

Razvoj sustava za interferencijsko umjeravanje etalona duljine metodom faznih pomaka

Katić, Marko

Doctoral thesis / Disertacija

2013

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Mechanical Engineering and Naval Architecture / Sveučilište u Zagrebu, Fakultet strojarstva i brodogradnje**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://urn.nsk.hr/urn:nbn:hr:235:199815>

Rights / Prava: [In copyright](#) / [Zaštićeno autorskim pravom.](#)

Download date / Datum preuzimanja: **2024-07-13**

Repository / Repozitorij:

[Repository of Faculty of Mechanical Engineering and Naval Architecture University of Zagreb](#)





Sveučilište u Zagrebu
FAKULTET STROJARSTVA I BRODOGRADNJE

Marko Katić, dipl.ing.stroj.

**RAZVOJ SUSTAVA ZA INTERFERENCIJSKO
UMJERAVANJE ETALONA DULJINE METODOM
FAZNIH POMAKA**

DOKTORSKI RAD

Zagreb, 2013.



University of Zagreb

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING AND NAVAL
ARCHITECTURE

Marko Katić, MSc, BSc

**DEVELOPMENT OF INTERFEROMETRIC
SYSTEM FOR CALIBRATION OF LENGTH
STANDARDS USING PHASE SHIFTING METHOD**

DOCTORAL THESIS

Zagreb, 2013.



Sveučilište u Zagrebu
FAKULTET STROJARSTVA I BRODOGRADNJE

Marko Katić, dipl.ing.stroj.

**RAZVOJ SUSTAVA ZA INTERFERENCIJSKO
UMJERAVANJE ETALONA DULJINE METODOM
FAZNIH POMAKA**

DOKTORSKI RAD

Mentor: Prof.dr.sc. Vedran Mudronja

Zagreb, 2013.



University of Zagreb

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING AND NAVAL
ARCHITECTURE

Marko Katić, MSc, BSc

**DEVELOPMENT OF INTERFEROMETRIC
SYSTEM FOR CALIBRATION OF LENGTH
STANDARDS USING PHASE SHIFTING METHOD**

DOCTORAL THESIS

Supervisor: Prof.dr.sc. Vedran Mudronja

Zagreb, 2013.

PODACI ZA BIBLIOGRAFSKU KARTICU:

UDK: 681.2.08:681.785.5

Ključne riječi: Sljedivost, umjeravanje etalona duljine, interferometar za granične mjerke, metoda faznih pomaka.

Znanstveno područje: TEHNIČKE ZNANOSTI

Znanstveno polje: Strojarstvo

Institucija u kojoj je rad izrađen: Fakultet strojarstva i brodogradnje

Mentor rada: Prof.dr.sc. Vedran Mudronja

Broj stranica: 154

Broj slika: 88

Broj tablica: 14

Broj korištenih bibliografskih jedinica: 44

Datum obrane:

Povjerenstvo: Dr.sc. Biserka Runje, izv. prof. – predsjednica
Dr.sc. Vedran Mudronja, red. prof. – mentor
Dr.sc. Hrvoje Zorc, viši znan. suradnik – član

Institucija u kojoj je rad pohranjen: Fakultet strojarstva i brodogradnje
Nacionalna i sveučilišna knjižnica

Zahvala

Zahvaljujem se svom mentoru prof.dr.sc. Vedranu Mudronji na pruženim savjetima i bezrezervnoj podršci.

Svim kolegama u Nacionalnom laboratoriju za duljinu na velikodušnoj pomoći tijekom cijelog istraživanja. Posebno bih zahvalio kolegi Vedranu Šimunoviću, s kojim je ovaj rad i započet.

Hvala na podršci koju mi je pružila cijela obitelj, a posebno moja supruga Nikolina i kćer Mia.

Na kraju, veliko hvala mom pokojnom ocu Željku, kojemu i posvećujem ovaj rad.

SADRŽAJ

| | |
|--|-----------|
| POPIS SLIKA | 9 |
| POPIS TABLICA..... | 12 |
| POPIS OZNAKA..... | 13 |
| PREDGOVOR | 14 |
| SAŽETAK..... | 15 |
| ABSTRACT | 16 |
| 1 UVOD | 17 |
| 1.1 Etaloni duljine..... | 17 |
| 1.1.1 Povijesni razvoj..... | 17 |
| 1.1.2 Moderni etaloni duljine | 19 |
| 1.2 Sljedivost etalona duljine | 23 |
| 1.3 Motivacija rada..... | 23 |
| 2 OPTIČKA INTERFEROMETRIJA..... | 25 |
| 2.1 Teorija elektromagnetizma | 25 |
| 2.1.1 Propagacija elektromagnetnih valova | 27 |
| 2.1.2 Polarizacija elektromagnetnog zračenja | 30 |
| 2.1.3 Indeks loma | 32 |
| 2.2 Refleksija, refrakcija i difrakcija elektromagnetnog zračenja..... | 32 |
| 2.2.1 Kinematski uvjeti kontinuiteta | 33 |
| 2.2.2 Fresnelove jednadžbe..... | 34 |
| 2.3 Energija elektromagnetnog zračenja..... | 37 |
| 2.4 Optička interferencija..... | 39 |
| 2.4.1 Skalarna superpozicija elektromagnetnih valova..... | 39 |
| 2.4.2 Vektorska superpozicija elektromagnetnih valova | 41 |
| 2.4.3 Vrste i lokalizacija interferencijskih pruga..... | 44 |
| 2.5 Interferometri..... | 44 |
| 2.5.1 Dinamički interferometri..... | 45 |
| 2.5.2 Statički interferometri | 47 |
| 2.5.3 Michelsonov interferometar | 48 |
| 2.5.4 Twyman-Greenov interferometar | 49 |
| 3 INTERFERENCIJSKO UMJERAVANJE ETALONA DULJINE | 52 |
| 3.1 Umjeravanje u frekvencijskom području | 52 |
| 3.2 Interferometri za granične mjerke | 53 |
| 3.3 Apsolutno mjerenje duljine | 54 |
| 3.3.1 Metoda točnih razlomaka | 57 |
| 3.4 Metoda faznih pomaka..... | 64 |
| 3.4.1 Implementacije metode faznih pomaka..... | 68 |
| 3.5 Ograničenja umjeravanja etalona duljine | 70 |
| 3.5.1 Kontaktni sloj između etalona i mjerne podloge..... | 70 |
| 3.5.2 Fazna korekcija | 71 |
| 4 MODIFIKACIJA ZEISS INTERFEROMETRA | 75 |
| 4.1 Opis Zeiss interferometra..... | 76 |
| 4.2 Modifikacije Zeiss interferometra | 77 |
| 4.2.1 Optomehanički sustav za prijenos laserskog snopa | 77 |
| 4.2.2 Akvizicija interferograma..... | 83 |

