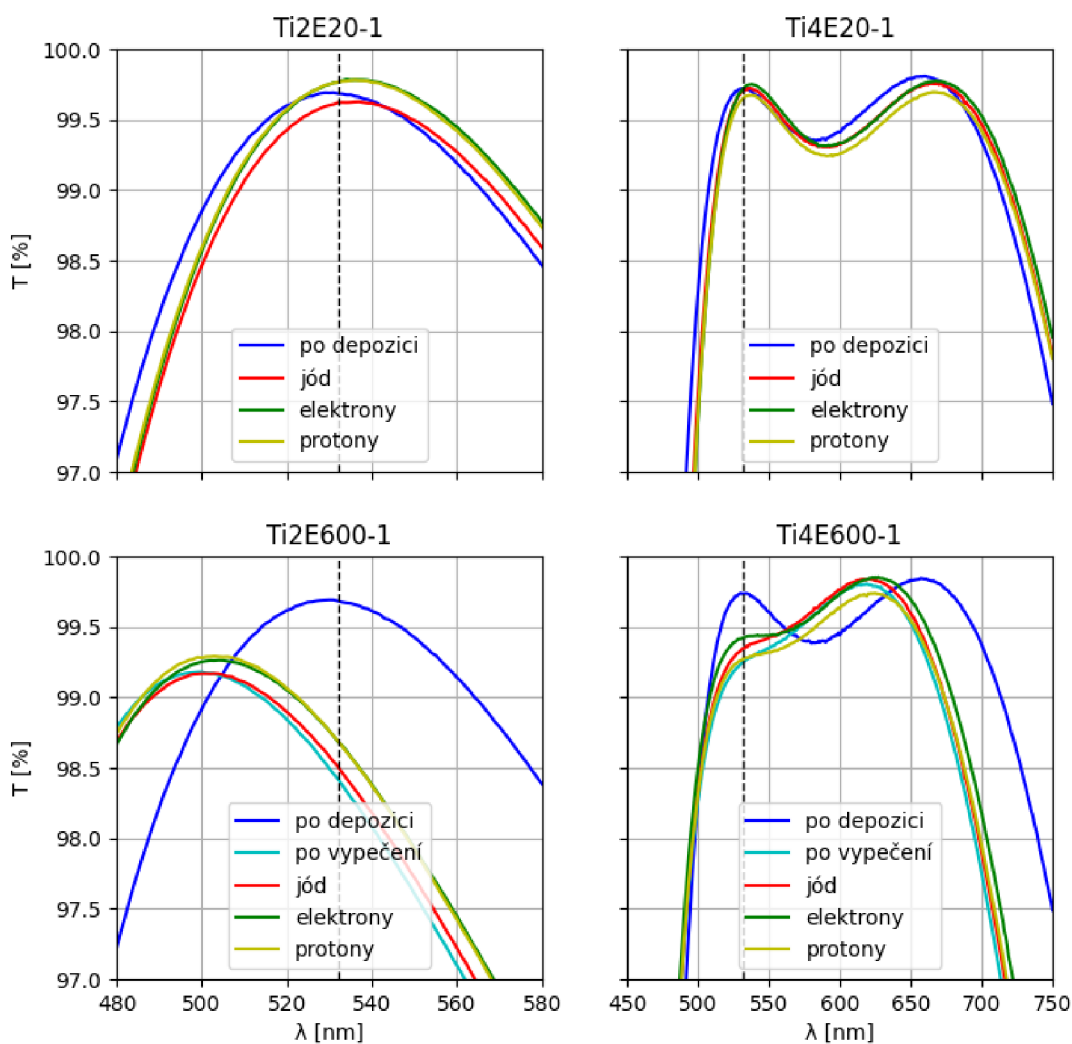
### 4.3.3 Výsledky

Následující záznamy ukazují spektrální vlastnosti vzorků po každém experimentálním kroku. Spektra byla získána pomocí UV-VIS-NIR spektrofotometru Agilent Cary 7000. Vzorky jsou ve všech případech označeny následujícím způsobem:



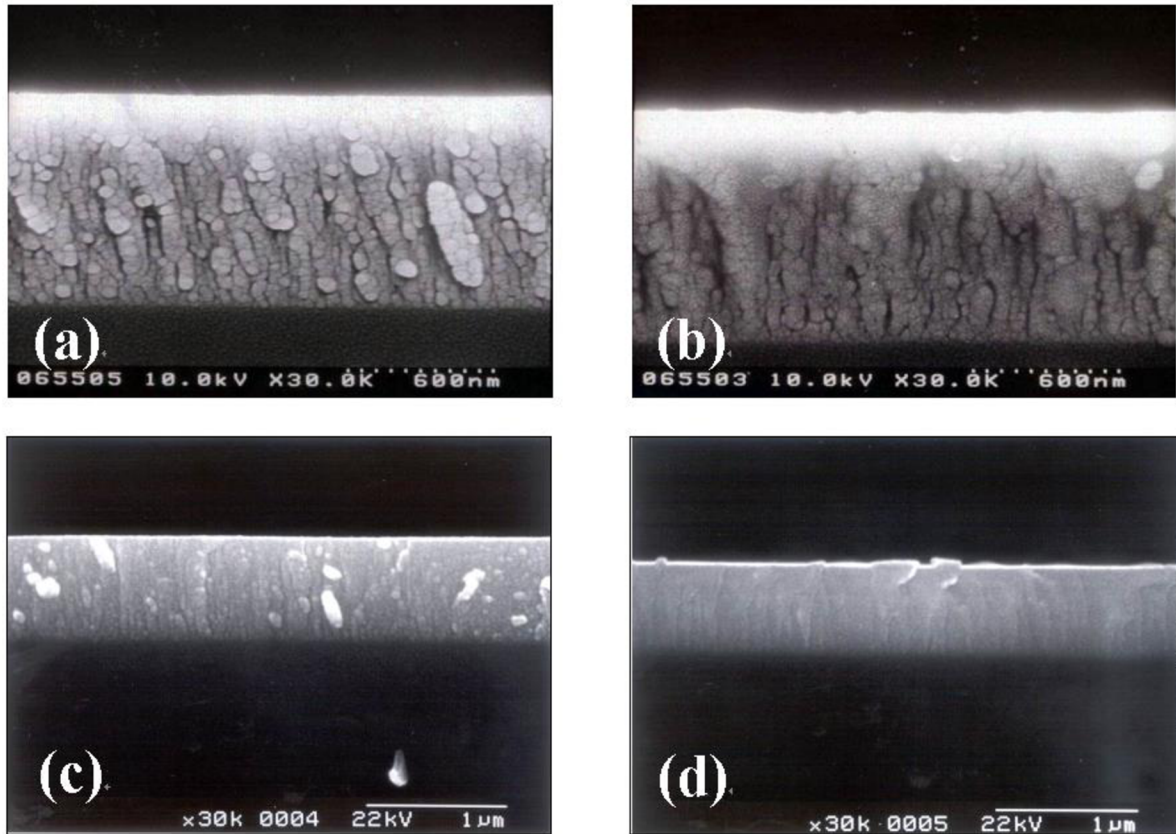
Obrázek 4-9 – Vliv jednotlivých experimentálních kroků na spektrální vlastnosti AR vrstev na bázi TiO<sub>2</sub> připravených metodou PIAD.

Z grafů viz Obrázek 4-9 je patrné, že vystavení vzorků parám jódu a následně elektronovému a protonovému záření nemělo žádný vliv na spektrální vlastnosti AR vrstev. U vzorků vypečených na 700 °C došlo k mírnému posunu křivky propustnosti směrem k delším vlnovým délkám, nicméně funkčnost AR vrstvy na pracovní vlnové délce 532 nm, která je v grafech vždy vyznačena přerušovanou čarou, je velmi dobře zachována. Obrázek 4-10 ukazuje situaci v případě vzorků připravených metodou e-beam. Vystavení parám jódu a elektronovému a protonovému záření opět nezpůsobilo žádné změny spektrálních vlastností, nicméně zejména u dvojrstvé AR je patrný významný posun spektrálních charakteristik po vypečení na 600 °C, který má za následek omezení její funkčnosti a nárůst optických ztrát o více než 1 %, což není zanedbatelné.



Obrázek 4-10 - Vliv jednotlivých experimentálních kroků na spektrální vlastnosti AR vrstev na bázi  $\text{TiO}_2$  připravených metodou e-beam.

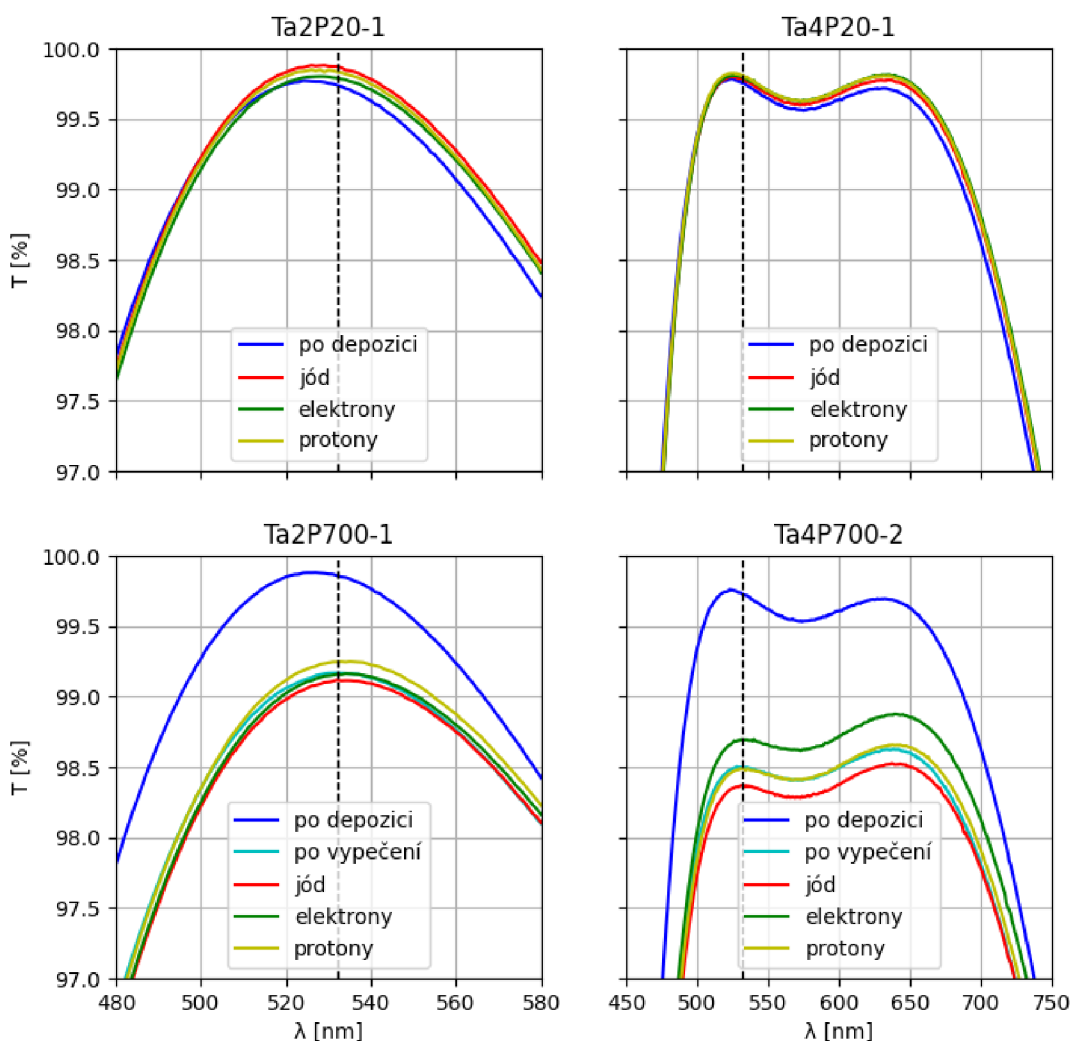
Pozorované změny jsou důsledkem dvou jevů. První z nich souvisí se strukturálními změnami v materiálu  $\text{TiO}_2$  vlivem teploty. Vrstvy připravované metodou e-beam tvoří v průběhu depozice sloupcovou strukturu, která je značně porézní, jak ukazuje následující obrázek převzatý z [20].



Obrázek 4-11 - srovnání struktury vzorků připravených metodou e-beam (a, b) a PIAD (c, d)

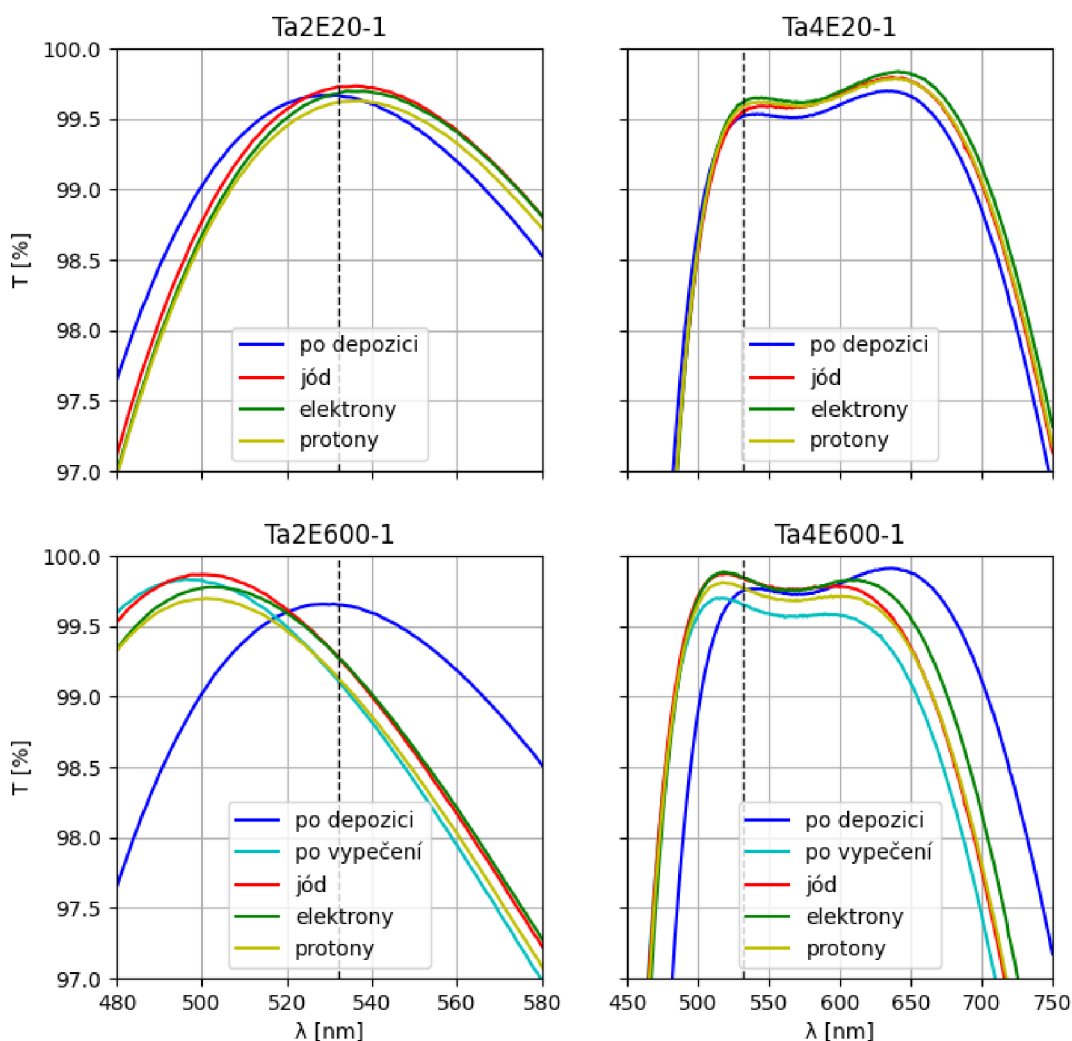
Při nárůstu teploty dochází u takto porézních vrstev k výraznému zmenšení jejich tloušťky [21], což má za následek posun křivek směrem ke kratším vlnovým délkám. Druhým jevem je zvýšení hodnoty indexu lomu vlivem teploty [22], což má za následek zvýšení odrazivosti vrstvy. Kombinace těchto dvou jevů způsobuje pozorované změny ve změřených spektrálních vlastnostech AR vrstev.

Obrázek 4-12 ukazuje výsledky v případě AR vrstev na bázi  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  připravených metodou PIAD. Na první pohled je patrný výrazný pokles propustnosti po vypečení vzorků na teplotu  $700\text{ }^\circ\text{C}$ . Toto je způsobeno faktem, že metoda PIAD produkuje vrstvy s amorfni strukturou, ve kterých při vypečení na dostatečně vysokou teplotu dojde k tvorbě polykrystalické struktury [23], což v konečném důsledku vede k nárůstu optických ztrát rozptylem pozorovaných v uvedených spektrech.



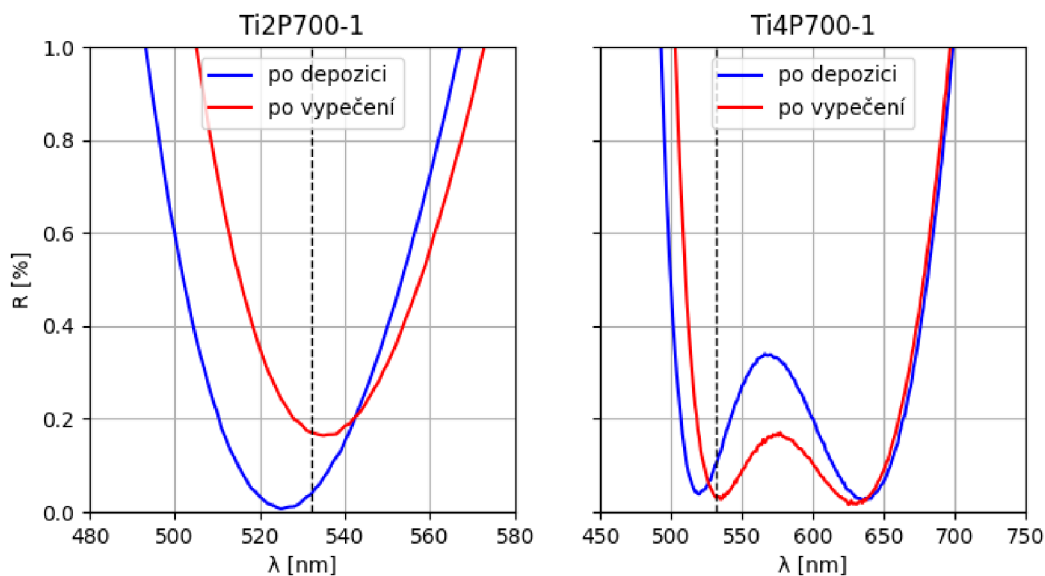
Obrázek 4-12 - Vliv jednotlivých experimentálních kroků na spektrální vlastnosti AR vrstev na bázi  $Ta_2O_5$  připravených metodou PIAD.

Obrázek 4-13 ukazuje výsledky pro AR vrstvy na bázi  $Ta_2O_5$  připravené metodou e-beam. Zde je opět patrný posun křivek směrem ke kratším vlnovým délkám vlivem vysoké teploty. Vysvětlení tohoto jevu je stejné, jako v předcházejících případech,

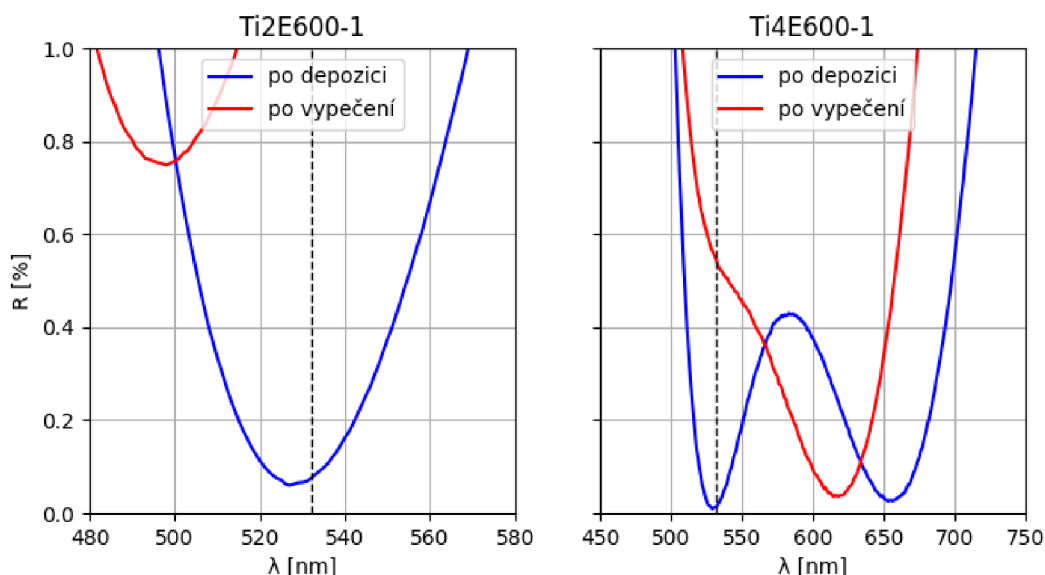


Obrázek 4-13 - Vliv jednotlivých experimentálních kroků na spektrální vlastnosti AR vrstev na bázi Ta2O5 připravených metodou e-beam.

Následující grafy ukazují výsledky měření odrazivosti vzorků. Odrazivost byla měřena pouze po depozici a po vypečení. Ostatní experimentální kroky mají za následek zvýšení absorpce ve vrstvách, což je nejlépe pozorovatelné na změnách ve spektrální propustnosti a měření odrazivosti, které je časově náročnější, po těchto krocích nepřináší užitečné výsledky. Toto měření je naopak velmi přínosné bezprostředně po depozici a po vypečení vzorků, protože umožňuje kvantifikovat vliv teploty na optické vlastnosti AR bez dalších vlivů.