| | | |
|--------|---|-----|
| 4.2.3 | Softver za akviziciju i analizu interferograma..... | 85 |
| 4.3 | Mjerna nesigurnost ostvarena modifikacijom Zeiss interferometra..... | 92 |
| 4.3.1 | Nesigurnost korištenih valnih duljina | 93 |
| 4.3.2 | Izračun duljine granične mjerke prema metodi točnih razlomaka..... | 93 |
| 4.3.3 | Temperaturna korekcija granične mjerke | 94 |
| 4.3.4 | Nesigurnost debljine kontaktnog sloja | 95 |
| 4.3.5 | Nesigurnost zbog optičkih elemenata interferometra..... | 96 |
| 4.3.6 | Nesigurnost kolimacije svjetlosnog snopa | 96 |
| 4.3.7 | Nesigurnost korekcije indeksa loma zraka | 97 |
| 4.3.8 | Nesigurnost geometrije granične mjerke | 98 |
| 4.3.9 | Nesigurnost fazne korekcije | 99 |
| 4.3.10 | Ukupna mjerna nesigurnost | 100 |
| 4.4 | EURAMET L-K1.2 međunarodna usporedba..... | 101 |
| 5 | IMPLEMENTACIJA METODE FAZNIH POMAKA | 106 |
| 5.1 | Realizacija faznih pomaka..... | 106 |
| 5.2 | Analiza faznih pomaka..... | 108 |
| 5.3 | Utjecaj na mjerno područje metode točnih razlomaka..... | 113 |
| 6 | IZRADA INTERFEROMETRA ZA UMJERAVANJE ETALONA DULJINE | 115 |
| 6.1 | Ograničenja Zeiss interferometra..... | 115 |
| 6.2 | Konstrukcija interferometra | 116 |
| 6.3 | Proračun optičkih i mehaničkih komponenti | 117 |
| 6.3.1 | Sustav za ulaz svjetla | 117 |
| 6.3.2 | Djelitelj snopa | 119 |
| 6.3.3 | Akvizijski sustav..... | 119 |
| 6.3.4 | Prihvati optičkih elemenata..... | 119 |
| 6.3.5 | Implementacija metode faznih pomaka..... | 120 |
| 6.4 | Mjerne značajke interferometra | 122 |
| 6.5 | Moguće konfiguracije interferometra | 126 |
| 7 | MJERENJE KONTAKTNOG SLOJA I FAZNE KOREKCIJE | 127 |
| 7.1 | Mjerenje kontaktnog sloja..... | 127 |
| 7.1.1 | Analiza rezultata mjerenja kontaktnog sloja | 132 |
| 7.2 | Mjerenje fazne korekcije | 134 |
| 7.2.1 | Analiza rezultata mjerenja fazne korekcije | 138 |
| | ZAKLJUČAK..... | 140 |
| | POPIS LITERATURE..... | 142 |
| | ŽIVOTOPIS..... | 144 |
| | BIOGRAPHY..... | 144 |
| | PRILOG 1: Zamjena laserske cijevi u NPL jedno stabiliziranom helij neon laseru..... | 145 |
| | PRILOG 2: Umjerenje valnih duljina REO lasera | 150 |

POPIS SLIKA

| | |
|---|----|
| Slika 1 Jodno stabilizirani helij-neon laser | 20 |
| Slika 2 Planparalelne granične mjerke | 22 |
| Slika 3 Planarni elektromagnetni val | 27 |
| Slika 4 Prostorna varijacija električnog polja E | 28 |
| Slika 5 Prostorna varijacija magnetnog polja B | 28 |
| Slika 6 Sinusoidalni oblik električnog i magnetnog polja | 30 |
| Slika 7 Linearna (lijevo) i kružna (desno) polarizacija elektromagnetnog zračenja. | 32 |
| Slika 8 Elektromagnetni val na granici između dva medija. | 33 |
| Slika 9 Okomita i paralelna orijentacija električnog polja u odnosu na vertikalnu upadnu ravninu. | 35 |
| Slika 10 Simulacija interferencije dva planarna elektromagnetna vala u prostoru. | 39 |
| Slika 11 a) Dva elektromagnetna vala neznatno različitih valnih duljina λ_1 i λ_2 . Iako rezultatno električno polje $E(x)$ oscilira vrlo visokom frekvencijom (b), njegova amplituda $E_0(x)$ varira sa znatno manjom frekvencijom. Na c) je prikazana oscilacija intenziteta rezultatnog vala $E_0^2(x)$, s dvostruko većom frekvencijom od frekvencije amplitude. | 43 |
| Slika 12. Model dinamičkog interferometra | 46 |
| Slika 13 Realni dinamički interferometar s detekcijom smjera. | 46 |
| Slika 14 Shematski prikaz Michelsonovog interferometra | 47 |
| Slika 15 Linearizirani prikaz Michelsonovog interferometra. | 48 |
| Slika 16 Twyman-Green interferometar. | 49 |
| Slika 17 Stvaranje interferencijskih pruga u Twyman-Greenovom interferometru. Interferencijsko polje zbog jednostavnosti je prikazano na zrcalima; u stvarnosti se interferencija odvija nakon djelitelja snopa. | 50 |
| Slika 18 Mjerenje geometrije leće korištenjem sfernog zrcala u Twyman-Green interferometru; desno je prikazano ispitivanje planparalelne staklene ploče. | 51 |
| Slika 19 Shematski prikaz Twyman-Green interferometra za umjeravanje graničnih mjerki. | 54 |
| Slika 20 Formiranje interferencijskog polja pri mjerenju graničnih mjerki. | 55 |
| Slika 21 Prikaz punog broja valova N i frakcionalnog dijela vala F za Interferencijsko mjerenje graničnih mjerki. | 56 |
| Slika 22 Mjerenje frakcionalnog dijela vala F mjerenjem odnosa interferencijskih pruga. | 56 |
| Slika 23 Varijacija punog broja i decimalnog dijela valova pri promjeni valne duljine. | 57 |
| Slika 24 Koincidencije razlomaka. | 60 |
| Slika 25 Koincidencije razlomaka sa $\Delta \leq 20$ nm. | 60 |
| Slika 26 Koincidencije razlomaka sa $\Delta \leq 5$ nm. | 61 |
| Slika 27 Dvije valne duljine i odgovarajuće faze srednjeg intenziteta. | 62 |
| Slika 28 Jednodimenzionalna fazna distribucija s 2π diskontinuitetom. | 67 |
| Slika 29 Jednodimenzionalna fazna distribucija nakon eliminacije 2π diskontinuiteta. | 67 |
| Slika 30 Dvodimenzionalna fazna distribucija prije (lijevo) i nakon (desno) eliminacije 2π diskontinuiteta. | 68 |
| Slika 31 Unošenje faznog pomaka postavljanjem zrcala na piezoaktuator. Pomak piezoaktuatora u iznosu $\lambda/8$ rezultira pomakom faze referentne zrake za $\pi/2$ radijana. | 69 |
| Slika 32 Stvaranje faznog pomaka u jednom kraku interferometra, zakretanjem planparalelne staklene ploče (a), korištenjem difrakcijske ploče (b) i korištenjem Braggove ćelije (c). | 70 |
| Slika 33 Kontaktni sloj na mjestu dodira mjerne podloge i granične mjerke | 71 |

| | |
|---|-----|
| Slika 34 Utjecaj fazne korekcije na interferencijsko mjerenje granične mjerke. | 72 |
| Slika 35 Metoda slaganja graničnih mjerki. | 74 |
| Slika 36 Shematski prikaz prostora na nanomjeriteljstvo; Zeiss interferometar je označen zelenom bojom. | 75 |
| Slika 37 Shematski prikaz Zeiss interferometra. | 76 |
| Slika 38 Utjecaj netočne kolimacije ispitne zrake na interferencijsko mjerenje duljine | 78 |
| Slika 39 Optički sustav za definiranje geometrije ulaznog snopa. | 79 |
| Slika 40 Optički sustav na ulaznoj aperturi Zeiss intererometra. | 79 |
| Slika 41 Provjera kolimacije snopa interferometra. | 80 |
| Slika 42 Prikaz vidnog polja prije i nakon uključenja rotirajućeg difuzora. | 81 |
| Slika 43 Sustav za unos laserskih snopova u optički kabel. | 82 |
| Slika 44 Senzor za mjerenje temperature granične mjerke; iznad granične mjerke vidi se senzor za mjerenje temperature zraka, a ispod dio senzora za mjerenje tlaka i relativne vlažnosti zraka. | 83 |
| Slika 45 Usporedba veličine vidnog polja nakon (lijevo) i prije (desno) unapređenja akvizicije interferograma. | 84 |
| Slika 46 Softver za interferencijsko mjerenje etalona duljine. | 86 |
| Slika 47 Izračun histograma za odabranu regiju interferograma. | 87 |
| Slika 48 Inicijalno definiranje lokacija interferencijskih pruga. | 87 |
| Slika 49 Binarizacija prethodno utvrđenog područja lokacije interferencijske pruge | 87 |
| Slika 50 Definiranje centra interferencijske pruge detektiranjem lijevog i desnog ruba. | 88 |
| Slika 51 Potpuno definirani odnosi interferencijskih polja granične mjerke i mjerne podloge. | 88 |
| Slika 52 Distribucija srednjih vrijednosti Δ prema mogućim rješenjima za odstupanje od nazivne duljine, za primjer iz Tablice 4.1. | 90 |
| Slika 53 Podaci za $\Delta < 10$ nm | 90 |
| Slika 54 Distribucija razlika duljina Δ za mjerenje s jednom dodatnom valnom duljinom, za primjer iz Tablice 4.1. | 91 |
| Slika 55 Grafički prikaz stupnjeva ekvivalencije (DoE) mjernih rezultata s referentnim vrijednostima usporedbe. | 102 |
| Slika 56 Grafički prikaz stupnjeva ekvivalencije (DoE) uz mjernu nesigurnost prema izrazu 3.68. | 104 |
| Slika 57 Oscilacije piezoaktuatora pri postavljanju na zadanu poziciju (15 μ m), uzrokovane inercijom slobodne mase. | 106 |
| Slika 58 Preporučene metode prigušenja vibracija slobodne mase. | 107 |
| Slika 59 Izmjerena fazna distribucija s 2π diskontinuitetima. | 109 |
| Slika 60 Postupak eliminacije nagiba fazne mape. Na donjoj je slici potpuno rekonstruirana mjerna površina, pri čemu se lijevo nalazi dio mjerne podloge, a desno dio granične mjerke; širina i dužina analizirane površine iznosi 6 x 8 mm. Na površini granične mjerke može se primijetiti karakteristična valovitost nastala poliranjem mjerne površine, ukupnog iznosa oko 10 nm. | 110 |
| Slika 61 Faza ispitnog vala prije rekonstrukcije (gornja slika) i pogrešno rekonstruirana faza (donja slika); primjetan je diskontinuitet u centralnom dijelu. | 111 |
| Slika 62 Mjerenje decimalnog dijela valne duljine metodom faznih pomaka. | 112 |
| Slika 63 Mjerno područje uz primjenu metode faznih pomaka i tri dodatne valne duljine. | 113 |
| Slika 64 Mjerno područje uz primjenu metode faznih pomaka i jednom dodatnom valnom duljinom. | 114 |
| Slika 65 Konceptualni 3D model novog interferometra za granične mjerke. | 116 |