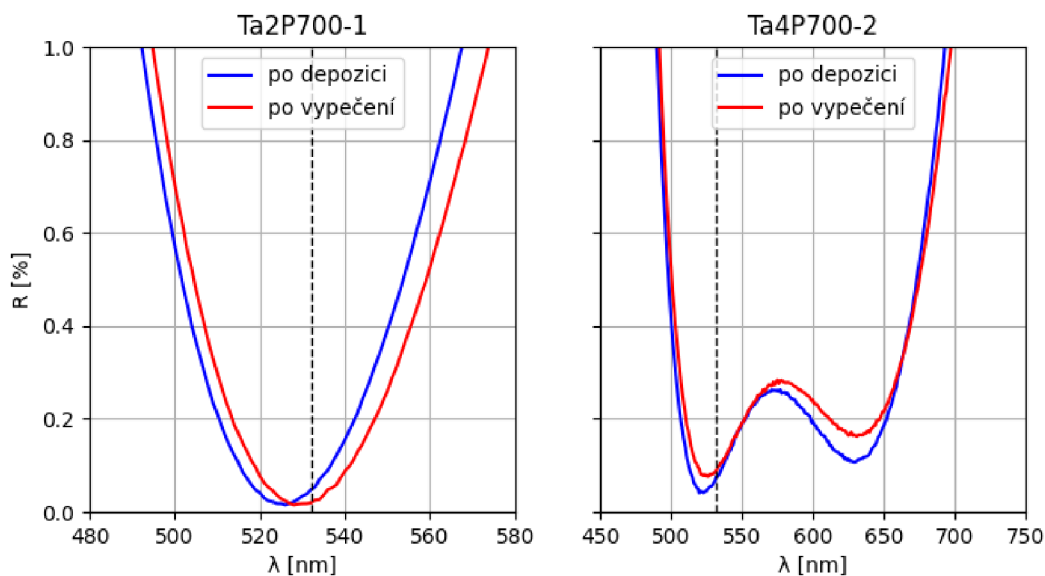


Obrázek 4-14 - Vliv teploty na spektrální odrazivost vzorků na bázi  $TiO_2$  připravených metodou PIAD

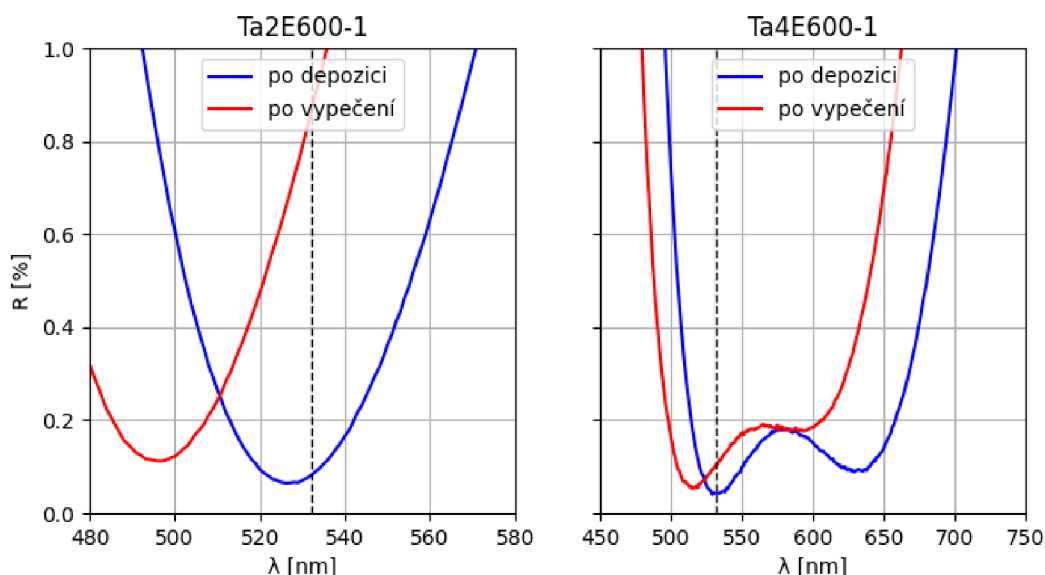


Obrázek 4-15 - Vliv teploty na spektrální odrazivost vzorků na bázi  $TiO_2$  připravených metodou e-beam

Uvedené grafy spektrální odrazivosti ukazují dobrou odolnost vrstev připravených metodou PIAD vůči vysoké teplotě. Pozorovaný je jen malý posun ve spektru a mírný nárůst odrazivosti. Ta se ale stále drží pod hodnotou 0,2 %, což z pohledu funkčnosti AR vrstvy lze považovat za dobré. Naproti tomu u vrstev připravených metodou e-beam je patrný výrazný posun křivek směrem ke kratším vlnovým délkám vlivem zhuštění vrstev a také výrazný nárůst odrazivosti. Obrázky na následující straně ukazují výsledky pro AR vrstvy na bázi  $Ta_2O_5$ , kde je situace velmi podobná, ačkoli nedochází k výraznému nárůstu odrazivosti, pravděpodobně proto, že teplota vypékání nemá tak výrazný vliv na hodnotu indexu lomu  $Ta_2O_5$ . Fakt, že u vzorku Ta4P700-2 nedošlo po vypečení téměř k žádnému zvýšení odrazivosti, ale zároveň došlo k výraznému poklesu propustnosti (viz Obrázek 4-12) je ve shodě s nárůstem absorpce vlivem krystalizace v původně amorfním materiálu.

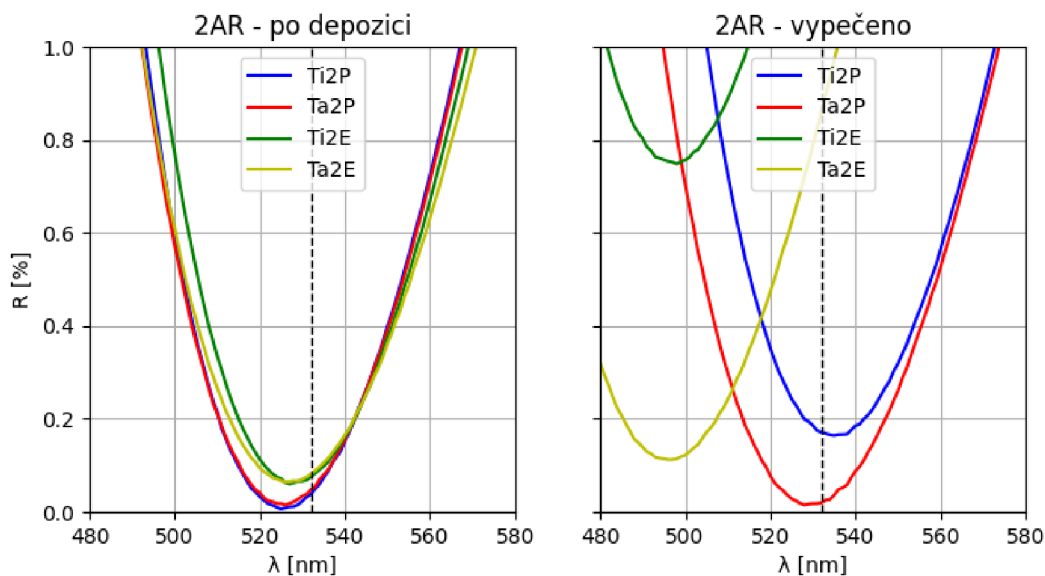


Obrázek 4-16 - Vliv teploty na spektrální odrazivost vzorků na bázi  $Ta_2O_5$  připravených metodou PIAD

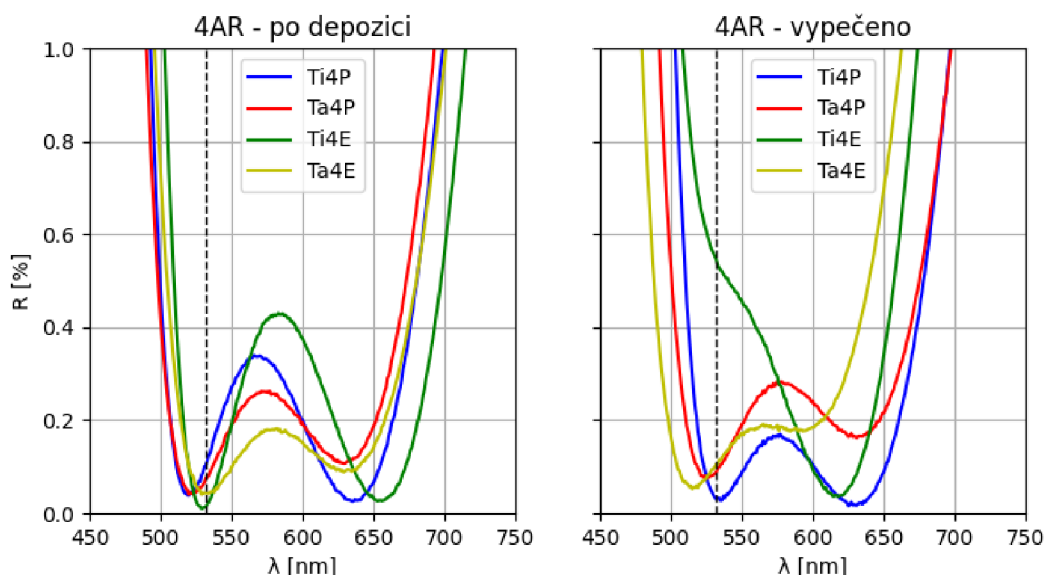


Obrázek 4-17 - Vliv teploty na spektrální odrazivost vzorků na bázi  $Ta_2O_5$  připravených metodou e-beam

Obrázek 4-18 a 4-19 na následující straně srovnávají chování AR vrstev podle použité technologie. Na základě tohoto srovnání lze říci, že technologie PIAD výrazně lépe odolává vypékání a netrpí výraznými posuny ve spektru nebo nárůstem odrazivosti. AR vrstvy sestávající ze čtyř dílčích vrstev jsou pak odolnější vůči těmto posunům, protože mají širší oblast potlačení odrazivosti a případný posun ve spektru pak nemá tak velký vliv, jako v případě dvouvrstvých designů.



Obrázek 4-18 - Srovnání jednotlivých variant AR vrstev



Obrázek 4-19 - Srovnání jednotlivých variant AR vrstev

Shrneme-li tedy získané výsledky, můžeme říci následující:

- AR vrstvy připravované metodou PIAD dobře odolávají tepelným vlivům a jsou dobře použitelné i po vypečení na 700 °C. AR vrstvy připravované metodou e-beam jsou na teplotu náchylnější a zejména v případě dvojrstvých systémů dochází k nezanedbatelnému omezení funkčnosti.
- U žádné testované kombinace nebyly pozorovány změny ve spektrálních vlastnostech AR vrstev vlivem elektronového nebo protonového záření.



Na vzorcích použitých pro tyto experimenty také nebyl pozorován vliv přítomnosti par jódu, jak bylo pozorováno v [19]. Za tímto stojí s největší pravděpodobností fakt, že v citovaném případě byly měřeny spektrální vlastnosti na celých kyvetách, které byly plněny jódem po jejich vyčerpání na tlak  $< 10^{-7}$  mbar. Čerpání na takto nízký tlak způsobí, že vzduch nahromaděný v pórech vrstev je odčerpán a ve vrstvách jej nahradí molekuly jódu, které poté působí jako absorpční medium. Ve zde uvedeném případě nebylo možné vyrobit celou kyvetu pro každou kombinaci materiálu a depoziční technologie z důvodu velké náročnosti výrobního procesu kyvety. Vzorky tak byly vystaveny parám jódu v exsikátoru, kde je i po vyčerpání tlak o cca 2 - 3 řády vyšší a jód se tedy drží pouze na povrchu vzorku, kde je při jeho čištění odstraněn a k absorpci tak nepřispívá. Tato teorie je předmětem navazující práce s cílem jejího ověření a potvrzení.

Výsledky zde uvedených experimentů budou sloužit k výběru vhodného technologického postupu a kombinace napařovacích materiálů, které budou následně použity pro výrobu absorpčních kyvet pro nejnáročnější metrologické aplikace.

## 5 Závěr

Předkládaná disertační práce je souborem výsledků, které byly dosaženy v oblasti technologie optických tenkých vrstev, jejíž principy a stručný teoretický úvod obsahují první dvě kapitoly. Úsilí v této oblasti je vedeno dvěma směry.

V jednom z nich jde o metodologický výzkum v oblasti vlastností optických tenkých vrstev za nestandardních podmínek, konkrétně odolnost optických tenkých vrstev vůči dopadajícímu laserovému záření o vysokých výkonech za kryogenních podmínek. Výsledkem mého snažení je sestava, která umožňuje provádět LIDT testy na vzorcích a kvantifikovat jejich odolnost. Smyslem této sestavy je poskytnout doplňující informace o vlastnostech optických tenkých vrstev připravovaných na našem pracovišti a umožnit další technologický rozvoj v této oblasti. Funkčnost aparatury je testována pilotním experimentem na souboru vzorků.

Druhým směrem, kterým se práce odvíjí, je technologicky zaměřený aplikovaný výzkum. Zde se jedná o výběr technologicky zajímavých a unikátních optických prvků, které byly připraveny na našem pracovišti. Tyto prvky, které jsem opatřil optickými tenkými vrstvami, byly následně použity v experimentálních sestavách. Zde se tedy jedná a o využití technologie depozice tenkých optických vrstev pro aplikace ve výzkumu. Mezi těmito výsledky zdůrazňuji práci na vlastnostech optických tenkých vrstev na absorpčních kyvetách, která bude pokračovat i nadále a která je velmi důležitá pro další rozvoj technologie výroby těchto kyvet. Poptávka po těchto kyvetách je v posledních letech významná a objevují se zcela nové aplikace vyžadující nové postupy. Takovou aplikací je v této práci uvedená spolupráce s německým centrem pro letectví a vesmír, jejímž výsledkem bude kyveta umístěná na Mezinárodní vesmírné stanici. Výsledky experimentů provedených na sestavách obsahujících tyto speciální optické komponenty byly prezentovány na mezinárodních konferencích a publikovány v odborných časopisech. Tato témata jsou obsahem páté kapitoly.

Přiloženy k této disertační práci jsou vybrané články publikované v odborných časopisech. Na vědecké práci popisované v těchto člancích jsem se podílel přípravou optických tenkých vrstev na komponentech, které jsou klíčové pro funkčnost použitých experimentálních sestav a konzultacemi v této oblasti. Výsledkem jsou unikátní sestavy pro výzkum v oblasti interferometrie a přesného měření délek.

Přínosem této práce je rozšíření a zkvalitnění depozičních možností na Ústavu přístrojové techniky a také rozšíření vědomostí o chování optických tenkých vrstev za různých podmínek vyplývajících z rozvoje v oblastech tyto vrstvy využívajících.

## Reference

- [1] KŘEPELKA, J. *Optika tenkých vrstev*. 1. vyd. Olomouc: Vydavatelství Univerzity Palackého, 1993. ISBN 80-706-7319-2.
- [2] WILLEY, R.R. *Practical Design and Production of Optical Thin Films*. New York: Marcer Dekker, Inc., 2002.
- [3] BAUMEISTER, P. *Optical Coating Technology*. Bellingham: SPIE-The Inetrnational Society for Optical Engineering, 2004.
- [4] MACLEOD, H. *Thin-film optical filters*. 3rd ed. Philadelphia: Institute of Physics Pub., 2001. ISBN 07-503-0688-2.
- [5] ZOELLER, A., M. BOOSL, H. HAGEDORN, W. KLUG a Ch. SCHMITT. High accurate in-situ optical thickness monitoring. *Optical Interference Coatings*. Optical Society of America, 2004. DOI: 10.1364/OIC.2004.TuE10.
- [6] ZOELLER, A., M. BOOS a B. H. HAGEDORN. Computer simulation of coating processes with monochromatic. *Advances in Optical Thin Films III*. 2008, **7101**. DOI: 10.1117/12.797612.
- [7] RAINER, Frank, Frank DE MARCO, Staggs MICHAEL, Mark KOZLOWSKI, L. ATHERTON a Lynn SHEEHAN. Historical perspective on fifteen years of laser damage thresholds at LLNL. *Proc. SPIE 2114, Laser-Induced Damage in Optical Materials*. SPIE, 1994, **2114**.
- [8] MASON, P., M. DIVOKÝ, K. ERTEL et al. Kilowatt average power 100 J-level diode pumped solid state laser. *Optica*. 2017, **4**(4), 438-439.
- [9] MIKAMI, K, S MOTOKOSHI, M FUJITA, T JITSUNO, J KAWANAKA a R YASUHARA. *Temperature dependence of laser-induced damage threshold in silica glass*. b.r. DOI: 10.1088/1742-6596/244/3/032023. Dostupné také z: <http://stacks.iop.org/1742-6596/244/i=3/a=032023?key=crossref.2dc236759e2c489725a09b445492627a>
- [10] STUART, B., M. FEIT, A. RUBENCHIK, B. SHORE a M.D. PERRY. Laser-Induced Damage in Dielectrics with Nanosecond to Subpicosecond Pulses. *Physical Review Letters*. 1995, **74**(12).
- [11] MANENKOV, A. Fundamental mechanisms of laser-induced damage in optical materials: today's state of understanding and problems. *Optical Engineering*. 2014, **53**(1).

- [12] CARR, C., H. RADOUSKY a S. DEMOS. Wavelength Dependence of Laser-Induced Damage: Determining the Damage Initiation Mechanisms. *Physical Review Letters*. 2003, **91**(12).
- [13] WANG, X., Z. SHEN, J. LU a X. NI. Laser-induced damage threshold of silicon in millisecond, nanosecond, and picosecond regimes. *Journal of Applied Physics*. 2010, **108**.
- [14] ISO 11254-1:2000. *Lasers and laser-related equipment – Determination of laser-induced damage threshold of optical surfaces – Part 1: 1 on 1 test*. b.r.
- [15] MIKAMI, Katsuhiko, Shinji MOTOKOSHI, Toshihiro SOMEKAWA, Takahisa JITSUNO, Masayuki FUJITA a Kazuo TANAKA. Temperature dependence of laser-induced damage threshold of optical coatings at different pulse widths. *Optics Express*. 2013, **21**(23), 28719-28728. DOI: 10.1364/OE.21.028719.
- [16] HOLÁ, M. *Pokročilé interferometrické metody pro souřadnicové odměřování*. Brno, 2017. Dizertační práce. Vysoké učení technické v Brně.
- [17] MINISTERSTVO PRŮMYSLU A OBCHODU. *FR-TI2/705 – Bezkontaktní optické měřicí metody a systémy pro přesné strojírenství (2010-2014, MPO/FR)*. b.r. Dostupné také z: <https://www.rvvi.cz/cep?s=jednoduche-vyhledavani&ss=detail&n=0&h=FR-TI2%2F705>.
- [18] HRABINA, J., M. ZUCCO, Ch. PHILIPPE, T. PHAM, M. HOLÁ, O. ACEF, J. LAZAR a O. ČÍP. Iodine Absorption Cells Purity Testing. *Sensors*. 2017, **17**(12), 102-. DOI: 10.3390/s17010102. ISSN 1424-8220.
- [19] OULEHLA, J., P. POKORNÝ, J. HRABINA, M. HOLÁ, O. ČÍP a J. LAZAR. Influence of coating technology and thermal annealing on the optical performance of AR coatings in iodine-filled absorption cells. *Opt. Express*. 2019, **27**, 9361-9371.
- [20] WOO, S.-H. a Ch. HWANGBO. Optical Properties of Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> Thin Films Deposited by Plasma Ion-Assisted Deposition. *Journal of the Korean Physical Society*. 2005, **46**, 187-191.
- [21] WOO, S.-H a Ch. HWANGBO. Effects of annealing on the optical, structural, and chemical properties of TiO<sub>2</sub> and MgF<sub>2</sub> thin films prepared by plasma ion-assisted deposition. *Applied Optics*. 2006, **45**(7), 1447-1455. DOI: 10.1364/AO.45.001447.
- [22] MARTIN, N., Ch. ROUSSELOT, D. RONDOT, F. PALMINO a R. MERCIER. Microstructure modification of amorphous titanium oxide thin films during annealing treatment. *Thin Solid Films*. 1197, (300), 113-121.

[23] DIMITROVA, T., K ARSHAK a E ATANASOVA. Crystallization effects in oxygen annealed Ta O thin films on Si. *Thin Solid Films*. 2001, **381**, 31-38.