| | |
|---|-----|
| Slika 66 Proračun nosivih elemenata konstrukcije; prikazani su konačno odabrani nosači, s kojima su pomaci elemenata na optičkim osima interferometra manji od $\sim 2 \mu\text{m}$. | 117 |
| Slika 67 Skica sustava za ulaz svjetla | 118 |
| Slika 68 Parametri optičkih elemenata sustava za ulaz svjetla. | 118 |
| Slika 69 Implementacija piezoaktuatora u novom interferometru. | 121 |
| Slika 70 Završni CAD model interferometra. | 122 |
| Slika 71 Novi interferometar za granične mjerke. | 123 |
| Slika 72 Interferogram istog zrcala snimljen na modificiranom Zeiss interferometru (lijevo) i novom interferometru (desno). Na desnom je interferogramu primjetan bolji kontrast interferencijskih pruga, što olakšava analizu slike. | 124 |
| Slika 73 Interferogram snimljen novim interferometrom; vidno polje je veće za $\sim 20\%$ u odnosu na Zeiss interferometar. | 125 |
| Slika 74 Rekonfiguracija interferometra u holografski mikroskop. | 126 |
| Slika 75 Okretanje sklopa granične mjerke i mjerne podloge; može se vidjeti skretanje refleksije s gornje površine mjerne podloge. | 128 |
| Slika 76 Promjena interferencijskog polja zbog različitog faznog pomaka pri refleksiji s unutarnje (lijevo) i vanjske (desno) površine mjerne podloge; valovi reflektirani s mjerne podloge prikazani su crvenom bojom. | 129 |
| Slika 77 Promjena u definiciji frakcionalnog dijela vala $F = a/b$. | 130 |
| Slika 78 Korektna orijentacija granične mjerke; dulji brid granične mjerke postavljen je okomito na prirast kuta mjerne podloge. U smjeru mjerenja razlike faza nema promjene debljine mjerne podloge. | 130 |
| Slika 79 Utjecaj nehomogenog indeksa loma mjerne podloge; lijevo je prikazan interferogram snimljen kroz mjernu podlogu od kvarca, a desno kroz mjernu podlogu od N-ZK7 stakla. | 131 |
| Slika 80 Model separacije varijabilnosti kontaktnog sloja | 132 |
| Slika 81 Varijabilnost mjerenja duljine granične mjerke i mjerenja optičke debljine kontaktnog sloja. | 133 |
| Slika 82 Model nove metode mjerenja fazne korekcije. | 136 |
| Slika 83 Mjerenje sklopa graničnih mjerki l_{BA} . | 139 |
| Slika 84 Shematski prikaz helij-neon lasera s eksternim rezonatorom. | 146 |
| Slika 85 Postavljanje zrcala rezonatora pomoću eksterne optičke osi. | 147 |
| Slika 86 Podešavanje zrcala na NPL laseru upotrebom eksterne optičke osi i eksternih apertura. | 148 |
| Slika 87 Prikaz širine spektralne linije helij-neon lasera. | 150 |
| Slika 88 Utjecaj promjene frekvencije lasera na promjenu praga laseriranja. | 151 |

POPIS TABLICA

| | |
|--|-----|
| Tablica 2.1 Maxwellove jednadžbe | 25 |
| Tablica 3.1 Primjena metode točnih razlomaka. | 58 |
| Tablica 3.2 Podaci za proračun koincidencija decimalnih dijelova valnih duljina. | 59 |
| Tablica 3.3 Utjecaj nesigurnosti mjerenja razlomka na nesigurnost utvrđivanja duljine granične mjerke. | 61 |
| Tablica 4.1 Primjer mjerenja granične mjerke metodom točnih razlomaka, s tri dodatne valne duljine | 89 |
| Tablica 4.3 Budžet mjerne nesigurnosti modificiranog Zeiss interferometra, za čelične granične mjerke ≤ 100 mm. | 100 |
| Tablica 4.4 Usporedba varijabilnosti ponovljenih mjerenja u sklopu | 105 |
| Tablica 5.2 Proširenje područja definicije $\tan(\varphi)$ na $\pm\pi$. | 108 |
| Tablica 6.1 Rezultati separacije varijabilnosti kontaktnog sloja. | 133 |
| Tablica 6.2 Apsolutna debljina kontaktnog sloja za podatke iz Tablica 6.1 | 134 |
| Tablica 6.3 Mjerenje fazne korekcije modificiranom metodom slaganja graničnih mjerki. | 138 |
| Tablica 6.4 Mjerenje fazne korekcije modificiranom metodom slaganja graničnih mjerki; prikazana su odstupanja od nazivnih duljina, u nm. | 138 |
| Tablica P2.1 Potencijalna rješenja za zelenu valnu duljinu, u μm . | 153 |
| Tablica P2.2 Rezultati umjeravanja valnih duljina REO lasera. | 153 |

POPIS OZNAKA

| | |
|--------------------|--|
| B : | Vektor magnetske indukcije, T |
| D : | Vektor gustoće električnog polja, C/m ² |
| E : | Vektor intenziteta električnog polja, V/m |
| F : | Decimalni dio valne duljine, 58 |
| H : | Vektor intenziteta magnetskog polja, A/m |
| I : | Srednji intenzitet zračenja, W/m ² |
| I_0 : | Prosječni srednji intenzitet interferencijskog polja, W/m ² |
| J : | Vektor gustoće ukupne struje, A/m ² |
| k : | Kutni valni broj |
| l_{fit} : | Izmjerena optička duljina granične mjerke, m |
| L : | Duljina, m |
| n : | Indeks loma medija |
| N : | Puni broj valnih duljina |
| OPD : | Razlika optičkih puteva, m |
| S : | Poyntingov vektor, W/m ² |
| $u(x)$: | Standardna mjerna nesigurnost |
| $U(x)$: | Proširena mjerna nesigurnost |
| v : | Brzina širenja elektromagnetskog polja, m/s |
| V : | Vidljivost interferencijskih pruga |
| α : | Koeficijent temperaturnog rastezanja, 10 ⁻⁶ K ⁻¹ |
| δ : | Fazna razlika, rad |
| Δ : | Odstupanje razlika izmjerenih decimalnih dijelova valne duljine, nm |
| $\delta(t)$: | Vremenski fazni pomak, rad |
| ε : | Dielektrična konstanta medija, A s/(V m) |
| ϑ_M : | Temperatura granične mjerke, °C |
| ϑ_Z : | Temperatura zraka, °C |
| λ_s : | Sintetska valna duljina, m |
| μ : | Permeabilnost medija, V s/(A m) |
| ρ : | Gustoća slobodnog naboja, C/m ³ |
| $\varphi(x, y)$: | Fazna razlika između referentne i ispitne zrake, rad |
| ϕ_B : | Brewsterov kut, rad |
| ω : | Kutna frekvencija, rad/s |

PREDGOVOR

Mjerenje duljine kroz cijelu je povijest bilo jedan od imperativa razvoja društva, u stalnoj uzročno-posljedičnoj vezi s napretkom tehnologije. Osiguravanje sljedivosti mjerenja, u smislu univerzalnog prihvaćanja mjernih veličina i njihovog iznosa usporedbom s etalonima, jednako je dugo bio jedan od primarnih ciljeva razvoja mjeriteljstva. Od prvih pokušaja unifikacije nacionalnih mjernih sustava u srednjovjekovnoj Europi, preko Konvencije o Metru 1875. g. i osnutka BIPM¹, današnji SI sustav mjernih jedinica predstavlja direktan rezultat tog razvoja.

Razvoj definicije metra doveo je do napuštanja fizičke realizacije metra: 1960 g. za njegovo određivanje odabrana je valna duljina Kriptona 86² u vakuumu, a od 1983. godine metar je definiran preko brzine svjetlosti u vakuumu i sekunde³, s praktičnom realizacijom etalona duljine u obliku emisije jedno stabiliziranog helij-neon lasera. Ovom je definicijom omogućena frekvencijska usporedba etalona najviše razine, što je za posljedicu imalo dramatično smanjenje mjernih nesigurnosti primarnih etalona. Međutim, etalon metra definiran na ovaj način više nije „opipljiv“; primarni etaloni metra su laseri s iznimno stabilnom i poznatom valnom duljinom, što samo po sebi nema praktične svrhe ako iznos valne duljine nije moguće prenijeti na određenu fizičku dimenziju. Stoga prijenos valne duljine primarnog etalona na duljinu fizičkih etalona, korištenjem optičke interferencije (interferometrije⁴) ima vrlo velik značaj u osiguranju sljedivosti mjerenja duljine.

Slijedom navedenog, interferencijsko mjerenje duljine se i danas, nakon više od stoljeća od izuma interferometra, vrlo intenzivno razvija. Osnovni pokretač tog razvoja je kontinuirano povećanje dimenzionalne točnosti u industriji, ali i stalan razvoj nanotehnologije koji zahtijeva pomicanje granica u točnosti mjerenja duljine.

Osnovna motivacija ovog rada temelji se na potrebi ostvarivanja sljedivosti na opisanoj razini u hrvatskom Nacionalnom laboratoriju za duljinu. Rezultati ovog rada su znatno širi od tog cilja, i *de facto* čine Nacionalni laboratorij za duljinu ravnopravnim sudionikom europskog mjeriteljskog sustava na području interferencijskog mjerenja etalona duljine. Razvoj novih mjernih uređaja i metoda koji je obuhvaćen u radu vjerojatno je najvažniji doprinos ovog rada, jer osigurava uspješnu budućnost Laboratorija u istraživanju i razvoju ovoga područja.

Marko Katić, dipl.ing.stroj.

¹ BIPM- fra. *Bureau International des Poids et Mesures*, Međunarodni ured za mase i mjere.

² 1 m = 1 650 763,73 valnih duljina narančasto-crvene emisije spektra Kriptona 86 u vakuumu.

³ 1 m = put koji elektromagnetno zračenje prijeđe u vakuumu tijekom 1 / 299 792 458 sekundi.

⁴ Albert Michelson, izumitelj interferometra, još je 1893.g. predložio ovakvo definiranje etalona duljine.

SAŽETAK

Prijenos valne duljine primarnog etalona na fizičke etalone predstavlja najvišu razinu u osiguravanju sljedivosti mjerenja duljine; osnovni je cilj ovog rada tu najvišu razinu u osiguravanju sljedivosti ostvariti u Nacionalnom laboratoriju za duljinu. U radu su predstavljene modifikacije postojećeg interferometra kojima je omogućeno korištenje laserskih izvora svjetla, te dodatne modifikacije kojima su poboljšane mjeriteljske karakteristike i smanjena nesigurnost interferencijskog umjeravanja etalona duljine primjenom postojećeg interferometra. Pri tome je implementirana i metoda faznih pomaka čime je ostvarena rezolucija mjernog sustava ispod jednog nanometra, a mogućnosti unaprijeđenog interferometra potvrđene su međunarodnom usporedbom.