## Seznam obrázků

Obrázek 2-1: Soustava tenkých vrstev .....	10
Obrázek 2-2: Vlevo komora SYRUSpro 710, vpravo Balzers BAK550 .....	14
Obrázek 2-3: Schéma APSpro. Media supply: přívod Ar a chladicí vody, Graphite heater: žhaví $\text{LaB}_6$ katodu (Cathode), Anode protective tube: Anodová trubice. Pracovní plyn je připouštěn mezi katodu a anodu, je ionizován a elektromagnetickým polem urychlován směrem k substrátům .....	14
Obrázek 3-1 – Experimentální sestava: HR – zrcadlo, $T_p, R_s$ – polarizace prošlého resp. odraženého světla, BS – polarizační dělič, DM – dichroické zrcadlo, E – měřič energie	18
Obrázek 3-2 - detail poškození povrchu vzorku .....	20
Obrázek 4-1 - Schéma pasivního Fabryova-Perotova rezonátoru s transparentním fotodetektoem (TFD). Zrcadla M1, M2 pevně umístěná na základně Z sloužící jako mechanická reference. LK: laserový kolimátor, D: detektor .....	21
Obrázek 4-2: Schéma transparentního fotodetektoru. Vpravo fotografie transparentního fotodetektoru. AR: antireflexní vrstvy, Si: křemíková vrstva, S: substrát z křemenného skla, E: titanové elektrody, W: elektrické kontakty .....	22
Obrázek 4-3: Fotografie experimentálního uspořádání pasivního F-P rezonátoru s vloženým transparentním fotodetektoem (žlutý obdélník) .....	23
Obrázek 4-4 - Časový záznam stojaté vlny detekované transparentním fotodetektoem .....	24
Obrázek 4-5 - Časový záznam regulační veličiny laserového zdroje, který nevykazuje žádné ovlivnění pohybem transparentního fotodetektoru uvnitř dutiny rezonátoru .....	24
Obrázek 4-6: Schéma optického kalibračního snímače. Laserové záření vstupuje do této části sestavy přes kolimátor (LK), prochází nepolarizujícím dělicím hranolem (NBS), kde se rozdělí na referenční a měřicí větve. Referenční větve se odráží od zrcadla M1, měřicí větve prochází do sférického odražeče opatřeného na vstupní straně AR vrstvou a odráží se od zrcadla M2. Obě větve se rekombinují na NBS a procházejí přes LK zpět .....	25
Obrázek 4-7 - Prototypy optického snímače .....	27
Obrázek 4-8: Příklad absorpční kyvety. Na koncích jsou vidět navařená okénka, uprostřed pak již zatavená trubička pro plnění kyvety plynem .....	28
Obrázek 4-9 – Vliv jednotlivých experimentálních kroků na spektrální vlastnosti AR vrstev na bázi $\text{TiO}_2$ připravených metodou PIAD. ....	31
Obrázek 4-10 - Vliv jednotlivých experimentálních kroků na spektrální vlastnosti AR vrstev na bázi $\text{TiO}_2$ připravených metodou e-beam. ....	32
Obrázek 4-11 - srovnání struktury vzorků připravených metodou e-beam (a, b) a PIAD (c, d) .....	33
Obrázek 4-12 - Vliv jednotlivých experimentálních kroků na spektrální vlastnosti AR vrstev na bázi $\text{Ta}_2\text{O}_5$ připravených metodou PIAD. ....	34

Obrázek 4-13 - Vliv jednotlivých experimentálních kroků na spektrální vlastnosti AR vrstev na bázi Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> připravených metodou e-beam. ....	35
Obrázek 4-14 - Vliv teploty na spektrální odrazivost vzorků na bázi TiO <sub>2</sub> připravených metodou PIAD .....	36
Obrázek 4-15 - Vliv teploty na spektrální odrazivost vzorků na bázi TiO <sub>2</sub> připravených metodou e-beam .....	36
Obrázek 4-16 - Vliv teploty na spektrální odrazivost vzorků na bázi Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> připravených metodou PIAD .....	37
Obrázek 4-17 - Vliv teploty na spektrální odrazivost vzorků na bázi Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> připravených metodou e-beam .....	37
Obrázek 4-18 - Srovnání jednotlivých variant AR vrstev .....	38
Obrázek 4-19 - Srovnání jednotlivých variant AR vrstev .....	38

## Seznam tabulek

Tabulka 3-1- parametry měření LIDT .....	19
Tabulka 3-2 - výsledky měření LIDT na AR vrstvách.....	20
Tabulka 4-1: Sestava antireflexních vrstev na čelní straně TFD. $\text{TiO}_2$ : materiál se standardním indexem lomu, $\text{TiO}_2\text{s}$ : materiál s uměle sníženým indexem lomu .....	22
Tabulka 4-2: Sestava pro antireflexní vrstvu na zadní straně TFD. Číslování vrstev vzestupně od substrátu. ....	23
Tabulka 4-3 - Design HR vrstvy pro sférický odražeč.....	27
Tabulka 4-4 - použité napařovací materiály.....	29
Tabulka 4-5 - Čísla ve sloupci Design udávají tloušťky jednotlivých vrstev v nm směrem od substrátu .....	29



## Seznam použitých zkratk a symbolů:

Zkratka	Význam
1-on-1	režim ozáření jedné pozice právě jedním pulsem
APSpr	zdroj argonových iontů napařovací aparatury
AR	antireflexní vrstva
BS	polarizační dělič
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e. V
DM	dichroické zrcadlo
e-beam	vakuové napařování elektronovým svazkem
F-P rezonátor	Fabryův-Perotův rezonátor
FUSI	tavený křemen
FZÚ	Fyzikální ústav AV ČR, v.v.i.
He-Ne	helium-neonový laser
HiPER	High Power laser Energy Research facility
HR	vysoce odrazná vrstva
LIDT	práh poškození způsobeného laserem
LK	laserový kolimátor
M1, M2	zrcadlo
NBS	nepolarizující dělič
Nd:YAG	granát hlinito-yttritý dopovaný neodymem
OMS5000	optický monitorovací systém napařovací aparatury
PIAD	vakuové napařování elektronovým svazkem za asistence iontů
S	substrát z optického skla
S-LAH79	označení typu optického skla
SO	sférický odražeč
S-on-1	režim ozáření jedné pozice S pulsy
TFD	transparentní fotodetektor
ÚPT	Ústav přístrojové techniky AV ČR, v.v.i.
VUT	vysoké učení technické
W	elektrické kontakty

Symbol	Význam	Jednotka
<i>Ag</i>	stříbro	[-]
<i>C</i>	tepelná kapacita	[J/K]
<i>F</i>	plošná hustota energie	[J/m <sup>2</sup> ]
<i>h</i>	geometrická tloušťka	[m]
<i>I</i>	intenzita záření	[W/m <sup>2</sup> ]
<i>k</i>	index absorpce	[-]
<i>K</i>	tepelná vodivost	[W/m.K]
<i>M</i>	interferenční matice	[-]
<i>n</i>	index lomu	[-]
<i>P</i>	p-polarizovaná vlna	[-]
<i>R</i>	odrazivost	[%]
<i>r</i>	amplitudový koeficient reflexe	[-]

$S$	přenosová matice systému	[-]
$s$	s-polarizovaná vlna	[-]
$Si$	křemík	[-]
$SiO_2$	oxid křemičitý	[-]
$T$	propustnost	[%]
$t$	amplitudový koeficient transmise	[-]
$T$	teplota	[K]
$Ta_2O_5$	oxid tantalečný	[-]
$TiO_2$	oxid titaničitý	[-]
$Y$	admitance	[-]
$\zeta$	materiálový parametr	[-]
$\rho$	hustota	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\varphi$	fázová tloušťka	[-]

## Appendix 1

### Seznam vlastních publikací:

- [H1] RERUCHA, S., HOLA, M., SARBORT, M., HRABINA, J., **OULEHLA, J.**, CIP, O., LAZAR, J. Compact differential plane interferometer with in-axis mirror tilt detection. *Optics and lasers in engineering* 2021, 141
- [H2] SARBORT, M., HOLA, M., PAVELKA, J., SCHOVANEK, P., RERUCHA, S., **OULEHLA, J.**, FORT, T., LAZAR, J. Comparison of three focus sensors for optical topography measurement of rough surfaces. *Optics Express* 2019, 27(23), 33459-33473
- [H3] **OULEHLA, J.**, POKORNY, P., HRABINA, J., HOLA, M., CIP, O., LAZAR, J. Influence of coating technology and thermal annealing on the optical performance of AR coatings in iodine-filled absorption cells. *Optics Express* 2019, 27(7), 9361-9371
- [H4] DAMKOVA, J., CHVATAL, L., JEZEK, J., **OULEHLA, J.**, BRZOBOHATY, O., ZEMANEK, P. Enhancement of the 'tractor-beam' pulling force on an optically bound structure. *Light-science & applications*, 2018, 7
- [H5] DAMKOVA, J., CHVATAL, L., JEZEK, J., **OULEHLA, J.**, BRZOBOHATY, O., ZEMANEK, P. Motion of optically bound particles in tractor beam. *Optical manipulation conference*, 2018, Proc. SPIE 10712
- [H6] SARBORT, M., RERUCHA, S., FORT, T., PIKALEK, T., HOLA, M., **OULEHLA, J.**, LAZAR, J. Using spatial light modulator for correction of wavefront reflected from optically rough surface. *Speckle 2018: VII international conference on speckle metrology*, 2018, Proc. SPIE 10834
- [H7] KRATKY, S., HORACEK, M., MELUZIN, P., KOLARIK, V., MATEJKA, M., **OULEHLA, J.**, PESIC, Z. Lift-off technology for thick metallic microstructures. *Metal 2017: 26th international conference on metallurgy and materials*, 2017, 1298-1302
- [H8] RERUCHA, S., HOLA, M., SARBORT, M., **OULEHLA, J.**, MIKEL, B., LAZAR, J., CIP, O. Compact interferometric displacement gauge with sub-nanometer resolution and millimeter range. *2016 IEEE Sensors*, 2016
- [H9] HOLA, M., HRABINA, J., SARBORT, M., **OULEHLA, J.**, CIP, O., LAZAR, J. Contribution of the Refractive Index Fluctuations to the Length Noise in Displacement Interferometry. *Measurement Science Review*, 2015, 15, (5), 263–267.

- [H10] **OULEHLA, J.**, HOLA, M., HRABINA, J., LAZAR, J., CIP, O., VYCHODIL, M., SEDLAR, P., PROVAZNIK, M. Industrial interferometry systems for multi-axis measurement. *Optical Measurement Systems for Industrial Inspection IX*, 2015., Proc. SPIE. 9525.
- [H11] HOLA, M., HRABINA, J., CIP, O., FEJFAR, A., STUHLIK, J., KOCKA, J., **OULEHLA, J.**, LAZAR, J. Nanopositioning with detection of a standing wave. *Nanocon 2013, 5th International Conference*, 2014, 792–796.
- [H12] LAZAR, J., HOLA, M., HRABINA, J., **OULEHLA, J.**, CIP, O. Interferometry within a resonant cavity with standing wave detection. *Second International Conference on Applications of Optics and Photonics*, 2014, Proc SPIE 9286.
- [H13] LAZAR, J., HOLA, M., HRABINA, J., BUCHTA, Z., CIP, O., **OULEHLA, J.** Displacement measurement with over-determined interferometer. *18th Czech-Polish-Slovak Optical Conference on Wave and Quantum Aspects of Contemporary Optics*, 2012; Proc. SPIE 8697.
- [H14] **OULEHLA, J.**, POKORNY, P., LAZAR, J. Laser damage testing of optical components under cryogenic conditions, *Laser/induced damage in optical materials: 2012*, 2012, Proc. SPIE 8530
- [H15] **OULEHLA, J.**, POKORNY, P., LAZAR, J. Optical coating on laser crystals for HiPER project. *Diode-pumped High Energy and High Power Lasers ELI: Ultrarelativistic Laser-Matter interactions and Petawatt Photonics and HiPER: The European Pathway to Laser Energy*, 2011, Proc. SPIE 8080
- [H16] **OULEHLA, J.**, SMID, R., BUCHTA, Z., CIZEK, M., MIKEL, B., JEDLICKA, P., LAZAR, J., CIP, O., Evaluation of thermal expansion coefficient of Fabry-Perot cavity using an optical frequency comb. *Optical Measuring Systems for Industrial Inspection VII*, 2011, Proc SPIE 8082
- [H17] **OULEHLA, J.**, POKORNY, P. AR coatings on laser crystals for HiPER project. *Current Developments in Lens Design and Optical Engineering XI; And Advances in Thin Film Coatings VII*, 2010, Proc. SPIE 7786

## **Profesní životopis**

Mgr. Jindřich Oulehla

15.10.1981 Brno, Česká Republika

### **Vzdělání:**

2001 – 2008 Vysokoškolské vzdělání v oboru odborná fyzika

Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita

Téma diplomové práce: Modulační elipsometrie

2009 – 2016 Doktorské studium

Přírodovědecká fakulta, Univerzita Palackého v Olomouci

nedokončeno

2016 – 2021 Doktorské studium

Fakulta elektroniky a komunikačních technologií, Vysoké učení technické v Brně

Téma doktorské práce: Návrh, technologie depozice a charakterizace optických tenkých vrstev pro speciální aplikace

### **Pracovní zkušenosti:**

2009 dosud

Ústav přístrojové techniky AVČR v.v.i.

Specializace:

- Návrhy systémů optických tenkých vrstev
- Depozice systémů optických tenkých vrstev
- Ověřování vlastností optických tenkých vrstev
- Spektrofotometrie

### **Jazykové znalosti:**

Čeština: rodný jazyk

Angličtina: plynná

### **Stáže a podíl na řešení projektů:**

Členem řešitelského týmu projektů:

1. GA15-18430S: Metody laserové spektroskopie s využitím fotonických vláken plněných molekulárním jodem; 2015 – 2019
2. GPP102/11/P819: Metody detekce slabých záznejů u syntezátorů optických frekvencí; 2011 – 2013
3. TA02010711: Pokročilé interferometrické systémy pro měření v nanotechnologiích; 2012 – 2016
4. TH01011254: Set of elements for photonics communication; 2015 – 2018
5. TE01020233: Platforma pokročilých mikroskopických a spektroskopických technik pro nano a mikrotechnologie; 2012 – 2019.

**Stáž:**

Central Laser Facility – tříměsíční pobyt (2013) za účelem sběru zkušeností s návrhem a stavbou výkonných laserových systémů.

## Appendix 2



Research Article

Vol. 27, No. 7 | 1 Apr 2019 | OPTICS EXPRESS 9361

Optics EXPRESS

# Influence of coating technology and thermal annealing on the optical performance of AR coatings in iodine-filled absorption cells

JINDŘICH OULEHLA, PAVEL POKORNÝ, JAN HRABINA,\* MIROSLAVA HOLÁ, ONDŘEJ ČÍP, AND JOSEF LAZAR

<sup>1</sup>*Institute of Scientific Instruments, Department of Coherent Optics, Czech Academy of Sciences, Královopolská 147, 61264 Brno, Czech Republic*

\*[hrabina@isibrno.cz](mailto:hrabina@isibrno.cz)

**Abstract:** In this contribution, we investigate the properties of antireflective coatings on iodine-filled absorption cell windows. These coatings are subject to high temperatures during the cell production process and are in direct contact with the absorption medium, which influences their optical performance. We tested the thermal resistance of TiO<sub>2</sub>- and Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>-based coatings produced using conventional electron beam evaporation (e-beam) and ion-assisted deposition (PIAD). We prepared a set of iodine-filled absorption cells that were used to test the coatings' resistance to iodine vapors. We show that the choice of coating materials, coating methods, and a well-chosen bakeout procedure can mitigate any unwanted effects, such as temperature-induced spectral shifts and optical losses inhomogeneities or settling of the absorption medium in the coating.

© 2019 Optical Society of America under the terms of the [OSA Open Access Publishing Agreement](#)

## 1. Introduction

There are multiple deposition techniques of dielectric optical thin films. The most common are electron beam evaporation, plasma ion assisted deposition, magnetron sputtering or ion beam sputtering [1]. In this article we will deal with electron beam evaporation both conventional and plasma ion assisted. Conventional electron beam (e-beam) evaporation uses an electron beam to melt and evaporate the source material in a vacuum chamber. During deposition, the chamber pressure is low enough for the source material molecules to reach the substrate.

Plasma ion assisted deposition (PIAD) uses a plasma ion source in the vacuum chamber which directs a cone of plasma towards the substrates. The main difference from e-beam is a higher kinetic energy of the condensing material particles. Coatings prepared using this method have a higher refractive index and packing density than coatings prepared using e-beam only [2].

One of many applications of thin film coatings deposited on optical elements is in the area of absorption cells used as optical frequency references for frequency locking of lasers. The physical properties of the absorption medium and the optical properties of the cell itself determine the achievable parameters of the standard. The absorption cells are commonly developed in the form of bulky glass tubes, where the laser beam enters the inner volume through an optical window, interacts with the absorption medium inside the cell and leaves through an output optical window to a photodetector [3,4]. The most common absorbing media for stabilization of laser standards in present days are molecular iodine (mainly for visible spectral range) and acetylene (telecom wavelengths), because they offer the best spectral properties for laser locking [5–10]. Several absorption media (including iodine) are highly corrosive (especially for metallic materials) and sensitive to the presence of impurities and contaminants [3,4,11]. Moreover, especially in term of alkali vapors filled cells, problem of relaxation of excited atoms to ground state due to collisions with the cell walls caused

#355459

<https://doi.org/10.1364/OE.27.009361>

Journal © 2019

Received 14 Dec 2018; revised 8 Mar 2019; accepted 11 Mar 2019; published 18 Mar 2019

reduction of achievable frequency stabilities. Also in these cases, a special coatings of the cell walls can reduce these unwanted effects [12,13].

Modern approach to the design of optical frequency references includes utilization of hollow-core photonic crystal fibers, where the mass and volume of the reference is drastically reduced and the interaction lengths of the light beam and the medium can be extended to units/tens of meters [14–17]. The main factor limiting broader application of these fiber-based references can be seen in lower achievable frequency stability due to transit-time and collision broadening of the absorption lines.

Antireflection coatings deposited on the cell windows and optical fiber ends can significantly reduce optical losses, laser light back-reflections and unwanted resonator effects [18]. Especially in compact laser setups, the cells are often used in multi-pass arrangements [10,19]. In this case the inner surface of the windows can be coated with a combination of antireflection and high-reflective coatings to produce the multiple reflections of the beam through the medium. As the quality and spectral properties of the coatings affect the optical parameters of the reference, it has also a direct impact on the performance of the whole laser standard.

The optical windows can be attached to the cell body/tube by several techniques. One possibility is using special vacuum-compatible glue or solder. The windows can be also connected by optical contacting technique, where no additional material/chemical is needed. This technique needs demanding equipment for high precision polishing of optical surfaces, and it is more suitable for connecting optical elements with larger surfaces than the 1-2 mm wide joints between the cell tube and windows [19]. The third approach for connecting the optical windows to the cell body is the quartz welding method. The potential risk of thermal stress and degradation of the coatings caused by welding flame can be minimized by proper mechanical design of the windows [4]. The windows are in this case typically equipped with facets, so the thermal energy needed for melting of windows boundaries is reduced and transit of the heat to the coatings is minimized (Fig. 1).

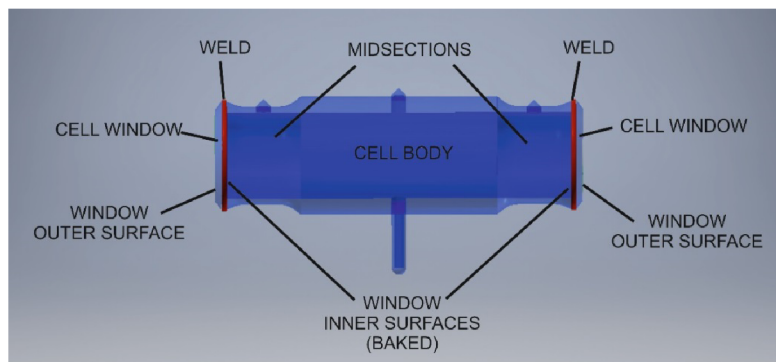


Fig. 1. Drawing of one half of the absorption cell with depicted welding areas and window outer and inner surfaces. A pair of windows is used for each cell. The window inner surface is AR coated before the welding process, the window outer surface is coated after. The inner surfaces of both the windows are baked out as they are the ones thermally influenced.

Depositing the coating on every active surface means that some of the coatings are in a direct contact with the medium inside the cell. Due to this fact, the material of the coating itself must also ensure non-reactivity and inertness to the absorption medium. Furthermore, the coatings have to be prepared in a way that avoids settling of the medium particles in the coatings structure.



In this article we investigate the influence of high temperatures and the presence of corrosive iodine vapors on the antireflective coatings properties and its dependence on coating materials and deposition technologies.

In the following investigation we especially concentrate on performance of antireflection coatings for 532 and 633 nm wavelengths, where molecular iodine-stabilized laser standards commonly operate. However, the general results are applicable for different coating designs and desired wavelengths as well.

## 2. AR coatings for 532 and 633 nm wavelengths

For our experiments we prepared four types of coatings deposited on four sets of fused silica substrates (FS). The aim of these experiments was to investigate the differences in coating materials and deposition techniques and their influence on sensitivity to thermal stress, and on the optical performance of the iodine absorption cells.

The fused silica substrates are 1" in diameter and 5 mm thick. One surface is polished to optical quality of  $\lambda/10$ , the other surface is fine ground to minimize back surface reflections.

When designing an antireflective coating there are several coating materials to choose from. In our case we wanted to investigate the materials we commonly use as they are relatively cheap, easy to work with and have a good optical performance. We chose  $\text{TiO}_2$  and  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  as the high refractive index material and  $\text{SiO}_2$  as the low refractive index material. The optical designs of the coatings are summarized in Table 1.

Table 1. Optical Coating Designs<sup>a,b</sup>

	$\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ PIAD	$\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ e- beam	$\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ PIAD	$\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ e-beam
	t [nm]	t [nm]	t [nm]	t [nm]
1H	22.3	25.9	27.2	25.7
2L	42.3	32.2	28.2	29.4
3H	43.4	60.5	77.3	76.6
4L	111.4	104.1	98.6	99.4

<sup>a</sup> t – Physical Thickness, H – High Refractive Index Material ( $\text{TiO}_2$  or  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ ), L – Low Refractive Index Material ( $\text{SiO}_2$ ), FS – Fused Silica Substrate.

<sup>b</sup> Numbers in the first column denote the individual layers starting from the substrate.

The coatings were produced using a SYRUSpro 710 coating system made by Bühler (formerly Leybold Optics). All coatings of one particular type were prepared in a single batch to ensure the same conditions for all samples. The deposition parameters can be found in Table 2. The substrate temperature was 300 °C in case of e-beam and approx. 260 °C in case of PIAD. The plasma source used was APSpro by Bühler.

Table 2. Deposition Parameters

Layer	starting material	e-beam		PIAD		
		dep. rate	$\text{O}_2$ pressure	dep. Rate	$\text{O}_2$ flow	BIAS voltage
$\text{SiO}_2$	Umicore $\text{SiO}_2$ granulate	1.5 nm/s	$2 \cdot 10^{-4}$ mbar	0.40 nm/s	5 sccm	145V
$\text{TiO}_2$	Umicore $\text{Ti}_2\text{O}_3$ tablets	0.5 nm/s	$4 \cdot 10^{-4}$ mbar	0.25 nm/s	23 sccm	110V
$\text{Ta}_2\text{O}_5$	Umicore $\text{Ta}_2\text{O}_5$ granulate	0.4 nm/s	$4 \cdot 10^{-4}$ mbar	0.20 nm/s	22 sccm	110V

The residual spectral reflectance characteristics measured by Varian Cary 5 spectrophotometer are in Fig. 2. All of the samples exhibit residual reflectance equal to or lower than 0.1% at the desired wavelengths (532/633 nm).