Po završetku ove faze istraživanja pokrenut je projekt izrade novog interferometra, kojim se željelo omogućiti dodatna istraživanja. Izrađen je Twyman-Green interferometar koji omogućuje kvalitetniju implementaciju metode faznih pomaka, kao i simultanu primjenu više valnih duljina, čime su izbjegnuti najizraženiji nedostaci do sada korištenog interferometra.

Konačno, osmišljena je metoda za direktno mjerenje kontaktnog sloja, što do sada nije bilo moguće, te nova metoda za utvrđivanje fazne korekcije; obje su metode koncipirane tako da budu univerzalno primjenjive, bez obzira na specifičnu vrstu interferometra u kojem se koriste. U radu su prikazani izvodi i rezultati tih metoda, koji potvrđuju njihov doprinos u smanjenju mjerne nesigurnosti.

KLJUČNE RIJEČI: Sljedivost, umjeravanje etalona duljine, interferometar za granične mjerke, metoda faznih pomaka.

ABSTRACT

Describing the length of physical standards in terms of wavelength of a primary length standard represents the highest level of traceability for length; the basic goal of this research is to provide this level of traceability in Croatian National laboratory for length. Extensive modifications were made on a Zeiss gauge block interferometer to achieve this goal; a new optical system was made to allow use of laser light sources and establish traceability, and numerous additional modifications were made to upgrade measurement possibilities and to reduce overall uncertainty for gauge block calibration. These modifications span through the entire measurement system, from improved environmental conditions and digital sensors for their measurement, to improved digital acquisition and analysis of interferograms. Phase shifting interferometry was also implemented in Zeiss interferometer, increasing its resolution below nanometre level. Performance of these modifications was verified through EURAMET Key Comparison with several European institutes.

After this phase of research was complete, development of a new gauge block interferometer was started. As a result, a Twyman-Green interferometer was built, enabling implementation of Synthetic Wavelength Phase Shifting Interferometry. This interferometer was thoroughly tested, and results indicate that it can match the performance of commercial gauge block interferometers.

Finally, as direct result of research described above, two new measurement methods have been proposed. A novel method for direct measurement of wringing layer was tested, with very good results. This method eliminates the variability of wringing layer thickness, without the need for additional measurement equipment, and therefore provides a universal tool for reduction of measurement uncertainty for absolute gauge block calibration. Combination of this method with a modified stack method resulted in a new method for determination of phase correction, which greatly reduces the uncertainty of phase correction and enables its determination with just a fraction of previously required measurements.

KEY WORDS: Traceability, Gauge block calibration, Gauge block interferometry, Phase shifting interferometry.

1 UVOD

Mjerenje duljine od iznimnog je značaja za razvoj tehnologije, a imajući u vidu trenutačne dosege u točnostima izrade i minijaturizaciji proizvoda, ne treba čuditi činjenica da je postalo uobičajeno mjeriti duljinu u mikrometrima i nanometrima. Naravno, ova razina zahtijevane točnosti diktira i razvoj etalona duljine- praktična realizacija metra prema *Mise en Pratique* BIPM-a, jedno stabilizirani helij-neon laser, ima nesigurnost izraženu u dijelovima femtometra. Kratki prikaz povijesnog razvoja mjerenja duljine, predstavljen u nastavku, služi upravo kako bi objasnio potrebu za ovako točnim definicijama etalona duljine. Također, zbog lakšeg praćenja rada predstavljeni su i opisi etalona duljine te osnove metoda osiguravanja sljedivosti korištenih u istraživanju.

1.1 Etaloni duljine

1.1.1 Povijesni razvoj

Najraniji zapisi o standardiziranom sustavu mjernih jedinica za duljinu sežu do 3000 g. p. Kr. i potječu od civilizacija doline Inda, Egipta i Mezopotamije. Iako se radi o prvom zapisanom sustavu mjerenja, najmanja jedinica podjele duljine civilizacije doline Inda iznosila je samo 1,7 mm što je i s današnje točke gledišta vrlo visoka rezolucija te upućuje na dugo razdoblje prethodnog razvoja. Postojanje cijelog sustava mjerenja dokazuju i pronalasci alata za prijenos mjera duljine, koji su omogućavali prijenos duljine etalona na druge artefakte. Važnost, ali i posljedice, točnog mjerenja duljine već u tako ranom stupnju razvoja civilizacije lako je uočiti, poput građevina koje su ne samo iznimno precizno izgrađene već i točno orijentirane prema određenim konstelacijama ili stranama svijeta.

Razvoj mjerenja, prije svega duljine i mase, kroz cijelu je povijest civilizacije uvjetovan razvojem tehnike i trgovine. Razvoj etalona za određene mjerne veličine pratio je i razvoj sustava sljedivosti, u smislu usporedbe mjera izrađenih predmeta s etalonom. Nužnost postojanja takvih sustava mjerenja i sljedivosti znači da ne postoji rana civilizacija koja ga nije razvila, a njihov uspjeh u direktnoj je vezi s kvalitetom njegovog uvođenja i primjene. I dok je napredak tehnike najviše odgovoran za razvoj mjeriteljstva, trgovina je poticala unifikaciju različitih sustava.

Mjerne jedinice za duljinu u početku su bile zasnovane na dijelovima ljudskog tijela. Egipatski kubit, etalon duljine egipatske civilizacije, bio je definiran kao duljina podlaktice faraona od lakta do vrha srednjeg prsta, uz podjele preko duljine dlana (pola kubita), širine

dlana (šestina kubita) i širine prsta (24 dijela kubita). Iz ovog je sustava evoluirao rimski sustav stopa (~296 mm) i inča (24,7 mm), na kojem je temeljen kasniji razvoj mjernih sustava Europe i svijeta. Današnji imperijalni sustav mjera temelji se upravo na ovoj podjeli, uz različite numeričke iznose mjernih jedinica; imperijalna stopa iznosi 304,8 mm, a inč iznosi 25,4 mm. Ovdje je važno ukazati na razliku u definiciji etalona duljine, koji se u egipatskom sustavu mijenjao s dolaskom novog faraona a u rimskom je bio trajno definiran. Prednosti čvrste definicije etalona svih mjernih veličina, pa tako i duljine, učinile su rimski sustav mjera temeljem daljnjeg razvoja mjernih sustava.