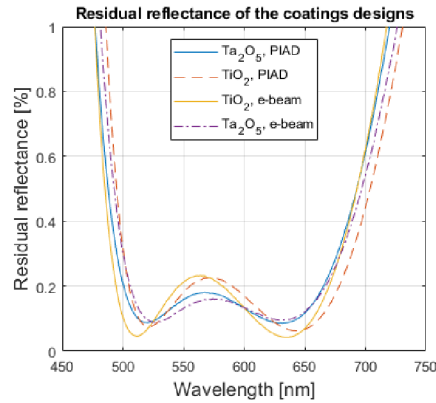


Fig. 2. Spectral profiles comparison of the  $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$  and  $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$  coatings deposited by PIAD and e-beam techniques respectively.

### 3. Thermal resistance of dielectric coatings based on $\text{TiO}_2$ and $\text{Ta}_2\text{O}_5$ materials

The temperature influence on the coatings' optical properties (degradation, spectral shifts) were investigated by exposing the samples to various temperatures (350-1000°C) in a PID regulated electrical furnace. The applied temperature influence control loop steps include: 1/ heating up from room temperature to the desired temperature (heating rate 1000°C/1 hour), 2/ keeping the desired temperature for 2 hours, 3/ spontaneous cooling back to room temperature. For each bakeout procedure temperature level, new AR coated FS sample from the set was used. The residual reflection of tested substrates was evaluated by the spectrophotometer (Varian Cary 5). The thermally induced spectral shifts of all samples (e-beam  $\text{TiO}_2$ , e-beam  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ , PIAD  $\text{TiO}_2$ , PIAD  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ ) are summarized in Fig. 3, detailed results from desired AR wavelengths (532 and 633 nm) are pointed out in Fig. 4.

The results show that PIAD coatings have a better resistance to high temperatures. They exhibit very low spectral shifts and perform reasonably well at both 532 nm and 633 nm up to 1000 °C in case of  $\text{TiO}_2$  and 900 °C in case of  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ . The e-beam prepared coatings spectral performance fails at lower temperatures. The plasma ion assist transfers its kinetic energy to material particles, which are condensing on substrate [20]. E-beam coatings form a columnar structure, while PIAD coatings form a dense structure on the surface, which is less susceptible to thermal treatment [21]. The measurement also confirms that comparing to  $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$  coatings, where the thermally induced spectral shifts play a role in case of bakeout temperatures over ~600°C,  $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$  coatings show better properties. The same ion energy was used for both  $\text{TiO}_2$  and  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ . As there is a difference in mass of these materials, they might be affected differently by the ion assist, which may result in a different microstructure and susceptibility to thermal treatment. The surface morphology of the samples was inspected by AFM (atomic force microscopy) and we did not observe any changes of the surface with the temperature.

It must be pointed out that the presented results of bakeout procedures were done for a relatively short exposure times (~2 hours) and slow thermal shock rate (1000°C/hour). The mid-term and long-term impacts are planned for investigation in future work together with dramatically faster cooling of the heated coatings. However, we did not observe any differences in the results of two hours and ten hours long bakeout procedures. Moreover, repeated measurement of the spectra after one month of the initial bakeout procedure did not show any spectral changes during this period. We also expect that the thermal expansion coefficient of used substrate material (fused silica) is small enough to prevent the coatings against thermal shock induced mechanical cracking (discussed below in section 4).

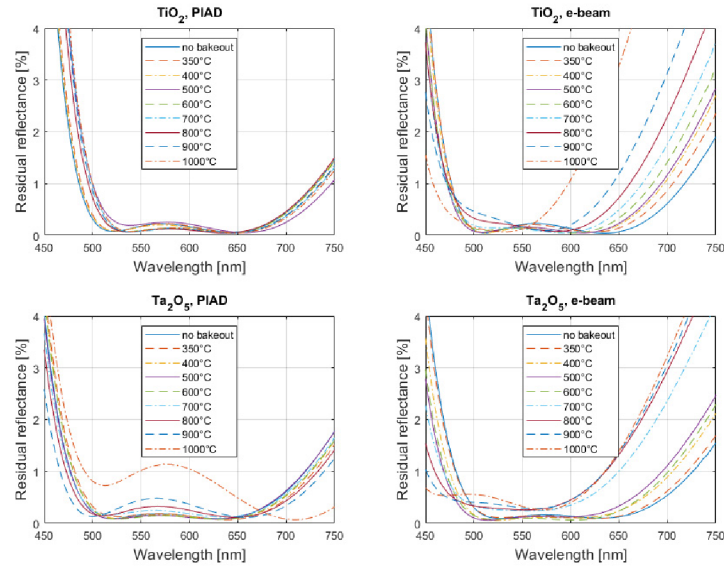


Fig. 3. Bakeout procedure induced spectral shifts of the antireflection coatings deposited by different methods (e-beam/PIAD) and using  $\text{TiO}_2, \text{Ta}_2\text{O}_5$  as high refractive index materials – overall visible spectral range.

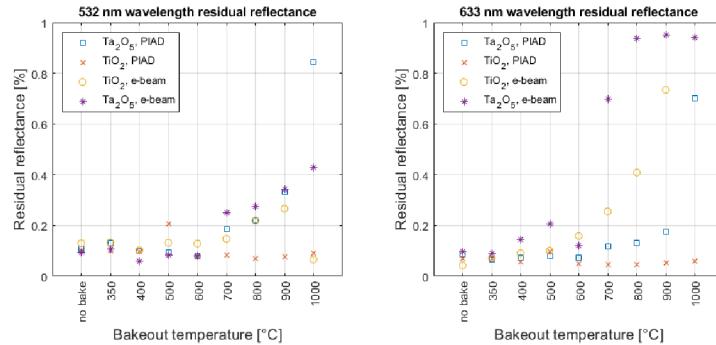


Fig. 4. Bakeout procedure induced spectral shifts of the antireflection coatings deposited by different methods (e-beam/PIAD) and using  $\text{TiO}_2, \text{Ta}_2\text{O}_5$  as high refractive index materials – details on desired AR coating wavelengths 532 and 633 nm. Red crosses:  $\text{TiO}_2$ /PIAD, yellow circles:  $\text{TiO}_2$ /e-beam, purple stars:  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ /e-beam, blue squares:  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ /PIAD.

#### 4. Spectral and optical properties of baked out AR coatings for iodine absorption cells windows

Considering the results from comparison between  $\text{TiO}_2$  and  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  coatings material in section 3, we decided to use  $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$  material combination and PIAD deposition method for testing its suitability for AR coatings for iodine absorption cells windows. The design of the coatings was the same as in bakeout procedure test described in section 3. The cells set consisted of 6 cells filled with ultra-pure molecular iodine  $^{127}\text{I}_2$ . The whole cells (including optical windows) were made of fused silica material, the windows were equipped with safety facets and were

joined to the cell body midsections by quartz welding. The active length was 200 mm and active diameter of the windows (AR coatings diameter) was 22 mm.

#### 4.1. AR coatings spectral properties in context of iodine absorption cells technology steps

The cell windows inner surfaces were AR coated, then the windows were baked out. After baking out, the windows were welded onto the midsection and then their outside surfaces were AR coated. The evaluation of the coatings spectral properties after each individual cell manufacturing technology step consists of: 1/ residual reflectance measurement of the window surfaces after the welding of the window to midsections of the cell body, 2/ transmittance measurement through the cell after welding all of its parts together (midsections with windows welded to central part), 3/ transmittance measurement after the filling of the cell with the iodine media.

Considering the results of thermal resistance presented in section 3, we decided to apply the bakeout procedures as follows: PIAD-no bakeout, 800°C, 900°C and e-beam-no bakeout, 600°C, 800°C. The baked windows with connected midsection parts were then coated from outer sides and residual reflectance of both sides of the windows were evaluated by the optical spectrophotometer Agilent Cary 7000. The diagrams in Fig. 5 present means of averaged residual reflectance measured from pairs of windows tested from inner and also outer sides.

Investigation of the results found that the baking procedure did not cause significant spectral profiles changes, the residual reflectance at desired wavelengths still stays below 0.25% for all baking temperature cases. The main difference can be observed in the graph PIAD / 900°C with spectral red shift of ~10 nm.

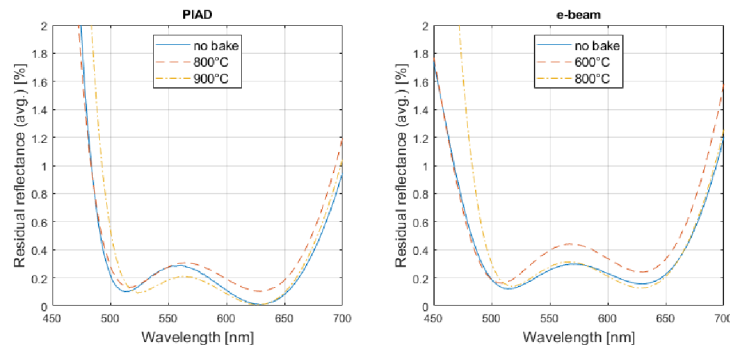


Fig. 5. Residual reflectance of the deposited windows (inner coatings baked out), averaged over the pair of windows and inner/outer surface measurement.

The finished windows with midsections were then welded to the central parts of the cells, the cells were completed and prepared for filling with iodine. The transmittance of the completed cells (before filling) is shown in Fig. 6. The size of the spectrophotometer sample compartment allows for placing of the whole cell to the path of the focused light beam, with the optical waist in the middle of the cell length. Because of the length of the cells (~200 mm) and the divergence of the beam, the cross section of the beam at the windows positions is ~15x15 mm and covers almost the whole surface of the coatings.

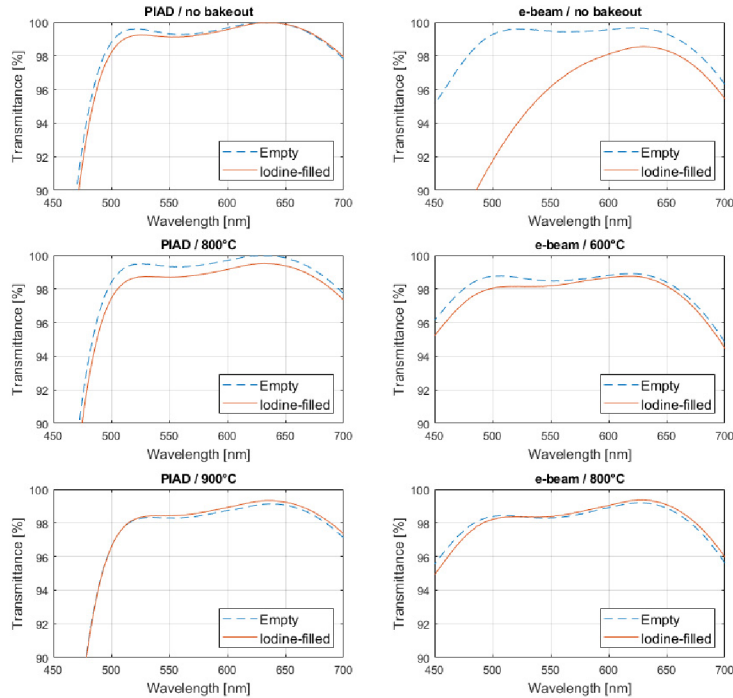


Fig. 6. Transmittance through the whole cells before their filling with iodine absorption media (blue lines) and after their filling with iodine absorption media (red lines). The iodine molecules were stored in liquid nitrogen trap.

The investigation of the final transmittance through the cells was done after the filling of the cells with iodine media using the same optical arrangement in the spectrophotometer as in the previous step. To avoid the optical absorption caused by the iodine vapor, the cold finger of the cell was placed in liquid nitrogen ( $\text{LN}_2$ ) trap where the iodine was stored in a solid state. After several tens of minutes of  $\text{LN}_2$  cooling, the transmittance spectra were recorded.

The transmission measurement results in Fig. 6 confirm the thermally induced effects in the spectral properties of the coatings. In case of the PIAD method, the bakeout procedure of up to  $800^\circ\text{C}$  level causes negligible changes (losses  $\sim 0.1\%$  per coating) of optical transmittance at desired wavelengths. With the thermal stress induced by bakeout temperature of  $900^\circ\text{C}$ , the losses increase to levels of  $0.6\%$  ( $532\text{ nm}$ ) and  $0.3\%$  ( $633\text{ nm}$ ) per coating respectively. In comparison to these results, the coatings deposited by conventional e-beam method exhibit much higher sensitivity to applied bakeout temperatures, optical losses reach  $0.5\%$  ( $532\text{ nm}$ ) and  $0.3\%$  ( $633\text{ nm}$ ) per coating for  $600^\circ\text{C}$  and  $0.65\%$  ( $532\text{ nm}$ ) and  $0.25\%$  ( $633\text{ nm}$ ) per coating for  $800^\circ\text{C}$  bakeout temperature levels.

Moreover, in comparison to conventional e-beam technology, the use of the PIAD method in optical coatings deposition dramatically reduces the sensitivity of the coatings to the settling of the iodine molecules in the coating structure (Fig. 6). The results also confirm that this unwanted effect in e-beam deposition can be mostly suppressed by proper coatings

bakeout before filling the cell with the iodine media (but finding an acceptable compromise against deformation of the spectra caused by baking out is necessary).

#### 4.2. Optical losses homogeneity of the cells' windows AR coatings

Considering the limitations of spectrophotometer spot size of  $\sim 15 \times 15$  mm, we decided to map the AR coatings' optical losses homogeneity at  $\lambda = 532$  nm using laser beam. The filled cells were put into simple optical system consisted of frequency doubled Nd:YAG laser and a photodetector unit. The frequency of the laser was detuned far away from any visible iodine absorption line in the cell and further the iodine in the cell under the test was trapped in liquid nitrogen ( $\text{LN}_2$ ) trap. In this arrangement we were able to monitor optical losses on the cell windows (4 interfaces in total) by the optical power meter. Thanks to small diameter size of the laser beam ( $\sim 1$  mm) we were able to monitor these losses in different areas of the windows. The correctness of this method has been verified by comparison of the transmittance measurement of the iodine filled cell (solid iodine trapped by  $\text{LN}_2$  trap) and measurement of reopened and washed cell. The washing procedure included slight heating of the cell windows with the hot-air gun ( $\sim 60^\circ\text{C}$ ) with simultaneous rinse of the argon gas for helping the iodine to get off the inner volume of the cell. The washing was applied for 30 minutes. The resulting transmittance, which was  $\sim 0.2\%$  lower after the washing than in case of the iodine filled cell (due to absorption caused by residual iodine settling on AR coatings) confirms that using of  $\text{LN}_2$  trap in our measurements is a reliable method for keeping the iodine out of the coatings.

The results of total optical losses measured through both cell windows (1 beam pass) at 9 different positions (1 in center, 4 between center and periphery and 4 in the coating periphery) for each of the cells are plotted in Fig. 7.

Considering the estimated accuracy of the laser measurement ( $\pm 0.1\%$ ), the results show the same trends as with previously obtained data from the spectrophotometry measurement. The use of the ion assist (PIAD) in the coating formation significantly contributes to better thermal resistance of the coating. According to the results of the tested coatings, there is a minimal impact of spectral shifts or degradation of the coatings to resulting optical losses for bakeout temperatures for up to at least  $800^\circ\text{C}$ . The standard deviations of the homogeneity of the optical losses at different window locations are well below  $0.5\%$  (averaged per 4 coatings interfaces).

Regarding the coatings produced without ion assist, there is an evident impact of the iodine absorption medium to the resulting optical losses. The iodine molecules probably settle and are trapped in the porous structure of the coatings and cause additional light absorption. The worst case (the windows deposited with coating without ion assist and without bakeout procedure) exhibit very high losses at levels up to  $6\%$  per pass through the cell. When we consider that this unwanted iodine settling effect acts only on the inner surfaces of the cell and the outer losses per coating is at or below  $0.2\%$  level, we obtain the losses at least at  $2.8\%$  per one coating-iodine interface.

However, the bakeout procedure can significantly reduce this effect, as shown by results from "e-beam /  $600^\circ\text{C}$ " and "e-beam /  $800^\circ\text{C}$ " diagrams in Fig. 7. Considering the coating design under the test and minding the results from above presented measurements, one can find a suitable compromise between bakeout temperature level (spectral shift and degradation of the coating) and the level of iodine settling effect between  $600$  and  $800^\circ\text{C}$ . Furthermore, thermal impact on the coating structure is confirmed by the inhomogeneity of optical losses of the "e-beam – no bakeout" cell. The standard deviation of the losses at different location of the windows is at  $1.5\%$  level, at least three times higher than in case of the PIAD deposited cells. Moreover, in general this cell exhibits lower level of losses close to the coating edge, caused by the glasswork burner induced thermal stress around the edges during the welding of the windows. This result confirms heat influence on the coatings-iodine reactivity/settling effect.

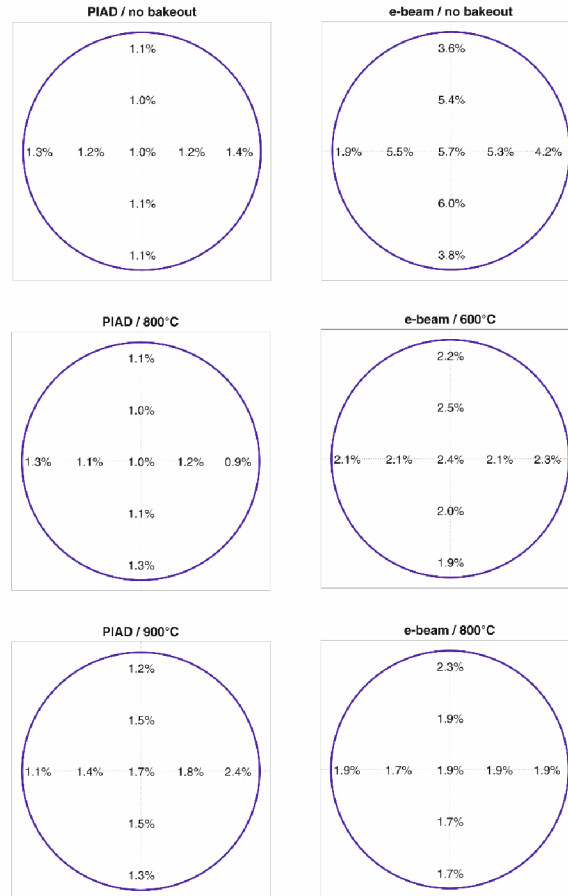


Fig. 7. Measurement of the coatings optical losses homogeneity at different windows locations (total optical losses at 532 nm wavelength over 1 cell pass = 4 interfaces coatings/environment).

#### 4.3. Evaluation of the iodine purity

One of the potential reasons for degradation of the coatings optical properties can be found in contamination with the iodine and formation of unwanted iodine based compounds settling down/reacting with the windows coatings. The evaluation of the chemical purity and non-reactivity of the iodine media against materials of the coatings was realized through the laser induced fluorescence method (LIF), well described in [3,4,22]. This technique is based on measurement of dependency between the relative level of induced fluorescence on iodine pressure, expressed by Stern-Volmer formula [22] and resulted in Stern-Volmer coefficient ( $K$  [Pa]) describing the purity level. The cells are rated as: excellent ( $K < 1$  Pa), good ( $K$  between 1 and 1.5 Pa) and contaminated ( $K > 1.5$  Pa). All of the iodine cells were tested by the LIF system and they show excellent purity with the Stern-Volmer coefficient ( $K$ ) at 0.76-0.93 Pa level (Table 3).

Table 3. Stern-Volmer Coefficients of the Tested Iodine Cells

Cell name	Stern-Volmer coefficient K [Pa]
PIAD / no bakeout	0.91
PIAD / 800°C	0.84
PIAD / 900°C	0.76
e-beam / no bakeout	0.76
e-beam / 600°C	0.83
e-beam / 800°C	0.93

These results confirm the high-level purity of iodine medium in the cells and there is no chemical reaction of iodine with the coatings materials. This evaluation also confirms that the high level of optical losses found in the measurement (especially the cell "e-beam / no bakeout") is caused by the settling of iodine molecules in the structure of the coating surface. This effect can be reduced by using of the PIAD and proper bakeout procedure of the coatings before the filling of the cell with the iodine.

## 5. Conclusions

This work was oriented towards the influence of thermal annealing to spectral properties of dielectric optical coatings on iodine absorption cells windows. Two different coating material combinations ( $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$  and  $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ ) and two different deposition methods (conventional e-beam and plasma ion assisted deposition) were studied from the point of view of antireflective coatings' resistance to applied bakeout temperatures and chemically aggressive environment.

$\text{TiO}_2$  based PIAD coating is the most resistant against temperature induced spectral shifts. Temperatures up to 1000°C do not produce any significant shifts in the spectrum and the coating performs well at both 532 nm and 633 nm wavelengths. In case of both  $\text{TiO}_2$  and  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ , PIAD coatings show better thermal resistance than conventional e-beam.

In terms of iodine-filled absorption cells, the proper bakeout procedure can significantly reduce optical losses of the AR coatings due to the iodine settling into the coating. In case of  $\text{TiO}_2$  based PIAD coating baked to 900°C we achieved optical losses at the inner surface of 0.3% level, while in case of e-beam based coating without bakeout procedure this losses dramatically increased up to 2.8% level per inner surface.

The resulting spectral characteristics confirm that by selection of proper deposition method and optimized bakeout temperature, the unwanted effect of settling of the iodine in the coating structure can be effectively suppressed and the performance of laser standards based on these iodine cells can be further improved.

## Funding

Grant Agency of the Czech Republic (GA15-18430S); Ministry of Education, Youth and Sports of the Czech Republic (LO1212); Ministry of Education, Youth and Sports of the Czech Republic and European Commission (CZ.1.05, 2.1.00, 01.0017); Czech Academy of Sciences (RVO: 68081731, Strategy AV21).

## Acknowledgments

The authors wish to express thanks to Tatiana Šarlejová and Stanislav Šlechtický for their development of tested iodine absorption cells and preparation of the optical elements used in this research work.

## References

1. H. A. Macleod, "Recent developments in deposition techniques for optical thin films and coatings," in *Optical Thin Films and Coatings - From Materials to Applications*, A. Piegari and F. Flory, eds. (Woodhead Publishing Limited, 2013), pp. 3–25.
2. G. Atanassov, J. Turlo, J. K. Fu, and Y. S. Dai, "Mechanical, optical and structural properties of  $\text{TiO}_2$  and  $\text{MgF}_2$  thin films deposited by plasma ion assisted deposition," *Thin Solid Films* **342**(1-2), 83–92 (1999).



3. M. Zucco, L. Robertsson, and J. P. Wallerand, "Laser-induced fluorescence as a tool to verify the reproducibility of iodine-based laser standards: a study of 96 iodine cells," *Metrologia* **50**(4), 402–408 (2013).
4. J. Hrabina, M. Zucco, C. Philippe, T. M. Pham, M. Holá, O. Acef, J. Lazar, and O. Čip, "Iodine absorption cells purity testing," *Sensors (Basel)* **17**(1), 102–114 (2017).
5. J. Lazar, J. Hrabina, P. Jedlicka, and O. Čip, "Absolute frequency shifts of iodine cells for laser stabilization," *Metrologia* **46**(5), 450–456 (2009).
6. G. D. Rovera, F. Ducos, J. J. Zondy, O. Acef, J. P. Wallerand, J. C. Knight, and P. S. Russell, "Absolute frequency measurement of an I-2 stabilized Nd: YAG optical frequency standard," *Meas. Sci. Technol.* **13**(6), 918–922 (2002).
7. R. Holzwarth, A. Y. Nevsky, M. Zimmermann, T. Udem, T. W. Hansch, J. Von Zanthier, H. Walther, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, P. S. J. Russell, M. N. Skvortsov, and S. N. Bagayev, "Absolute frequency measurement of iodine lines with a femtosecond optical synthesizer," *Appl. Phys. B* **73**(3), 269–271 (2001).
8. P. Balling, M. Fischer, P. Kubina, and R. Holzwarth, "Absolute frequency measurement of wavelength standard at 1542nm: acetylene stabilized DFB laser," *Opt. Express* **13**(23), 9196–9201 (2005).
9. J. Hald, L. Nielsen, J. C. Petersen, P. Varming, and J. E. Pedersen, "Fiber laser optical frequency standard at 1.54  $\mu\text{m}$ ," *Opt. Express* **19**(3), 2052–2063 (2011).
10. C. Philippe, R. Le Targat, D. Holleville, M. Lours, T. Minh-Pham, J. Hrabina, F. Du Burck, P. Wolf, and O. Acef, "Frequency tripled 1.5  $\mu\text{m}$  telecom laser diode stabilized to iodine hyperfine line in the 10–15 range," *Eur. Freq. Time Forum* **1**, 7477827 (2016).
11. J. Hrabina, M. Šarbot, O. Acef, F. D. Burck, N. Chiodo, M. Holá, O. Čip, and J. Lazar, "Spectral properties of molecular iodine in absorption cells filled to specified saturation pressure," *Appl. Opt.* **53**(31), 7435–7441 (2014).
12. R. Straessle, M. Pellaton, C. Affolderbach, Y. Petremand, D. Briand, G. Mileti, and N. F. de Rooij, "Microfabricated alkali vapor cell with anti-relaxation wall coating," *Appl. Phys. Lett.* **105**(4), 043502 (2014).
13. W. H. Li, M. Balabas, X. Peng, S. Pustelny, A. Wickenbrock, H. Guo, and D. Budker, "Characterization of high-temperature performance of cesium vapor cells with anti-relaxation coating," *J. Appl. Phys.* **121**(6), 063104 (2017).
14. A. Lurie, P. S. Light, J. Anstie, T. M. Stace, P. C. Abbott, F. Benabid, and A. N. Luiten, "Saturation spectroscopy of iodine in hollow-core optical fiber," *Opt. Express* **20**(11), 11906–11917 (2012).
15. P. T. Marty, J. Morel, and T. Feurer, "All-fiber multi-purpose gas cells and their applications in spectroscopy," *J. Lightwave Technol.* **28**(8), 1236–1240 (2010).
16. M. Triches, M. Michieletto, J. Hald, J. K. Lyngso, J. Lægsgaard, and O. Bang, "Optical frequency standard using acetylene-filled hollow-core photonic crystal fibers," *Opt. Express* **23**(9), 11227–11241 (2015).
17. T. Talvard, P. G. Westergaard, M. V. DePalatis, N. F. Mortensen, M. Drewsen, B. Goth, and J. Hald, "Enhancement of the performance of a fiber-based frequency comb by referencing to an acetylene-stabilized fiber laser," *Opt. Express* **25**(3), 2259–2269 (2017).
18. J. Seppa, M. Merimaa, A. Manninen, M. Triches, J. Hald, and A. Lassila, "Interference cancellation for hollow-core fiber reference cells," *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **64**, 1595–1599 (2015).
19. T. Schuldt, K. Doringshoff, A. Milke, J. Sanjuan, M. Gohlke, E. V. Kovalchuk, N. Gurlebeck, A. Peters, and C. Braxmaier, "High-performance optical frequency references for space," *J. Phys.: Conf. Ser.* **723**, 012047 (2016).
20. M. S. Farhan, E. Zalnezhad, and A. R. Bushroa, "Properties of Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> thin films prepared by ion-assisted deposition," *Mater. Res. Bull.* **48**(10), 4206–4209 (2013).
21. S. H. Woo, C. K. Hwangbo, Y. B. Son, I. C. Moon, and G. M. Kang, "Optical properties of Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> thin films deposited by plasma ion-assisted deposition," *J. Korean Phys. Soc.* **46**, S187–S191 (2005).
22. S. Fredin-Picard, "A study of contamination in I-127(2) cells using laser-induced fluorescence," *Metrologia* **26**(4), 235–244 (1989).

## Appendix 3

# Compact interferometric displacement gauge with sub-nanometer resolution and millimeter range

Simon Rerucha, Miroslava Hola, Martin Sarbort, Jindrich Oulehla, Bretislav Mikel, Josef Lazar and Ondrej Cip  
ISI - Institute of Scientific Instruments of the CAS, v.v.i  
Kralovopolska 147, 61264 Brno, Czech Republic  
Email: res@isibrno.cz (S. R.)

**Abstract**—We report on the design and prototype realization of the gauge probe sensor for the measurement of displacement based on a laser interferometer. The measurement system incorporates a suitable laser source and interferometric phase processing system. The phase extraction (fringe counting) relies on a single-detector homodyne detection method for phase extraction that uses a harmonic optical frequency modulation of the laser beam and allows for a significantly reduced and thus compact and robust optical arrangement. The experimental verification revealed that the sensor system achieves the sub-nanometer precision and nanometer accuracy in the 10 mm measurement range.

### I. INTRODUCTION

The laser interferometry techniques represent the most precise methods for dimensional measurement with both the sub-nanometer precision and the large measurement range as well as ultimate accuracy, precision and repeatability [1]. The basic resolution of the laser interferometer corresponds to the wavelength of the laser source, usually to one half or one quarter of it, depending on the optical configuration. This resolution is typically improved by various methods, commonly referred to as fringe counting/subdivision or detection techniques [2], [3], that provide the resolution down to picometer range. Another advantage is that the inherently optical method allows for the traceability transfer into the mechanical domain.

One of the still relevant challenges is the application of its ultimate dynamic range (theoretically an infinite) and precision into practical instrumentation suitable e.g. for the mechanical engineering industry. Such an application, besides the obvious advantages introduces several issues that needs to be tackled: both the interferometers and the laser source require stable operation conditions, the optical setups tend to be mechanically fragile, bulky and expensive and that the routine long-term operation requires skilled maintenance.

In this paper we present a compact form-factor displacement gauging probe sensor for contact measurement based on a laser interferometer with a simplified optical arrangement. The pencil-type construction, similar to that of the LVDT sensors, features linearly guided contact tip with the 30 mm travel range, the housing from low-expansion material and adjustable mounts for the interferometer's optical components.

The research was supported by GA CR (GB14-36681G), TA CR (TA03010663, TA03010835, TA02010711, TE01020233), MEYS CR (LO1212), its infrastructure by MEYS CR and EC (CZ.1.05/2.1.00/01.0017) and by ASCR (RVO:68081731).

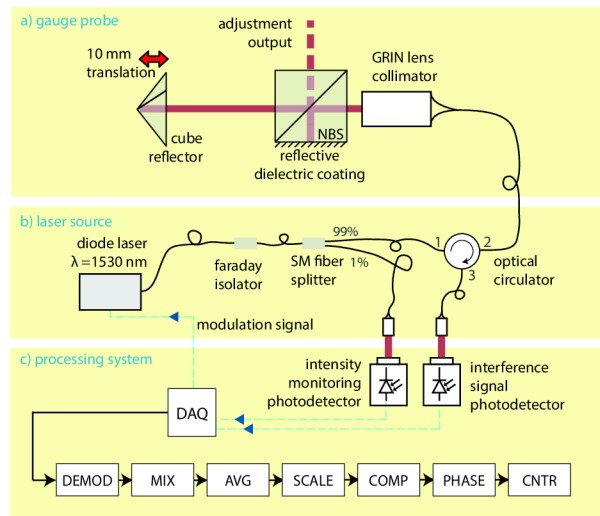


Fig. 1. The sensor system architecture: (a) the simplified optical arrangement of the interferometer fed from (b) the laser source. The (c) processing system acquires and processes the interferometer's output.

The interferometer, operating at  $1.5 \mu\text{m}$  wavelength band, uses the Michelson's arrangement with our custom single-detector homodyne detection based on harmonic modulation of the laser wavelength. Sections II and III present the design and prototype realization of the sensor itself, an appropriate laser source for the embedded interferometer and the methods for the processing of the signal from the interferometer. Sections IV and V presents the experimental verification of the sensor performance.

### II. SENSOR DESIGN

The entire sensor system incorporates several components: the measurement sensor itself (the gauge probe), the laser source and the processing subsystem. The body of the gauge probe basically provides the housing for the measuring tip and for the optical components of the laser interferometer. The processing system generates control signals for the laser and performs the fringe counting. The individual parts, shown in Fig. 1, are described in following sections.

### A. Optical Setup

The laser interferometer uses the Michelson interferometer arrangement (Fig. 1a) that uses a non-polarizing beam-splitter (NBS) cube to split the fiber-fed beam into the reference and measuring arm. The reference arm uses a flat mirror that is realized as a dielectric reflective coating deposited onto the wall of the NBS. The measurement uses a cube-corner reflector that is mounted on the translation mechanism of the measuring tip. As both the mirror coating in the reference arm and the reflector in the measuring arm reflect the beam in parallel to the incident beam and without a lateral offset so that the output of the interferometer is collected back by the collimator and fed to the processing subsystem. The laser delivery as well as the optical arrangement use a non-polarizing optics and single mode fibers.

### B. Laser Source

As the laser source we used a compact laser-diode based module with integrated circuitry for the stabilization of the diode temperature and injection current. As the wavelength is longer in comparison to that of the He-Ne laser sources (traditionally used for dimensional metrology), the fundamental resolution is proportionally lower. On the other hand the fiber and optical components for the telecommunication wavelength band are significantly more abundant and thus cost-effective.

The laser output (see 1b), already fiber-coupled within the module, is passed through an Optical Faraday Isolator and to a single-mode fiber splitter. Small part of the light is sensed by a photodetector so that the processing system can monitor the intensity of the laser module output and compensate its intensity fluctuations caused e.g. by the residual amplitude modulation that occurs as a consequence of laser frequency optical modulation. The rest of the light passes to the optical circulator that directs the beam from laser to the gauge probe and then directs the interferometer's output – that is transmitted back through the same fiber – to the interference signal photodetector.

### C. Processing System

The processing subsystem carries out the fringe counting using a homodyne-based single-photodetector detection system, that relies on a harmonic modulation of the laser source optical frequency in order to reconstruct a pair of sine/cosine signals by means of numeric computation [4]. The calculations (see 1c) are done in the digital domain from digitized input analog signals from the photodetectors. First step is the synchronous demodulation (DEMOM) of the modulation effects caused by the optical frequency modulation of the laser. The demodulated part is mixed (MIX) with a phase shifted copy of the modulation signal. Then the signal is averaged (AVG) and scaled (SCALE) to produce the sine and cosine signals. Onto those the compensation of the residual amplitude modulation (that is caused by the optical frequency modulation) and scale linearity correction algorithms are applied (COMP; [4], [5]). The phase is then extracted (PHASE) and the displacement is calculated (CNTR).

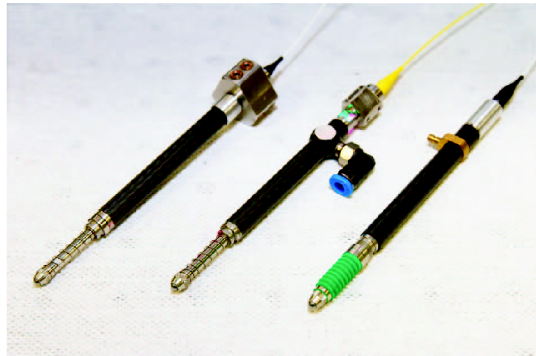


Fig. 2. Sensor prototypes (gauges only).

## III. PROTOTYPE FABRICATION

We have completed several sensor prototypes – shown in Fig. 2 – in order to carry out the experimental verification. The body of the sensor is fabricated from carbon fiber reinforced polymer that exhibits very low thermal expansion while it ensures rigid support for the rest of the mechanics. A commercially available measuring tip with a precise linear ball bearing was adjusted so that it can hold the retroreflector that acts as the measuring arm of the interferometer. The measuring tip is spring-expanded and air-retracted. An aluminum housing was fabricated to hold the 5 mm beam-splitter cube and the fiber collimator with the gradient-index lens. The position of the retroreflector and the beam splitter is factory adjusted while the collimator is adjustable in six degrees of freedom.

The laser module we use (RIO Orion Module by Redfern Integrated Optics) is lasing at the nominal wavelength of 1530.245 nm. The module with the nominal output power of 10 mW and the line width  $> 2$  kHz is modulated with a sine signal with 50 kHz frequency and  $\approx 150$  MHz peak-to-peak modulation depth of the optical frequency.

The DAQ (Agilent U2531A) acquires the signals from the photodetectors at 400 kSps with 14-bit resolution. The acquired data are transferred to a PC where a dedicated control software processes them in real-time (with a certain transport delay). The fundamental bandwidth of the displacement measurement is equal to the modulation bandwidth, i.e. with the single-pass arrangement the resulting maximum translation velocity reaches  $\approx 9.5$  mm.s<sup>-1</sup>. For measurements within the range  $< \lambda/4$ , the detection technique provides theoretical limit that is equal to the analog-to-digital sampling rate.

## IV. EXPERIMENTAL VERIFICATION

We carried out two sets of experiment to verify the performance of the displacement sensor. In first set of experiment, we have assembled conventional Michelson interferometer with similar optical arrangement to that in the sensor and with two separate detection chains. The reference chain realized the four-detector homodyne detection while the other realized the tested method. On this setup we compared the coincidence of

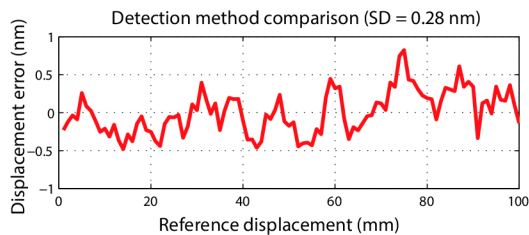


Fig. 3. The comparison of the single-detector phase detection technique against the reference detection method. The plot shows the difference between the reference displacement and displacement measured by the verified method.

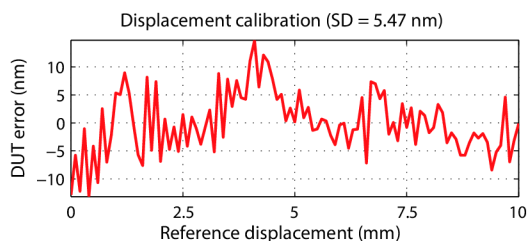


Fig. 4. Calibration results of the sensor prototype (referred to as DUT - Device Under Test), measured on the nano-calibrator.

the phase extraction between the two in order to separately verify the fringe counting method. The results of comparison on the 100 mm travel range are shown in Fig. 3.

The overall performance was inspected on a dedicated nano-comparator machine (developed at ISI[6]) which was constructed for the calibration of precise displacement sensors. The results, shown in Fig. 4, indicate the  $\sigma = 5.5 \mu\text{m}$  accuracy over the 10 mm lift of the gauge probe.

## V. RESULTS AND DISCUSSION

The experimentation has revealed that the single-detector fringe counting technique used in conjunction with the interferometer operated with the  $1.5 \mu\text{m}$  laser achieves better coincidence than  $\lambda/1000$  in comparison to the traditional homodyne detection technique. The substantial benefit of the novel detection scheme is that it allows the use of non-polarization optics and single mode fiber for beam delivery. This combination also makes the system robust against the inevitable rotation of the polarization induced by the vibrations and movements of the delivery fiber. The drawback is the requirement for the optical frequency modulation capability in the laser source, which can be fortunately easily met with modern semiconductor laser sources.

The calibration measurement revealed that the displacement measurement error keeps below 10 nm. A benefit of the interferometric measurement is the feasibility of the traceability transfer from the optical domain to the mechanical domain, e.g. by the means of external stabilization of the laser source on an atomic transition in acetylene. Since the laser sources at the  $1.5 \mu\text{m}$  are able to deliver high optical power (compared e.g. to stabilized He-Ne lasers) a single laser source could be used for driving multiple sensors in a complex measurement system. The system could also provide multiple-sensor applications referenced to a single scale (represented by the laser frequency), optionally including the traceability to a fundamental standard.

Please note that as the only interface between the gauge probe and the rest of the system is the optical fiber, the sensor system is immune to the EMI noise.

## VI. CONCLUSION

We have developed the compact gauge probe sensor system that uses the principle of the laser interferometry for the precise displacement measurement. The use of the modulation-based interference phase detection method allowed for the construction of an interferometer with a significantly simplified optical arrangement so that the presented design integrates the ultimate precision of the laser interferometer with the endurance necessary for the manufacturing industry. The sensor system is feasible e.g. for multi-axis dimensional systems or for various length metrology applications.

## REFERENCES

- [1] A. J. Fleming, "A review of nanometer resolution position sensors: operation and performance," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 190, pp. 106–126, 2013.
- [2] K. Birch, "Optical fringe subdivision with nanometric accuracy," *Precision Engineering*, vol. 12, no. 4, pp. 195–198, 1990.
- [3] P. Hariharan, "Optical interferometry," *Reports on Progress in Physics*, vol. 54, no. 3, pp. 339–&, 1991.
- [4] S. Rerucha, Z. Buchta, M. Sarbort, J. Lazar, and O. Cip, "Detection of Interference Phase by Digital Computation of Quadrature Signals in Homodyne Laser Interferometry," *Sensors*, vol. 12, no. 10, pp. 14 095–14 112, 2012.
- [5] O. Cip and F. Petru, "A scale-linearization method for precise laser interferometry," *Measurement Science & Technology*, vol. 11, no. 2, pp. 133–141, 2000.
- [6] M. Cizek, Z. Buchta, B. Mikel, J. Lazar, and O. Cip, "Interferometric nanocomparator for calibrating precision displacement sensors," ser. Proc. SPIE, vol. 7791, 2010, pp. 77 910N–77 910N.

## Appendix 4

# UŽITNÝ VZOR

(19)  
ČESKÁ  
REPUBLIKA



ÚŘAD  
PRŮMYSLOVÉHO  
VLASTNICTVÍ

(21) Číslo přihlášky: **2019-36255**  
(22) Přihlášeno: **31.05.2019**  
(47) Zapsáno: **30.07.2019**

(11) Číslo dokumentu:

**33 046**

(13) Druh dokumentu: **U1**

(51) Int. Cl.:

**G01B 9/02** (2006.01)

- (73) Majitel:  
Ústav přístrojové techniky AV ČR, v.v.i., Brno,  
Královo Pole, CZ
- (72) Původce:  
Mgr. Šimon Řeřucha, Ph.D., Brno, Veveří, CZ  
Mgr. Martin Šarbort, Ph.D., Brno, Žabovřesky, CZ  
Mgr. Miroslava Holá, Ph.D., Brno, Židenice, CZ  
Mgr. Jindřich Oulehla, Brno, Černá Pole, CZ  
prof. Ing. Josef Lazar, Dr., Brno, Královo Pole, CZ  
Ing. Pavel Konečný, Brno, Štýřice, CZ  
Ing. Jan Kůr, Kyjov, CZ  
Ing. Ondřej Číp, Ph.D., Brno, Nový Lískovec, CZ
- (74) Zástupce:  
Kania, Sedlák, Smola, s.r.o., Mendlovo náměstí  
907/1a, 603 00 Brno, Staré Brno

- (54) Název užitého vzoru:  
**Integrovaný laserový snímač délky pro  
kontaktní měření**

**CZ 33046 U1**

Úřad průmyslového vlastnictví v zápisném řízení nezjišťuje, zda předmět užitého vzoru  
splňuje podmínky způsobilosti k ochraně podle § 1 zák. č. 478/1992 Sb.

## **Integrovaný laserový snímač délky pro kontaktní měření**

### Oblast techniky

5

Technické řešení se týká integrovaného laserového snímače délky pro kontaktní měření na bázi interferometru.