Uz izuzetak civilizacije Maja, mjerni sustavi starih civilizacija nisu bili decimalni. Na primjer, riječ inč (eng. *inch*) potječe od latinskog izraza *uncia* koji znači jedna dvanaestina i odnosi se na podjelu rimske stope na dvanaest dijelova. Pretpostavlja se da podjela na dvanaestine potječe od sumerske civilizacije koja je imala brojčani sustav s bazom 60, ali u svakom je slučaju vjerojatno zadržana u upotrebi zbog jednostavnosti dijeljenja na polovine- dok se brojčani sustav s decimalnom bazom na taj način bez ostatka može podijeliti samo jednom, baza 12 se lagano dijeli na polovine, četvrtine, osmine i tako dalje. Moderni decimalni sustav mjernih jedinica duljine prvi je put predložen u 17. stoljeću, a s njim i današnji naziv za mjernu jedinicu duljine: metar, izveden iz grčke riječi *metron* koja znači univerzalna mjera. Tada nastaju i prvi pokušaji definiranja univerzalnog etalona duljine koji bi bio temeljen na određenoj fizikalnoj konstanti. Jedna od prvih predloženih definicija metra bazirala se na duljini njihala čija polovica perioda titranja iznosi jednu sekundu, što je posebno zanimljivo iz aspekta današnje veze etalona duljine s mjerenjem vremena. Drugi pristup bio je meridionalna definicija metra, predložena u Francuskoj krajem 18. stoljeća, kojom je metar definiran kao udaljenost od ekvatora do sjevernog pola podijeljena s 10 000 000. Obje definicije karakterizira nastojanje da se etalon duljine izrazi preko nepromjenjivih veličina univerzalnog iznosa, bez obzira na mjesto u svijetu gdje se etalon želi realizirati.

Zbog određenih problema s obje definicije 1875. g. u Parizu je održana Konvencija o Metru, gdje je odlučeno da se izradi pramjera metra - univerzalno prihvaćeni fizički etalon s kojeg bi se mjera prenosila mehaničkom usporedbom. Ovaj je etalon zadržan u upotrebi sve do 1960. g. kada je metar definiran korištenjem valne duljine emisije izotopa Kriptona 86, u iznosu od 1 650 763,73 valnih duljina narančasto-crvenog dijela emisijskog spektra Kriptona 86 u vakuumu. Od 1983. g. do danas metar je definiran kao omjer brzine svjetlosti i vremena [1], odnosno put koji svjetlost prijeđe u vakuumu tijekom $1 / 299\,792\,458$ sekundi, a za praktičnu

realizaciju ove definicije predložen je jedno stabilizirani helij-neon laser [2], [3], [4], [5]. Ovdje je važno istaknuti da navedena definicija fiksira iznos brzine svjetlosti u vakuumu na točno 299 792 458 m/s; ovoj vrijednosti nije pridružena mjerna nesigurnost, već se tretira kao univerzalna konstanta. Rezultat ovog pristupa je mogućnost frekvencijske usporedbe izvora zračenja, čime je značajno smanjena njihova mjerna nesigurnost.

Praktične realizacije etalona metra od 1960. godine do danas, prvo kao komponenta emisijskog spektra Kriptona 86 te potom kao jedno stabilizirani helij-neon laser, zapravo predstavljaju etalone valne duljine. Osnovni izazov sljedivosti mjerenja duljine time postaje prijenos mjere s etalona niže razine na primarni etalon čija mjera više nije „opipljiva“. Ovisno o tomu prenosi li se mjera sa fizičkih etalona poput planparalelnih graničnih mjerki ili sa izvora zračenja poput lasera, primjenjuju se optičke ili frekvencijske metode usporedbe.

Jedna od posljedica današnje definicije metra upravo je i mogućnost usporedbe lasera u frekvencijskom području, što je nekoliko puta smanjilo pridružene mjerne nesigurnosti. Iako je valna duljina direktno ovisna o frekvenciji izrazom $\lambda = c/f$, mjerenje valne duljine provodi se uporabom interferometara koji su podložni raznim izvorima grešaka. S druge strane, mjerenje frekvencije odnosno vremena najpreciznije je mjerenje uopće [6], s relativnom nesigurnošću etalona reda veličine 10^{-16} .

1.1.2 Moderni etaloni duljine

Razvoj definicije metra za posljedicu ima postojanje dvije fundamentalno različite realizacije etalona duljine, fizičke etalone i etalone valne duljine. Primarni etalon valne duljine je praktična realizacija metra prema *Mise et pratique* BIPM-a i bazira se na jednoj stabilizaciji helij-neon lasera. Fizički etaloni duljine ne mogu se realizirati na tom nivou točnosti, ali je njihovo postojanje uvjetovano praktičnom potrebom za „opipljivim“ etalomom za prijenos mjere.