### Dosavadní stav techniky

10

Při současném stavu techniky jsou pro kontaktní délkové snímání využívány zpravidla následující kategorie technik:

15

- A) Indukčnostní snímače
- B) Optická pravítka
- C) Laserové interferometry

20

Princípem indukčnostních snímačů je převod hodnoty magnetické indukce na vzdálenost. Výhodou je kompaktní a cenově efektivní provedení a dále okamžité absolutní odvození pozice. Nevýhodou je nižší přesnost, citlivost na elektromagnetické rušení a teplotu prostředí, velká relativní chyba a nutnost kalibrace.

25

Optická pravítka odvozují měřenou vzdálenost od integrovaného mechanického pravítka, jehož stupnice je opticky snímána. Výhodou je robustnost vůči vlivům prostředí a lepší přesnost než např. u indukčnostních snímačů. Nevýhodou je nákladnější a objemnější konstrukce, relativní rozlišení polohy, které vyžaduje přítomnost referenčních značek a pro přesná měření nutnost kalibrace.

30

Laserové interferometry představují nejpřesnější techniky měření, jejichž výhodou je vysoké rozlišení, malá relativní chyba v závislosti na měřené délce a možnost přímé metrologické návaznosti na definici jednotky jeden metr dle prováděcích doporučení SI. Nevýhodou je potřeba složitého optického uspořádání, které je velmi citlivé na mechanické a teplotní vlivy okolí.

35

### Podstata technického řešení

Výše uvedené nevýhody dosavadního stavu techniky jsou do značné míry eliminovány integrovaným laserovým snímačem délky, který obsahuje

40

- tělo opatřené vstupem pro připojení optického vlákna,

- dělič svazku paprsků, který je uspořádaný v těle a který obsahuje dělicí plochu pro dělení svazku paprsků přiváděného ze vstupu na měřicí část svazku a referenční část svazku,

45

- nosič, který je svým proximálním koncem suvně uložený v těle,

- zpětný odražeč, a je upevněný v nosiči, a

50

- odraznou plochu, která je uspořádána v těle,

přičemž vstup pro připojení optického vlákna, dělič, zpětný odražeč, odrazná plocha jsou uspořádány

- pro vedení měřicí části svazku paprsků do zpětného odražeče a její odrazení zpět na dělicí plochu a pro vedení alespoň první části této odražené měřicí části do vstupu pro připojení optického vlákna,

5 - pro vedení referenční část svazku paprsků na odraznou plochu a její odrazení zpět na dělicí plochu a pro odrazení alespoň první části této odražené referenční části do vstupu pro připojení optického vlákna, a

10 - pro vytváření prvního rekombinovaného svazku paprsků z první části měřicí části svazku a první části referenční části svazku.

15 V přednostním provedení integrovaný laserový snímač dále obsahuje kolimační čočku, která je uspořádána v těle mezi vstupem pro připojení optického vlákna a děličem svazku paprsků, přičemž je uspořádána pro kolimaci svazku paprsků přiváděných ze vstupu do děliče svazku paprsků a pro kolimaci prvního rekombinovaného svazku paprsků před jeho vstupem do vstupu pro připojení optického vlákna.

20 S výhodou je děličem dělicí hranol a/nebo je odrazná plocha tvořena odraznou optickou vrstvou deponovanou na boční ploše děliče.

Rovněž je výhodné, když je nosič na distálním konci opatřený kontaktním hrotem.

25 Přednostně je zpětný odražeč kulový zpětný odražeč a/nebo je vyroben z materiálu, jehož index lomu je roven 2 ( $\pm 0,05$ ).

30 Ve zvlášť výhodném provedení je zpětným odražečem kulová čočka, která je na straně přivrácené k děliči opatřena antireflexní vrstvou a/nebo je na straně odvrácené od děliče opatřena odrazným povlakem.

30 Kolimační čočkou je nejlépe gradientní čočka.

Tělo je s výhodou vyrobeno z vrstveného kevlaru.

35 Integrovaný laserový snímač s výhodou obsahuje optického vlákno připojené ke vstupu pro přivádění svazku paprsků do děliče a pro odvádění rekombinovaného svazku.

40 Integrovaný laserový snímač podle tohoto technického řešení s výhodou obsahuje pomocný výstup, přičemž kolimační čočka, dělič, zpětný odražeč a odrazná plocha jsou vzhledem k pomocnému výstupu uspořádány

40 - pro odrazení druhé části měřicí části svazku paprsků, která byla odrazena od zpětného odražeče na dělicí plochu, do pomocného výstupu, a

45 - pro průchod druhé části referenční části svazku paprsků, která byla odrazena od odrazné plochy na dělicí plochu, do pomocného výstupu, a

- pro vytváření druhého rekombinovaného svazku paprsků z druhé části měřicí části svazku a druhé části referenční části svazku.

50 Předkládané řešení kombinuje dílčí výhody jednotlivých metod: jednoduché, kompaktní, robustní a cenově efektivní optické uspořádání, které poskytuje velmi přesné rozlišení a metrologickou návaznost.

55

Objasnění výkresů

Technické řešení je dále podrobněji popsáno pomocí příkladného provedení, které je schematicky znázorněno na výkrese.

5

Příklad uskutečnění technického řešení

Příkladné provedení integrovaného laserového snímače délky pro kontaktní měření podle tohoto technického řešení obsahuje tělo 1 integrovaného laserového snímače, na jehož jednom konci je vstup pro připojení optického vlákna 8 a na druhém konci je kontaktní hrot 3.

Tělo 1 integrovaného laserového snímače délky je přednostně vyrobeno z vrstveného kevlaru, nejlépe z kevlaru vrstveného tak, že má koeficient tepelné roztažnosti menší než  $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ . Případně může být z jiného materiálu s nízkou hodnotou koeficientu teplotní roztažnosti.

Kontaktní hrot 3 je uspořádán na nosiči 4, který je suvně pomocí lineárního vedení 2 uložen v těle 1 integrovaného laserového snímače délky tak, že ho lze částečně vysouvat z těla 1 integrovaného laserového snímače a alespoň částečně zasouvat do těla 1 integrovaného laserového snímače délky.

Lineární vedení 2 je přednostně ve formě kuličkového lineárního vedení. Přednostně jsou rovněž tělo 1 a/nebo nosič 4 opatřeny neznázorněnými dorazy pro vymezení maximálního a/nebo minimálního vysunutí/zasunutí nosiče 4 z/do těla 1 integrovaného laserového snímače. Dále může být integrovaný laserový snímač opatřen neznázorněným předpínacím prvkem pro předepnutí nosiče 4 do maximální vysunuté polohy nebo maximální zasunuté polohy.

V nosiči 4 je upevněn zpětný odražeč 5 ve formě kulové čočky. Ve znázorněném příkladném provedení je zpětný odražeč 5 vyroben z dopovaného skla, které má index lomu prostředí blízký hodnotě 2, například ze skla dopovaného lanthanoidy. Na straně přivrácené ke kontaktnímu hrotu 3 je odražeč 5 ve formě kulové čočky povrstvený odraznou optickou vrstvou, což zvyšuje efektivitu odrazu, na druhé straně, tedy na straně přivrácené k přiváděnému svazku paprsků, je povrstvený antireflexní vrstvou, což eliminuje optické etalonové efekty uvnitř čočky.

V těle 1 integrovaného laserového snímače je dále mezi zpětným odražečem 5 a vstupem pro přivádění svazku paprsků, respektive pro připojení optického vlákna 8, uspořádán dělič 6 svazku paprsků a kolimační čočka 7.

Jako dělič 6 svazku je přednostně použit nepolarizující dělicí hranol, u kterého není dělicí poměr ovlivněn změnou polarizace (ke které může docházet primárně tím, že přívod svazku je realizován optickým vláknem).

Jako odrazná plocha je s výhodou použita odrazná optická vrstva 10, která je přednostně nanesená přímo na stěně děliče 6 svazku paprsků ve formě dělicího hranolu, což eliminuje nutnost prostorového sesouhlasení děliče 6 svazku paprsků a odrazné optické vrstvy 10 a snižuje prostorové nároky.

Jako kolimační čočka 7 je s výhodou použita gradientní čočka (čočka s proměnným indexem lomu, resp. čočka typu GRIN).

50

Dělič 6 svazku a/nebo kolimační čočka 7 mohou být uspořádány v těle 1 integrovaného laserového snímače fixně, nebo mohou být přestavitelné, čímž je umožněno pozdější doladění prostorového uspořádání.

55



Znázorněný integrovaný laserový snímač pracuje následovně:

5 Laserový svazek paprsků je přiváděn optickým vláknem 8 do integrovaného laserového snímače, konkrétně do kolimační čočky 7. Svazek vystupující z kolimační čočky 7 je přiváděn na dělič 6 svazku, ve kterém je svazek rozdělen tak, že se referenční část RB svazku odrazí od dělicí plochy 9 na odraznou optickou vrstvu 10, ze které se odrazí zpět na dělicí plochu 9 a z ní je první část referenční části RB svazku odražena zpět do kolimační čočky 7, zatímco druhá část referenční části RB svazku projde dělicí plochou 9 do pomocného výstupu 11. Měřicí část MB svazku  
10 projde dělicí plochou 9 děliče 6 svazku a dopadá na zpětný odražeč 5, ze kterého se odrazí zpět do děliče 6 svazku, resp. na dělicí rovinu děliče 6 svazku, ze kterého dále pokračuje první část měřicí části MB svazku do kolimační čočky 7 a druhá část do pomocného výstupu 11.

15 První část odražené měřicí části MB a první část odražené referenční části RB svazku, které dopadají na dělicí plochu 9, se v místě dopadu rekombinují (znovu spojují) a dochází zde k interferenci těchto částí MB, RB, tj. vzniká první rekombinovaný/interferenční svazek, který je přiváděn do kolimační čočky 7. První rekombinovaný svazek představuje interferenční signál, který nese informaci o vzájemné fázi referenční části RB svazku a měřicího části MB svazku, ze které lze odvodit relativní polohu lineárního vedení 2 a potažmo kontaktního hrotu 3 vzhledem  
20 k dělič 6 svazku.

Druhá část odražené měřicí části MB svazku a druhá část odražené referenční části RB svazku, které dopadají na dělicí plochu 9, se v místě dopadu rovněž rekombinují (znovu spojují) a dochází zde k interferenci těchto částí MB, RB, tj. vzniká druhý rekombinovaný/interferenční  
25 svazek, který je přiváděn do pomocného výstupu 11.

Druhý rekombinovaný svazek je využitelný zejména při mechanické kompletaci, resp. seřizování optické sestavy integrovaného laserového snímače.

30 Díky výše popsanému uspořádání představuje jediné rozhraní mezi integrovaným laserovým snímačem, zdrojem laserového svazku a systém pro vyhodnocení interferenční fáze jedno optické vlákno, což eliminuje vliv elektromagnetického rušení, neboť přenos informace se děje plně fotonicky (bez přítomnosti elektroniky).

35 Díky použití kolimační čočky 7 ve formě gradientní čočky je umožněno generování vhodného profilu svazku přiváděného do děliče 6 a zároveň je umožněno s vysokou účinností zpětně navázat interferenční signály zpět do optického vlákna 8.

40 Díky tomu, že je jako zpětný odražeč 5 použita kulová čočka z dopovaného skla, odráží zpětný odražeč 5 svazek tak, že osy dopadajícího a odraženého svazku jsou rovnoběžné, čímž se v kombinaci s kolimační čočkou 7 ve formě gradientní čočky kompenzuje případná úhlová chyba lineárního vedení. Díky kulovitému tvaru zpětného odražeče 5 je na rozdíl od běžných odražečů možné odrážet svazek paprsků tak, že osy dopadajícího a odraženého svazku jsou identické, což umožňuje využít jedno optické vlákno 8 a jednu kolimační čočku 7 jak pro přívod svazku  
45 laserových paprsků, tak pro výstup zpětně odraženého, rekombinovaného interferenčního signálu.

Samotný princip měření, při kterém se měřená délka odvozuje od optické frekvence laserového svazku, umožňuje přímou metrologickou návaznost na jeden metr dle definice SI.

50 Ačkoli byla popsána zvláště výhodná příkladná provedení, je zřejmé, že odborník z dané oblasti snadno nalezne další možné alternativy k těmto provedením. Proto rozsah ochrany není omezen na tato příkladná provedení, ale spíše je dán definicí přiložených nároků na ochranu.

## NÁROKY NA OCHRANU

5

1. Integrovaný laserový snímač délky pro kontaktní měření, **vyznačující se tím**, že obsahuje

10 - tělo (1) opatřené vstupem pro připojení optického vlákna (8),

- dělič (6) svazku paprsků, který je uspořádaný v těle (1) a který obsahuje dělicí plochu (9) pro dělení svazku paprsků přiváděného ze vstupu na měřicí část (MB) svazku a referenční část (RB) svazku,

15

- nosič (4), který je svým proximálním koncem suvně uložený v těle (1),

- zpětný odražeč (5), který je upevněný v nosiči (4), a

20 - odraznou plochu, která je uspořádána v těle (1),

příčemž vstup pro připojení optického vlákna (8), dělič (6), zpětný odražeč (5), a odrazná plocha jsou uspořádány

25 - pro vedení měřicí části (MB) svazku paprsků do zpětného odražeče (5) a její odrazení zpět na dělicí plochu (9) a pro vedení alespoň první části této odražené měřicí části (MB) do vstupu pro připojení optického vlákna (8),

30 - pro vedení referenční část (RB) svazku paprsků na odraznou plochu a její odrazení zpět na dělicí plochu (9) a pro odrazení alespoň první části této odražené referenční části (RB) do vstupu pro připojení optického vlákna (8), a

pro vytváření prvního rekombinovaného svazku paprsků z první části měřicí části (MB) svazku a první části referenční části (RB) svazku.

35

2. Integrovaný laserový snímač podle nároku 1, **vyznačující se tím**, že dále obsahuje kolimační čočku (7), která je uspořádaná v těle (1) mezi vstupem pro připojení optického vlákna (8) a děličem (6) svazku paprsků, příčemž je uspořádaná pro kolimaci svazku paprsků přiváděných ze vstupu do děliče (6) svazku paprsků a pro kolimaci prvního rekombinovaného svazku paprsků před jeho vstupem do vstupu pro připojení optického vlákna (8).

40

3. Integrovaný laserový snímač podle kteréhokoli z předcházejících nároků, **vyznačující se tím**, že dělič (6) je dělicí hranol a/nebo odrazná plocha je tvořena odraznou optickou vrstvou (10) deponovanou na boční ploše děliče (6).

45

4. Integrovaný laserový snímač podle kteréhokoli z předcházejících nároků, **vyznačující se tím**, že nosič (4) je na distálním konci opatřený kontaktním hrotem (3).

50

5. Integrovaný laserový snímač podle kteréhokoli z předcházejících nároků, **vyznačující se tím**, že zpětný odražeč (5) je kulový zpětný odražeč a/nebo je vyroben z materiálu, jehož index lomu je roven 2 ( $\pm 0,05$ ).

55

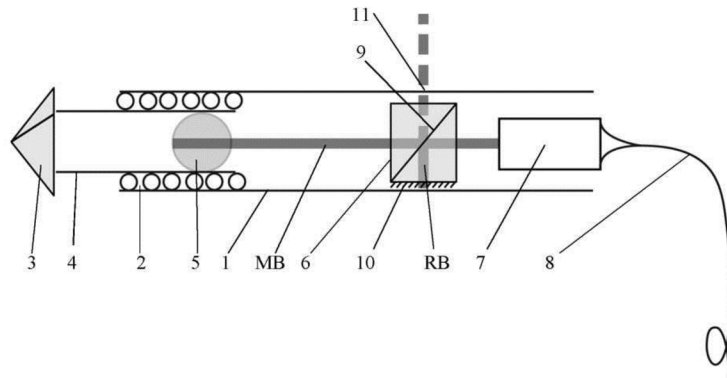
6. Integrovaný laserový snímač podle kteréhokoli z předcházejících nároků, **vyznačující se tím**, že zpětný odražeč (5) je kulová čočka, která je na straně přivrácené k děliči (6)

opatřená antireflexní vrstvou a/nebo je na straně odvrácené od děliče (6) opatřená odrazným povlakem.

- 5 7. Integrovaný laserový snímač podle kteréhokoli z předcházejících nároků, **vyznačující se tím**, že kolimační čočka (7) je gradientní čočka.
8. Integrovaný laserový snímač podle kteréhokoli z předcházejících nároků, **vyznačující se tím**, že tělo (1) je vyrobeno z vrstveného kevlaru.
- 10 9. Integrovaný laserový snímač podle kteréhokoli z předcházejících nároků, **vyznačující se tím**, že obsahuje optického vlákno (8) připojené ke vstupu pro přivádění svazku paprsků do děliče (6) a odvádění rekombinovaného svazku.
- 15 10. Integrovaný laserový snímač podle kteréhokoli z předcházejících nároků, **vyznačující se tím**, že obsahuje pomocný výstup (11), přičemž kolimační čočka (7), dělič (6), zpětný odražeč (5) a odrazná plocha jsou vzhledem k pomocnému výstupu (11) uspořádány
- pro odrazení druhé části měřicí části (MB) svazku paprsků, která byla odražena od zpětného odražeče (6) na dělicí plochu (9), do pomocného výstupu (11), a
- 20 - pro průchod druhé části referenční části (RB) svazku paprsků, která byla odražena od odrazné plochy na dělicí plochu (9), do pomocného výstupu (11), a
- 25 - pro vytváření druhého rekombinovaného svazku paprsků z druhé části měřicí části (MB) svazku a druhé části referenční části (RB) svazku.

I výkres

CZ 33046 U1



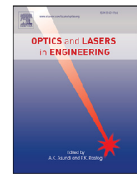
Obr. 1



Contents lists available at ScienceDirect

## Optics and Lasers in Engineering

journal homepage: [www.elsevier.com/locate/optlaseng](http://www.elsevier.com/locate/optlaseng)



### Compact differential plane interferometer with in-axis mirror tilt detection

Šimon Řeřucha\*, Miroslava Holá, Martin Šarbort, Jan Hrabina, Jindřich Oulehla, Ondřej Číp, Josef Lazar

Institute of Scientific Instruments of the Czech Academy of Sciences (ISI), Kralovopolska 147, 612 64 Brno, Czech Republic



#### ARTICLE INFO

PACS:  
07.60.Ly  
06.30.Bp  
42.62.Eh  
07.60.-j  
42.15.Eq

#### Keywords:

Laser interferometry  
Optical metrology  
Dimensional measurement  
Common path interferometer  
Differential interferometer  
Tilt compensation

#### ABSTRACT

Besides the environmental fluctuations, the typical sources of significant uncertainty in the laser interferometry systems are the geometrical errors. These are stemming, among others, from the misalignment of measurement axes, the thermo-mechanical influences of the system components and the mounting, guidance errors of the translation mechanism that carries the measurement mirror or vibrations. We report on a compact double-pass differential plane interferometer that features an original optical arrangement with four parallel and coplanar beams, where the beam pairs in the two arms are coaxial. The differential arrangement minimizes the dead path and shortens the metrological loop so that the sensitivity to thermal drifts and vibrations is reduced. The arm symmetry allows for the preservation of the Abbe principle, and the common path mitigates the influences of the environmental disturbances. The interferometer optics is designed as a self-contained single-piece assembly made using optical contacting from the low-expansion materials. The interferometer system integrates the homodyne receiver (even though the optical arrangement is well-suited for heterodyne detection too) and also a tilt-detection electronics that allows for detection of pitch and roll of the interferometer mirror so that the parasitic movement of the measuring mirror could be compensated for. The experimental characterization revealed a good optical performance of the interferometer with sub-nanometre cyclic error and the resolution of tilt detection in order of a few microradians.

#### 1. Introduction

Establishing a well-performing measurement testbed with a laser interferometer, the wide-spread workhorse in the geometric and dimensional metrology [1–3], means to address a quite well-known list of issues [4]. In the first place, all three integral parts of any interferometric system – the laser source, the optics, and the phase-detection system (receiver) – have to be up to quite a high degree of precision and well-characterized (calibrated), especially when it comes down to preserving the traceability link [5]. The laser source has to deliver sufficient stability of the optical frequency, and the optics in conjunction have to exhibit a minimal cyclic error [6–9]. Then there are the environmental factors that need to be tackled, i.e., a priori minimized when applicable or observed and compensated for otherwise.

Apart from the fluctuations in the refractive index of air, that are typically compensated for using the monitoring of atmospheric conditions [10–13], by tracking refractometry [14] or by avoiding the air either partially or entirely [15,16], it is the mechanical stability of the whole arrangement that is the most significant source of uncertainty. In the first line, a stable metrology reference frame is critical for high-precision instrumentation in the dimensional metrology and nanometrology

[17–19] to keep the metrology loop under control, and the amount of used expensive Zerodur ceramics or Invar alloy determines the quality and precision of the final instrument. Next issue, typically associated (and almost unavoidable) with the displacement interferometers, is the mechanical imperfection of the translation mechanism that carries the measurement mirror. The resulting guidance errors give rise to the cosine and Abbe errors [4].

A feasible approach is using a differential arrangement with parallel beams in the two interferometer's arms. To a certain extent, the differential approach excludes the body of the interferometer from the metrological loop. The observed phase shift is dependent only on the mutual position of the two arms' mirrors along the common measurement axis. Relatively few interferometers of such an arrangement has been described for geometric measurements [20–22], coordinate measurements [23] or specialized application such as scanning probe microscopy [24,25]. Several differential interferometers are also available commercially, such as the RLD10-xx-DI series by Renishaw, DPMI by Zygo, or the 10719A and 10715A by Keysight.

Generally, the parallel beams have a positive impact on the reduction of the optical path-length change due to uniform changes in the refractive index of air or thermal expansion of the instrumentation base (in a

\* Corresponding author.

E-mail address: [res@isibrno.cz](mailto:res@isibrno.cz) (Š. Řeřucha).

<https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2021.106568>

Received 15 April 2020; Received in revised form 15 November 2020; Accepted 2 February 2021

Available online 15 February 2021

0143-8166/© 2021 The Authors. Published by Elsevier Ltd. This is an open access article under the CC BY-NC-ND license

(<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

similar manner to the compensated arrangement for the interferometer back-to-back comparisons [26]). When considering the sensitivity to the geometrical errors, such as the guidance errors or parasitic pitch/yaw of the measured axis, it is the beam arrangement that plays an important role.

Reliable preservation of the Abbe principle requires the interferometer's axes to be not only parallel but also coaxial, which in turn enforces a double-pass configuration. Suitable interferometers are for example the PTB interferometer [20], NPL Differential Plane Interferometer [27,28], its principally close commercial relative DPMI (Zygo) or 10715A (Keysight). These interferometers have the four beams either coplanar and evenly spaced, where the inner pair and the outer pair represent the two arms or organized in a 2x2 matrix with the beams from respective arms on the diagonals. What remains is the cosine error, that typically occurs due to the imperfect motion of the measurement mirror resulting in its residual tilt (pitch and yaw) that occur both statically (e.g., from guiding errors) and dynamically (e.g., from vibrations).

In this paper, we present a four beam double-pass differential plane interferometer with coplanar beams and coaxial arms, that combines an original optical arrangement and the ability to detect the tilt of the measurement mirror. The interferometer optics is arranged and realized as a self-contained, compact single block without the need for an external beam-splitting element and assembled using the optical contacting to increase the thermo-mechanical and alignment stability of the optical elements.

The arrangement also allows us to introduce the detection of lateral displacement of the beam in one of the interferometer arms with a position-sensitive detector so that any changes in the tilt of the respective mirror could be detected *in-situ*, simultaneously with the phase measurement and with real-time response. As the response of the lateral shift scales with the physical distance, it might be slightly impractical for the inference of the absolute tilt angle, but well exploitable for the realization of a closed-loop compensation of the tilt, for instance using the wide-spread piezoelectric adjusters.

The in-line tilt detection feature could be considered a significant advantage in comparison with alternative approaches. Most usually an additional interferometer axis (or axes for up to six degrees of freedom characterization) is used [17,18,29–32] (which is costly). A different approach might be, for example, a CCD-assisted alignment [33] (which probably will not keep pace with the phase measurement) or *in-situ* estimation through physically “modulating” the pitch and yaw [34] (that require repeated measurement).

In the following sections, we describe the architecture and optical arrangement (Section 2) and the tilt sensing approach (Section 3), present the characterization (Section 4) and discuss the aspects of the presented system (Section 5) before concluding the article (Section 6).

## 2. The interferometer

The architecture of the interferometer is shown in Fig. 1. The heart of the optical arrangement is the large polarizing beam splitter (PBS) that distributes the input laser beam into four parallel beams in a single plane. With the first incidence of the input laser beam on the beam-splitting layer, this is split into two beams, forming the two polarization-separated arms of the interferometer. The reflected part exits the interferometer as the first-pass beam of the outer pair. The transmitted part undergoes a reflection on the auxiliary corner cube (CC), bounces back from the dielectric reflective coating on the opposite side, passing twice the quarter-wave plate (QWP), and then reflects on the splitting layer and exits the interferometer as the first-pass beam of the inner pair.

Both beams pass the other QWP once after exiting the PBS, and once after bouncing back from plane surfaces, then re-enter the interferometer, undergo a reflection on the rear CC, and exit the interferometer as the second-pass beams. After the second round-trip, the returning inner beam carries on with the voyage bouncing from the QWP on the right side, where a small part of the beam is transmitted and illuminates

the position-sensitive detector that allows for the sensing of the tilt of the surface that reflects the inner beam. It then passes the other small CC and joins the outer beam on its return from the second pass at the beam-splitting plane. From here, the recombined (and still polarization-separated) beams continue hand-in-hand towards the four-diode homodyne receiver.

To achieve maximal thermo-mechanical stability of the optical arrangement, depicted in Fig. 2, the components were manufactured from fused silica (bulk components) and crystal quartz (retardation plates), that have low and approximately matching coefficient of thermal expansion. The components, coated with anti-reflection coatings, were assembled using the optical contacting technology. The optical assembly (56 × 51 × 12 mm) was enclosed in a titanium housing (94 × 60 × 30 mm), which also contained the phase receiver, the position-sensitive detection facility and a collimator slot for a convenient optical fibre light delivery.

The homodyne receiver, principally described, e.g., in [35], used a four-detector arrangement and incorporated an active preamplifier. For the tilt sensing, the four-quadrant photodiode (Hamamatsu S4349) was installed, also with a preamplifier. Both transistor-based amplifiers were designed as low-power and low-dissipation circuits.

## 3. Tilt sensing

The tilt detection feature in the interferometer system exploits the internal reflection at zero degrees that occurs in the path of the inner arm, apparent from Fig. 1. When the respective mirror is tilted by the angle of  $\varphi$ , as illustrated in Fig. 3, the beam in the inner path is deflected by  $2\varphi$  on its first incidence with the mirror. Back on the rear plane of the large beam-splitter, the pivot plane, the projection of the beam is laterally shifted by  $d_x = L_a \tan(2\varphi)$ , where  $L_a$  is the distance between the pivot plane and the mirror. When the beam passes the corner cube, its tilt is unchanged, and it is laterally shifted by  $-d_x$ . After the second reflection on the mirror, the beam path is again parallel to that of the original beam and laterally displaced by  $2d_x$ . Consequently, the tilt sensing is insensitive to the spacing between the optics and the position detector, but the absolute value of the beam displacement is proportional to the distance between the optics and the mirror.

The position-sensitive detector in our system features four square-shaped photo-sensitive segments in a 2 × 2 matrix. When the beam illuminates the four-quadrant detector, a shift of the incident beam's axis from the detector's area affects the incident power on the individual segments  $q_1, q_2, q_3, q_4$ . Using the traditional interrogation approach, we calculate

$$S = q_1 + q_2 + q_3 + q_4 \tag{1}$$

$$D_x = [(q_1 + q_4) - (q_2 + q_3)]/S \tag{2}$$

$$D_y = [(q_1 + q_2) - (q_3 + q_4)]/S \tag{3}$$

to obtain tilt signals  $D_x, D_y$  that correspond to the tilt in  $x$ - and  $y$ -axes. These sigmoid-shape signals, normalized by the total incident intensity  $S$ , have a range of  $[-1, 1]$ , and their slope and definition range is a function of the beam radius, the beam profile, the  $L_a$  distance affected by tilt and  $L$  the total distance the beam travels from the waist to the detector (when the mirrors are perfectly aligned).

We can roughly estimate the waveform with a simple numerical model. Assume the mirror is tilted by  $\alpha, \beta$  in the  $x$ - and  $y$ -axes. Then on the detector, the incident beam has the offset  $x_0, y_0$  from the center

$$x_0 = 2L_a \tan(2\alpha) \tag{4}$$

$$y_0 = 2L_a \tan(2\beta) \tag{5}$$

and the beam path length  $z$  will be

$$z = L - 2L_a + \sqrt{4L_a^2 + x_0^2 + y_0^2} \tag{6}$$

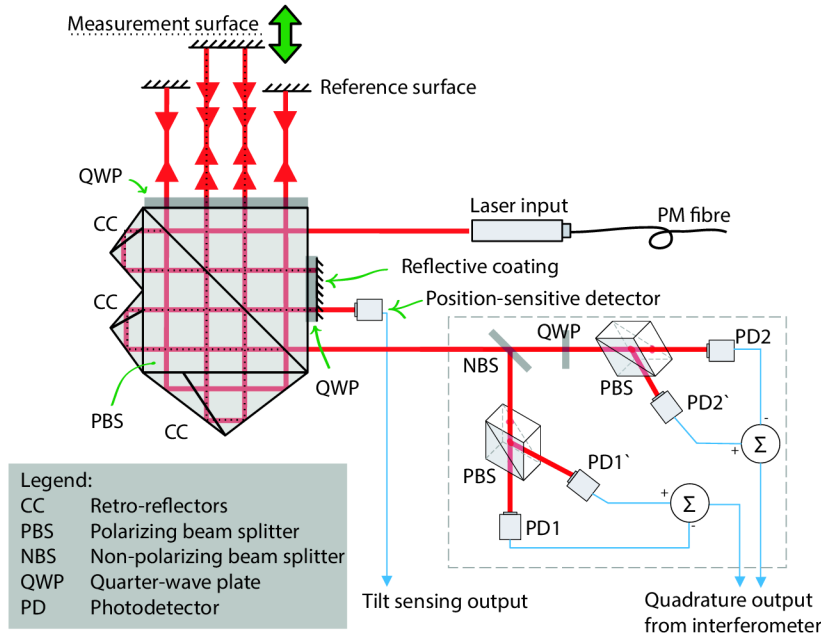


Fig. 1. The architecture of the interferometer system: the optical arrangement creates four parallel beams in a single plane, reflected from a pair of plane surfaces, where the inner pair and the outer one represent the two arms (the beam path in the inner arm is emphasised with the fine dots).

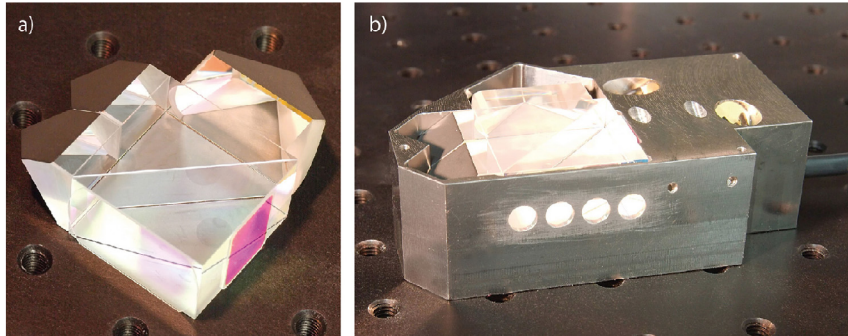


Fig. 2. The interferometer optics assembled (a) and mounted in the housing (b) – provisional housing from aluminium is depicted.

Knowing the wavelength  $\lambda$  of the Gaussian beam with the waist radius of  $w_0$ , we can express the actual radius depending on the distance  $z$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_r}\right)^2} \quad (7)$$

where  $z_r = \pi w_0^2 / \lambda$  is the Rayleigh length. The beam intensity at particular point  $(x, y)$  can be expressed as

$$I(x, y) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)}\right)^2 \exp\left[-\frac{2((x - x_0)^2 + (y - y_0)^2)}{w(z)^2}\right] \quad (8)$$

where  $I_0$  is peak intensity.

By integrating the function over the range given by the physical dimensions of the photodetector segments, we obtain the desired waveform. An example, based on real parameters of our experimental setting, is depicted in the later section in Fig. 6a.

#### 4. Characterization

To characterize the performance of our design, we present both an empirical assessment (Sections 4.3 and 4.4) and an experimental investigation. We have carried out two (sets of) experiments: one focused on

assessing the periodic nonlinearity (Section 4.1) and the other on the tilt sensing (Section 4.2). In the first scenario, we introduced a periodical displacement of the reference mirror with a linear translation stage and used frequency decomposition to investigate the amplitude of the periodic nonlinearities. In the second experiment, we observed the angle between the interferometer mirror simultaneously with the tested interferometer and an autocollimator and compared the results with the theoretical prediction from the previous section.

##### 4.1. Investigating the scale linearity

For the investigation of the cyclic errors (see Fig. 4a) we used the laser interferometer in conjunction with a pair of round silver mirrors. The first mirror, referred to as the measurement mirror, with a diameter of 12.7 mm reflected the inner pair of beams and was mounted on a PZT translation stage (Thorlabs MAX312D/M). The reference mirror, used for the outer pair, was a 50.8 mm diameter mirror with 13.5 mm circular cut-away.

The PZT stage was driven with a signal generator producing voltage steps corresponding to  $\approx 5$  nm displacement in  $1.22 \mu\text{m}$  range (covering slightly over seven interference fringes). A frequency stabilized and iodine locked diode laser [36] with optical fiber-coupled output

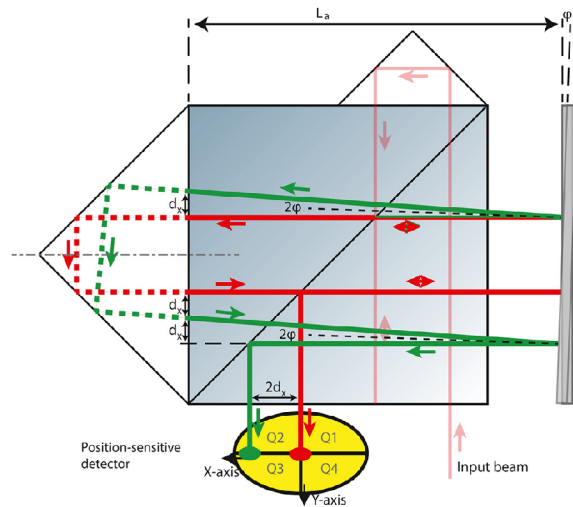


Fig. 3. The effect of mirror tilt to the beam path in the interferometer: the tilt of the mirror causes only a lateral displacement of the beam and not a tilt.

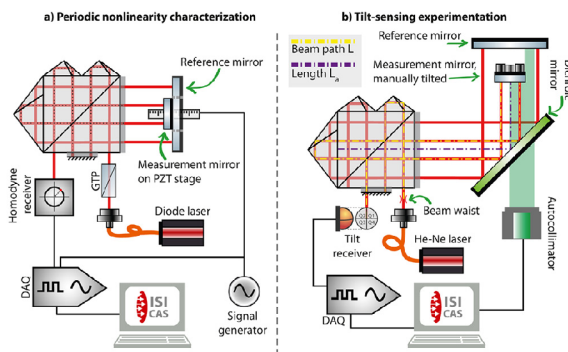


Fig. 4. The experimental setups for the characterization of periodic nonlinearities (a) and the proof-of-concept tilt-sensing experiments (b); the beam path  $L$  denotes the total length the beam travels from the waist through the inner arm of the interferometer to the position-sensitive detector and the length  $L_a$  is the distance affected by tilt of the measurement mirror.

served as a source for the interferometer. The prototype of the interferometer we used for the experimentation was adjusted for the input power of 0.25 mW, which resulted in  $\approx 40 \mu\text{W}$  power on each photodiode in the receiver. Before entering the interferometer, the laser beam polarization was filtered with a Glan-Taylor calcite polarizer. The output from the interferometer was converted into voltage signals with the four-photodiode homodyne receiver. These signals were consequently recorded and preprocessed with our custom interferometer module (DETINF card by ISI) with 0.5 kHz output frequency and simultaneously sampled 12-bit analog inputs.

On the recorded signals, we applied the elliptical correction [6] and extracted the interference phase. Then we averaged the read displacement for individual steps and removed the trajectory of the PZT with a polynomial.

Fig. 5 shows that without the elliptical correction the interferometer exhibits a periodic nonlinearity  $< 0.55 \text{ nm}$ . With the correction applied, the residuals generally keep below  $\pm 0.1 \text{ nm}$  ( $\sigma = 0.055 \text{ nm}$ ); we attribute the outliers to the environmental factors. Such a performance closely follows the state of art in the interferometry, with currently recognized non-linearity limit at 5 pm and resolution figure at 0.1 nm [2].

Clearly, the technique we used has its limitations, and further experimentation would be needed to investigate the limits of the non-linearity and possibly enhance the post-processing scheme to push the performance closer to the current state-of-art. The next step forward would be a calibration against a suitable closed-loop controlled system, for instance, the X-ray interferometry [37].

#### 4.2. Testing the tilt detection

For the experimental investigation of the tilt sensing, we used interferometer together with the pair of mirrors and a reference autocollimator, as sketched in Fig. 4b. As the source, we used a frequency stabilized single-mode He-Ne laser with fiber-coupled output with the nominal diameter of the feeding beam of 4 mm. The position-sensing detector with active surface of  $3 \times 3 \text{ mm}$  received only the small fraction ( $0.3 \mu\text{W}$ ) that passed through the coating (as this was designed for maximal reflectivity) on the small wave-plate. With the use of a dichroic mirror, we arranged the setup so that we were able to manually tilt the mirror and simultaneously observe the tilt with both the reference system and the interferometer under test. The active length of the beam path between was  $L_a = 190 \text{ mm}$  and the total path was  $L = 959 \text{ mm}$ . The four signals from the position-sensitive detector were recorded with our custom mixed-signal module (ADDA3g card by ISI) with 0.5 kHz sampling frequency, and 12-bit analog inputs.

Before the measurement procedure, the mirrors were aligned to obtain an interferogram with the best contrast. Their parallelity was checked with the autocollimator, whose gauges were reset to a zero angular position.

During the actual measurement, we manually adjusted the mirror pitch between zero and  $850 \mu\text{rad}$  stepwise with  $120 \mu\text{rad}$  increments, then adjusted back to zero, then we went in the other direction to  $850 \mu\text{rad}$  and back to zero (please note the range and steps are approximate as the measuring instrument operated with arc seconds, i.e. we used  $\pm 175 \text{ asec}$  range with 25 asec steps). For each pitch, we took  $\approx 1000$  readings of the signals of interest.

The outcomes are summarized in Fig. 6. Fig. 6a shows the theoretically predicted course of the tilt signal  $m_y$ , overlapped with the experimentally obtained curve  $c_y$ . The plot also shows a linear fit of the nearly-linear middle section of the predicted signal (in the range of  $\pm 1000 \mu\text{rad}$ ) – the slope of this linear fit indicates that for particular configuration in the sensitivity of the tilt measurement is approximately  $0.48 \cdot 10^{-3} \mu\text{rad}^{-1}$ .

The difference  $c_y - m_y$  between the experimental data and theoretical prediction, shown in Fig. 6b, falls below 0.02 in the  $\pm 1000 \mu\text{rad}$  region, which indicates approximate accuracy (in terms of linearity error) below  $41.3 \mu\text{rad}$ . The standard deviation of readings at particular points, shown in Fig. 6c, indicates the precision of reading  $\sigma < 5.7 \mu\text{rad}$ .

It is apparent that the accuracy of the tilt detection does not reach the figures achievable with the additional interferometer axis (or interferometer with the multi-axis arrangement; typically around  $1 \mu\text{rad}$  [31,32]). With the current state, the most limiting factor is probably the amount of light incident to the position-sensitive detector and associated noise from amplification of the weak signals. We expect the figure would improve when the position-sensitive detector operates with higher incident power than we have available now, which involves redesigning the reflective optical coatings.

The significant advantage of our approach is that the tilt is detected without this added axis (which is convenient in terms of cost and space). It also does not pose additional requirements (and uncertainty sources) such as the geometrical properties of the reflectors, their mutual organization or uneven influence of the atmospheric perturbances.

#### 4.3. Measurement capability

With the experimental results at hand, we are able to characterize the measurement capability of the proposed interferometer system:



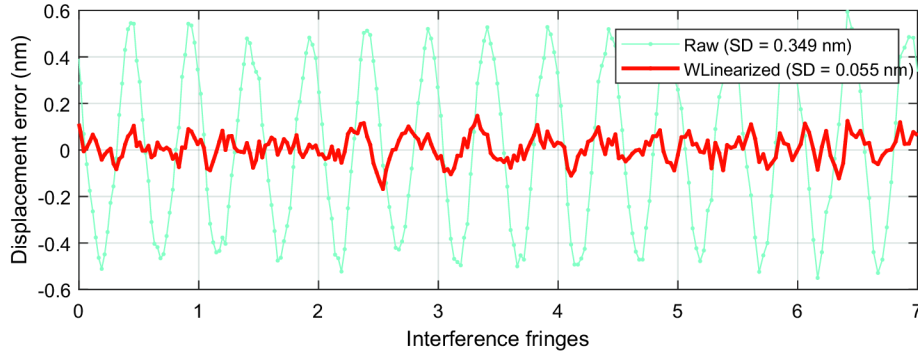


Fig. 5. The periodical non-linearity residuals of the interferometer.

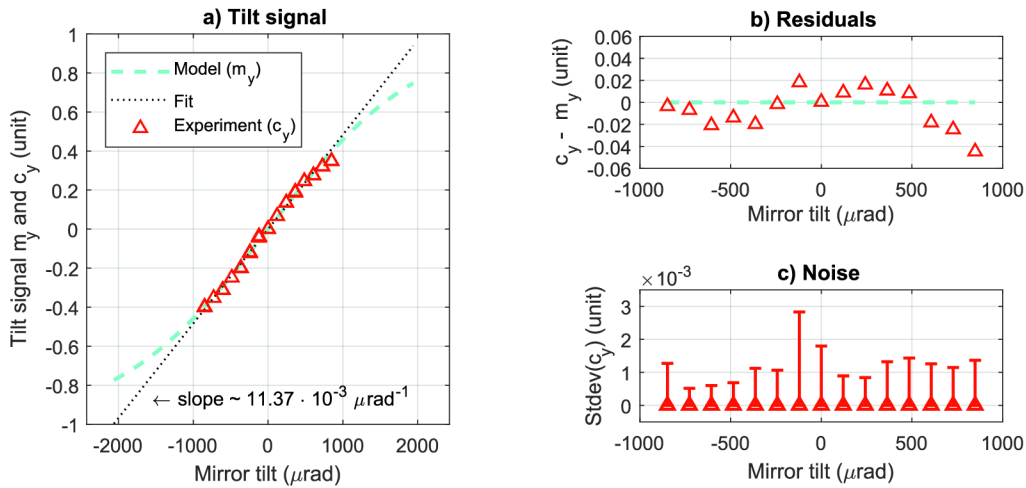


Fig. 6. The tilt-detection output curve: dashed line shows theoretically modelled shape and triangles show experimental observations (a); the coincidence of the model and the experimental outcomes (b); the fluctuations of the tilt reading (c).

*Displacement resolution* is principally limited by the fringe subdivision approach. For the homodyne detection the resolution is typically given by the performance of the consequent analogue-digital conversion of the signals from the homodyne receiver; depending on the condition the limit lies at picometre level ([36], Section 2.3).

*Displacement precision and accuracy* are limited by several factors. A constant term involves: (a) the periodic non-linearity stemming mainly from manufacturing imperfections and parasitic polarization crosstalks, experimentally found to be 0.055 nm with our interferometer and (b) the noise floor (that also involves the processing electronics beyond the interferometer), that was found to be below 0.07 nm with 10 ms averaging (see Fig. 7).

Other factors are relative to the difference in the optical path length in the interferometer's arms  $L$ : (a) the environmental disturbances, manifesting as changes in the refractive index of air, typically controllable down to  $1 \cdot 10^{-8} \cdot L$  and (b) the optical frequency stability of the laser source ( $2 \cdot 10^{-8} \cdot L$  with a He-Ne laser).

*Displacement range* is principally limited by the coherence length of the laser source (hundreds of meters with the He-Ne lasers) and the adjustment of geometry of the laser beam and the interferometer's optics. In our previous work, we have demonstrated the measurement on a 3.5 m long calibration bench with the slightly different two-pass arrangement, but with identical beam collimation and very similar optical components [38]. It translates to 1.75 m range for the four-pass system,

but it could be safely expected the range could be upscaled by a factor of ten.

The interferometric system from Řeřucha et al. [38] also used identical homodyne receivers and we demonstrated the *displacement bandwidth* of up to  $19 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$  which translates to  $9.5 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$  for the four-pass system.

As for the tilt sensing performance, we are able to estimate the *tilt sensing precision and accuracy* and *tilt sensing range* using the experimentally obtained values. We have evaluated the precision to be  $5.7 \mu\text{rad}$  and the accuracy to be  $41.3 \mu\text{rad}$ . We assume the useful measurement range is  $\pm 2000 \mu\text{rad}$ , where the sigmoid-shaped tilt signal has a reasonably detectable slope. We substitute these three angular values as  $\alpha$  into the Eq. (4), effectively converting them onto the lateral shift of the laser beam on the surface of the position-sensitive detector  $x_0$ . Then we reorganise the Eq. (4) to express the angle  $\alpha$  as a function of parameter  $L_a$

$$\alpha = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{x_0}{2L_a} \right) \tag{9}$$

and substitute the respective values of  $x_0$ , we obtain the approximation of the precision, accuracy and range as a function of the distance  $L_a$ , shown in Fig. 8. For the minimal  $L_a = 40 \text{ mm}$  (when the mirror is as close as possible to the interferometer housing) the measurement range will be the broadest ( $9.5 \text{ mrad}$ ) and the precision and accuracy the worst ( $190$  and  $27 \mu\text{rad}$ ). At  $L_a = 1 \text{ m}$ , the range decreases to mere

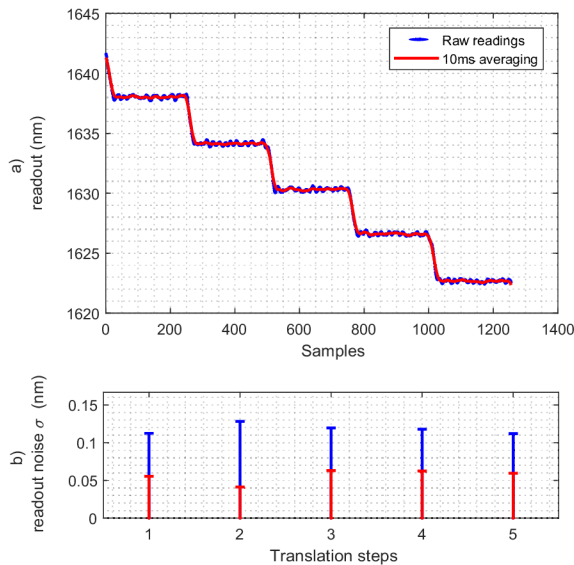


Fig. 7. Displacement readings from the interferometer during step-by-step translation demonstrate the  $1\sigma$  noise below 0.15 nm with raw readings and below 0.07 nm with 10 ms averaging.

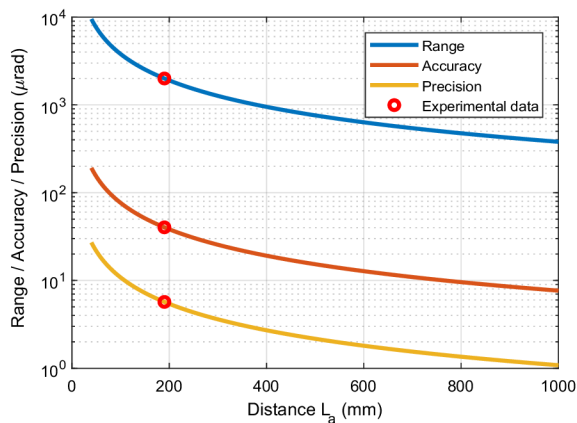


Fig. 8. The measurement range (a) and accuracy (b) of the tilt sensing as a function of distance  $L_a$ .

(380  $\mu\text{rad}$ ) and the precision and accuracy significantly improves (7.7 and 1.1  $\mu\text{rad}$ ). In other words, the signal-to-noise ratio (the accuracy to measurement range ratio) and the dynamic range (the precision to measurement range ratio) are constant. Similarly, the particular figures will also scale proportionally to the beam radius and its Rayleigh distance.

The *tilt sensing bandwidth* is directly related to the frequency response  $f_c$  of the position-sensitive detector and the preamplifier, that is in our case higher than 1 MHz.

A detailed characterization of the tilt sensing performance would require more experimentation, especially with the adjusted configuration of the reflective coating that would allow for more incident power on the position-sensitive detector. We estimate that this adjustment could improve the accuracy by a factor of 10, which would render the performance much close to that of interferometer-based angular measurements.

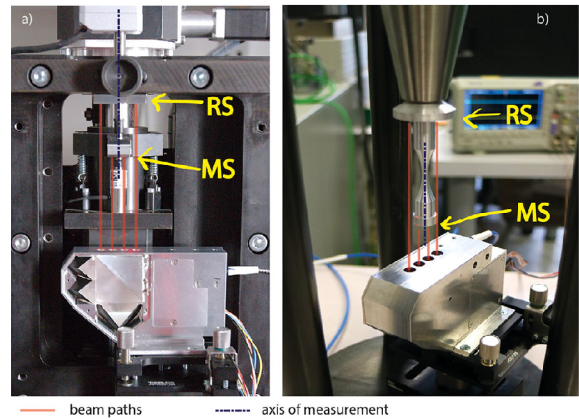


Fig. 9. Example application arrangements with the reference (RS) and measurement (MS) surface indicated: setup for calibration of 8-mm pencil-type length gauges (a) and setup for high-cycle material fatigue characterization (b).

#### 4.4. Application use cases, improvement over state-of-art

Due to a large amount of previously published interferometric systems for dimensional measurements [1–3], it is challenging to compare the presented systems in every aspect. Generally (as we mentioned in introductory section), the significant advantage of the presented interferometer is the compact and single-block form factor, that in combination with the four-beam coplanar differential arrangement and cube-corner retroreflectors in the beam paths delivers the principally most stable and geometry error-free operation for a wide range of measurement scenarios. Of course, there might be a slightly better performing approach for any of the scenario, but it will be probably significantly more complex and more application-specific.

Fig. 9 a) shows the interferometer mounted in a machine, designed for the calibration of 8-mm form-factor length gauges. This application could be perceived as a significantly simplified alternative, e.g. to the PTB nano-comparator [15] for industrial use. Any interferometer with other than the coplanar four-beam differential arrangement would bring increased measurement uncertainty because of geometric errors (Abbe errors, material thermal expansion). The existing interferometers with the right arrangement are bulkier. However, our interferometer brings additional advantage with the tilt sensing, that allows the system to compensate for the parasitic angular movement of the measuring mirror in the real-time.

Fig. 9 b) shows the interferometer mounted in an experimental arrangement used for measurement of high-cycle material fatigue. The material sample is subjected to a vibration load along the measurement axis (at  $\approx 20$  kHz) until the sample breaks apart. The interferometer evaluates the elongation of the sample, especially just before breaking. The frequency amplitude of the induced vibrations caused rapid phase-changes (interference fringes were observed with up to 25 MHz bandwidth) that were processed with dedicated electronics with 100 MHz. The requirement for such a high bandwidth would generally prevent the use of a heterodyne interferometer (again, except for some significantly more complex dedicated setup [39]). Here, a non-differential arrangement would cause problems with mechanical stability due to induced vibrations. The differential interferometers with the beams organized into the  $2 \times 2$  matrix would be very difficult to align with the sample.

#### 5. Discussion

The presented configuration passively compensates a small tilt of the measuring mirror with respect to the reference mirror in terms of

preserving the contrast of the interferograms. As both the measuring beam and the reference beam pass through a single large corner-cube reflector, the tilt of the mirrors only reduces the overlap of the beams from the two arms at the output. This results in a lower interference contrast but not in a tilt of the wavefronts.

The sensitivity and range of the tilt detection could be scaled by choosing a suitable distance between the interferometer's body and the mirrors (as mentioned before). Thanks to the differential and common-path arrangement, the physical placement does not add up to the dead-path thus does not increase the sensitivity to the environmental influences.

What could be seen as the Achilles heel is that the lengths of the beam paths "in glass" differ by  $\approx 150$  mm between the measuring and reference arms. This unbalance increases sensitivity of the interferometer to thermal expansion of the glass ( $75 \text{ nm}\cdot\text{K}^{-1}$ ) and thermal drift of the refractive index ( $1.3 \mu\text{m}\cdot\text{K}^{-1}$ ) [40]. These effects are, on the other hand, significantly less severe thanks to the manufacturing out of fused silica with small temperature sensitivity ( $0.52 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ) and very low thermal conductivity ( $1.38 \cdot 10^{-3} \text{ W}\cdot\text{K}^{-1}$ ). The unbalance of the beam paths also makes the interferometer susceptible to the frequency noise of the laser source, where 1 part per billion drift of the optical frequency will induce  $\approx 150$  pm drift.

Based on these findings, we have proposed a slightly modified arrangement, where the input beam would enter the optics at the point where the inner arm beam bounces for the first time from the small wave-plate. This wave plate will be replaced with two smaller ones, where one will remain in place where the part of the light is let through to the position-sensitive detector, and the other will be placed where the input beam initially entered the interferometer. Consequently, the geometric properties would remain intact, but the path will have equal length.

## 6. Conclusion

We presented the universal and compact design of a common-path displacement measuring interferometer with original optical arrangement suited for differential measurement with Abbe principle preservation. The interferometer system integrates the self-contained optics with the phase receiver and a facility for detecting the tilt of the one of its mirror in a compact package. The experimentation revealed the interferometer system has a periodic nonlinearity  $< 0.1$  nm, and can detect the tilt of one of the mirrors with resolution down a few microradians so that the geometrical errors associated with the translation of the movable mirror can be detected and further reduced. The drawback of the presented system is the overall sensitivity to long-term temperature drifts and relatively complicated manufacturing process.

A natural road further is the characterization of the system with the modifications proposed in previous sections, and then a practical evaluation of the closed-loop tilt compensation. It might also be interesting to push the tilt-detection further with more than four "pixels" [41]. Regarding the cyclic error, further experimentation and enhancement (mentioned before) would be also needed to investigate and push the limits.

Despite the recognized obstacles to be overcome, the presented system represents a way to easier adoption of the laser interferometry into dimensional optical metrology systems with the typical error sources in mind, leading to more straightforward integration together with smaller and well-defined measurement uncertainties.

## Declaration of Competing Interest

The authors declare that they have no known competing financial interests or personal relationships that could have appeared to influence the work reported in this paper.

## CRediT authorship contribution statement

**Šimon Řeřucha:** Conceptualization, Investigation, Methodology, Software, Validation, Data curation, Visualization, Writing - original draft, Writing - review & editing. **Miroslava Holá:** Investigation, Resources, Writing - review & editing. **Martin Šarbot:** Formal analysis, Writing - review & editing. **Jan Hrabina:** Methodology, Writing - review & editing. **Jindřich Oulehla:** Resources, Writing - review & editing. **Ondřej Číp:** Conceptualization, Supervision, Writing - review & editing. **Josef Lazar:** Conceptualization, Supervision, Writing - review & editing.

## Acknowledgements

This EMPIR 17IND03 LaVA project has received funding from the EMPIR programme co-financed by the Participating States and from the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme.

Authors acknowledge support from: the EMPIR programme (17IND03 LaVA); the Ministry of Industry and Trade of the Czech Republic (FV10336); the Technology Agency of the Czech Republic (TE01020233;TN01000008); the European Commission and the Ministry of Education, Youth and Sports of the Czech Republic (CZ.1.05/2.1.00/01.0017, LO1212, CZ.02.1.01/0.0/0.0/16.026/0008460); the Czech Academy of Sciences (RVO:68081731).

## Supplementary material

Supplementary material associated with this article can be found, in the online version, at doi:10.1016/j.optlaseng.2021.106568 .

## References

- [1] Yang S, Zhang G. A review of interferometry for geometric measurement. *Meas Sci Technol* 2018;29:102001. doi:10.1088/1361-6501/aad732.
- [2] Watchi J, Cooper S, Ding B, Mow-Lowry CM, Collette C. Contributed review: a review of compact interferometers. *Rev Sci Instrum* 2018;89:121501. doi:10.1063/1.5052042.
- [3] Coveney T. A review of state-of-the-art 1D length scale calibration instruments. *Meas Sci Technol* 2020;31:042002. doi:10.1088/1361-6501/ab5f71.
- [4] Bobroff N. Recent advances in displacement measuring interferometry. *Meas Sci Technol* 1993;4:907–26. doi:10.1088/0957-0233/4/9/001.
- [5] Haitjema H. Calibration of displacement laser interferometer systems for industrial metrology. *Sensors* 2019;19. doi:10.3390/s1919194100.
- [6] Číp O, Petru F. A scale-linearization method for precise laser interferometry. *Meas Sci Technol* 2000;11:133–41. doi:10.1088/0957-0233/11/2/305.
- [7] Ahn J, Kim J-A, Kang C, Kim J-W, Kim S. A passive method to compensate nonlinearity in a homodyne interferometer. *Opt Express* 2009;17:23299–308. doi:10.1364/OE.17.023299.
- [8] Pozar T, Mozina J. Enhanced ellipse fitting in a two-detector homodyne quadrature laser interferometer. *Meas Sci Technol* 2011;22. doi:10.1088/0957-0233/22/8/085301.
- [9] Kňing R, Wimmer G, Witkovský V. Ellipse fitting by nonlinear constraints to demodulate quadrature homodyne interferometer signals and to determine the statistical uncertainty of the interferometric phase. *Meas Sci Technol* 2014;25:115001. doi:10.1088/0957-0233/25/11/115001.
- [10] Birch KP, Downs MJ. An updated Edlén equation for the refractive index of air. *Metrologia* 1993;30:155–62. doi:10.1088/0026-1394/30/3/004.
- [11] Birch KP, Downs MJ. Erratum: correction to the updated Edlén equation for the refractive index of air (*Metrologia* (1994) 31 (315–316)). *Metrologia* 1994;31:315–16. doi:10.1088/0026-1394/31/4/006.
- [12] Ciddor PE. Refractive index of air: new equations for the visible and near infrared. *Appl Opt* 1996;35:1566–73. doi:10.1364/AO.35.001566.
- [13] Hucl V, Cizek M, Hrabina J, Mikel B, Rerucha S, Buchta Z, Jedlicka P, Lesundak A, Oulehla J, Mrna L, Sarbot M, Smid R, Lazar J, Číp O. Automatic unit for measuring refractive index of air based on Ciddor equation and its verification using direct interferometric measurement method. *Proc SPIE*, vol 8788; 2013. doi:10.1117/122020756.
- [14] Lazar J, Holá M, Číp O, Hrabina J, Oulehla J. Interferometric system with tracking refractometry capability in the measuring axis. *Meas Sci Technol* 2013;24:067001. doi:10.1088/0957-0233/24/6/067001.
- [15] Flugge J, Weichert C, Hu H, Koning R, Bosse H, Wiegmann A, Schulz M, Elster C, Geckeler RD. Interferometry at the PTB nanometer comparator - design, status and development. In: *Proc SPIE*, vol. 7133; 2009. DOI: 10.1117/12.821252
- [16] Weichert C, Quabis S, Flugge J. A new vacuum setup for fundamental investigations on interferometric length measurements. In: *euspen's 18th international conference & exhibition, Venice, IT, 2018.*

- [17] Eves BJ. Design of a large measurement-volume metrological atomic force microscope (AFM). *Meas Sci Technol* 2009;20:084003. doi:10.1088/0957-0233/20/8/084003.
- [18] Ducourtieux S, Poyet B. Development of a metrological atomic force microscope with minimized Abbe error and differential interferometer-based real-time position control. *Meas Sci Technol* 2011;22:094010. doi:10.1088/0957-0233/22/9/094010.
- [19] Lazar J, Hrabina J, Šerý M, Klapetek P, Číp O. Multiaxis interferometric displacement measurement for local probe microscopy. *Cent Eur J Phys* 2012;10:225–31. doi:10.2478/s11534-011-0093-5.
- [20] Weichert C, Köchert P, Köning R, Flügge J, Andreas B, Kuetgens U, Yacoot A. A heterodyne interferometer with periodic nonlinearities smaller than  $\pm 10$  pm. *Meas Sci Technol* 2012;23:094005.
- [21] Křen P, Balling P. Common path two-wavelength homodyne counting interferometer development. *Meas Sci Technol* 2009;20:084009. doi:10.1088/0957-0233/20/8/084009.
- [22] Pisani M, Yacoot A, et al. Comparison of the performance of the next generation of optical interferometers. *Metrologia* 2012;49:455.
- [23] Kramar JA, Dixon R, Orji NG. Scanning probe microscope dimensional metrology at NIST. *Meas Sci Technol* 2010;22:024001. doi:10.1088/0957-0233/22/2/024001.
- [24] Schenberger C, Alvarado SF. A differential interferometer for force microscopy. *Rev Sci Instrum* 1989;60:3131–4. doi:10.1063/1.1140543.
- [25] Cunningham MJ, Cheng ST, Clegg WW. A differential interferometer for scanning force microscopy. *Meas Sci Technol* 1994;5:1350–4. doi:10.1088/0957-0233/5/11/005.
- [26] Stone J. Test and calibration of displacement measuring interferometers. In: *Proceedings of the 3rd international conference on mechanical metrology (CIMMEC III)*, Gramado, Brazil.; 2014.
- [27] Downs MJ. A proposed design for an optical interferometer with sub-nanometric resolution. *Nanotechnology* 1990;1:27–30. doi:10.1088/0957-4484/1/1/005.
- [28] Yacoot A, Downs MJ. The use of x-ray interferometry to investigate the linearity of the NPL differential plane mirror optical interferometer. *Meas Sci Technol* 2000;11:1126–30. doi:10.1088/0957-0233/11/8/305.
- [29] Lazar J, Klapetek P, Číp O, Čížek M, Šerý M. Local probe microscopy with interferometric monitoring of the stage nanopositioning. *Meas Sci Technol* 2009;20:084007. doi:10.1088/0957-0233/20/8/084007.
- [30] Lazar J, Klapetek P, Valtr M, Hrabina J, Buchta Z, Číp O, Cizek M, Oulehla J, Sery M. Short-range six-axis interferometer controlled positioning for scanning probe microscopy. *Sensors* 2014;14:877–86. doi:10.3390/s140100877.
- [31] Guo D, Wang M. Self-mixing interferometry based on sinusoidal phase modulation and integrating-bucket method. *Opt Commun* 2010;283:2186–92. doi:10.1016/j.optcom.2010.01.025.
- [32] Strube S, Molnar G, Danzebrink H. Compact field programmable gate array (FPGA)-based multi-axial interferometer for simultaneous tilt and distance measurement in the sub-nanometre range. *Meas Sci Technol* 2011;22. doi:10.1088/0957-0233/22/9/094026.
- [33] Ducourtieux S, Ahamed D, Delvallee A. Minimization of Abbe error on the LNE's metrological AFM by alignment of interferometer laser beams using a CCD camera. *Nanoscale* 2019; 2019. DOI: 10.1039/C9NR01409G.
- [34] Kning R, Flügge J, Bosse H. A method for the in-situ determination of Abbe errors and their correction. *Meas Sci Technol* 2007;18:476–81. doi:10.1088/0957-0233/18/2/s21.
- [35] Řerucha S, Buchta Z, Šarbot M, Lazar J, Číp O. Detection of interference phase by digital computation of quadrature signals in homodyne laser interferometry. *Sensors* 2012;12:14095–112. doi:10.3390/s121014095. DOI: 10.3390/s121014095
- [36] Řerucha S, Yacoot A, Pham TM, Cizek M, Hucl V, Lazar J, et al. Laser source for dimensional metrology: investigation of an iodine stabilized system based on narrow linewidth 633 nm DBR diode. *Meas Sci Technol* 2017;28. doi:10.1088/1361-6501/aa5ab9.
- [37] Yacoot A, Kuetgens U. Sub-atomic dimensional metrology: developments in the control of x-ray interferometers. *Meas Sci Technol* 2012;23:074003. doi:10.1088/0957-0233/23/7/074003.
- [38] Řerucha S, Mikel B, Matej Z, Herman O, Holá M, Jelinek M, Jedlicka P, Číp O, Lazar J. Linearized and compensated interferometric system for high-velocity traceable length calibration on a metre scale. In: *Proc. SPIE*, vol. 10976; 2018. DOI: 10.1117/12.2519461
- [39] Leirset E, Engan HE, Aksnes A. Heterodyne interferometer for absolute amplitude vibration measurements with femtometer sensitivity. *Opt Express* 2013;21:19900–21. <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-21-17-19900>, 10.1364/OE.21.019900
- [40] Leviton DB, Frey BJ. Temperature-dependent absolute refractive index measurements of synthetic fused silica. *Optomechanical technologies for astronomy*, vol 6273; 2006. 62732K. DOI: 10.1117/12.672853
- [41] Šarbot M, Řerucha S, Jedlicka P, Lazar J, Číp O. Tilt angle measurement with a Gaussian-shaped laser beam tracking. In: *Proc. SPIE*, vol. 9132; 2014. DOI: 10.1117/12.2052880