1.1.2.1 Etaloni valne duljine

Potreba za mjerenjem sve manjih dimenzija uvjetovala je i nužnost definiranja etalona duljine sa sve manjim podjelama - kako je ranije napomenuto, jedno od osnovnih pravila u mjeriteljstvu jest da rezolucija mjerenja mora biti barem za jedan red veličine manja od rezolucije predmeta mjerenja. Mjerni potencijal interferencijskih metoda u ovom je smislu vrlo velik, jer omogućuju da se za podjelu koriste valne duljine određenih izvora zračenja. Vidljivi spektar elektromagnetnog zračenja ima valne duljine u rasponu od 400 nm do 700 nm a omogućuje korištenje ljudskog oka kao detektora, pa se na taj način još od Michelsonovog

izuma interferometra 1883. može postići razlučivost mjerenja duljine u nanometarskom području. Točnost ovisi o stabilnosti valne duljine, odnosno mogućnosti kontroliranja parametara izvora zračenja. Iz tog je razloga tek 1960. godine prvi put proglašena definicija metra izražena u valnoj duljini preko emisijskog spektra izotopa Kriptona 86. Tada je metar definiran kao 1 650 763,73 valnih duljina prijelaza sa $2p_{10}$ na $5d_5$ orbitalu atoma Kriptona 86. Valna duljina ove tranzicije iznosi $\lambda=605\,780\,210,3$ fm, uz proširenu relativnu nesigurnost u iznosu $U(\lambda)/\lambda = 2,6 \times 10^{-9}$, $k = 2$. Realna stabilnost izvora u primjeni je reda veličine 10^{-8} , što znači da je moguća varijacija valne duljine od nekoliko femtometara.

Kasnija realizacija metra korištenjem jodne stabilizacije Helij Neon lasera pomaknula je nesigurnosti još niže. Za laser izveden prema uputi BIPM-a valna duljina iznosi $\lambda = 632\,991\,212,58$ fm, a proširena relativna nesigurnost $U(\lambda)/\lambda = 4,2 \times 10^{-11}$, $k = 2$, dakle moguća je varijacija valne duljine na razini 10^{-3} fm. Razlozi su za traženje tog poboljšanja definicije jednostavni: ako se želi izmjeriti 1 metar korištenjem valne duljine Kriptona 86, varijacija valne duljine od samo 1 fm množi se sa 1 650 763,73 valnih duljina koliko je potrebno da se opiše 1 m i dovodi do potencijalne pogreške od 1,65 mikrometara. Korištenjem primarnog helij-neon lasera za isto mjerenje pogreška zbog varijacije valne duljine iznosila bi samo 1,6 nanometara.

Dok je realna izvedba izvora zračenja s Kriptomom 86 bila relativno jednostavna, izvedba jodno stabiliziranog helij-neon lasera (Slika 1) znatno je zahtjevnija.



Slika 1 Jodno stabilizirani helij-neon laser

Izvor zračenja je plinski laser sa smjesom helija i neona kao laserskim medijem, sa strogo definiranim omjerom plinova. Taj medij ima prirodnu širinu spektralne linije od 20 MHz, međutim nakon Dopplerovog širenja širina spektralne linije vidljivih valnih duljina obično iznosi

između 500 MHz i 1,5 GHz, [7]. Ako tipičan razmak između zrcala rezonatora lasera iznosi 10 cm do 50 cm, tada će doći do simultane oscilacije više longitudinalnih modova pa laser istovremeno emitira više valnih duljina. Iako je spektralna širina svake valne duljine vrlo mala, reda veličine nekoliko kHz, zbog malih promjena razmaka zrcala lasera uzrokovanih temperaturnim gradijentima ili vibracijama dolazi do kontinuirane promjene iznosa svake valne duljine koja u određenom trenutku oscilira.

S obzirom da nije moguće direktno izmjeriti valnu duljinu, potrebno je pretpostaviti da je varijacija valne duljine jednaka ukupnoj širini spektralne linije. Ovolika varijacija valne duljine očito ne zadovoljava prije spomenute zahtjeve, pa se za izradu etalonskih lasera koristi višestupanjska tehnika stabilizacije.

Da bi se postigla tražena točnost, koristi se jodna ćelija kako bi se filtriralo izlazno zračenje lasera. Prolaskom laserske zrake kroz jodnu ćeliju dolazi do apsorpcije određenih frekvencija lasera sukladno apsorpcijskom spektru molekularnog joda. Za stabilizaciju se koristi hiperfina apsorpcijska struktura joda, sa širinom spektralnih linija od ~5 MHz. Ako se uzme u obzir da valna duljina varira unutar 1,5 GHz, lako je doći do zaključka da bi transmisija laserske zrake kroz jodnu ćeliju bila sporadična, kada se nestabilizirana valna duljina nađe u uskom području transmisije joda. Kako bi se ostvarila stabilizacija, snaga izlazne zrake koristi se u povratnoj petlji servo mehanizma koji upravlja piezoaktuatorima pričvršćenima na zrcala lasera. Frekvencija pobude piezoaktuatora obično iznosi oko 20 kHz s amplitudama od nekoliko mikrometara pa se tako vrlo brzo može regulirati razmak zrcala lasera, a time i spriječiti promjena valne duljine. Kada se valna duljina na taj način postavi na odabranu hiperfinu komponentu joda, dolazi do dodatnog smanjenja apsorpcije joda i posljedično dodatnog povećanja izlazne snage lasera. Na taj se način postiže još bolja regulacija valne duljine- bolja centriranost unutar hiperfine komponente joda- te se tako ukupna varijacija valne duljine svodi na nekoliko kHz.

1.1.2.2 Fizički etaloni duljine

Iako postoje brojni artefakti koji se koriste kao etaloni za duljinu, najviša razina točnosti ostvaruje se planparalelnim graničnim mjerkama. Ovo su *de facto* jedini fizički etaloni duljine koji se umjeravaju interferencijski; na sve se druge etalone mehaničkom usporedbom prenosi mjera s graničnih mjerki. Kao što i samo ime navodi radi se o etalonima s dvije ravne i međusobno paralelne površine. ISO 3650 [8] propisuje geometriju i klase točnosti graničnih mjerki, prikazanih na Slici 2. Od više definiranih klasa točnosti za ovo su istraživanje zanimljive samo granične mjerke klase K, za koje su postavljeni najstroži zahtjevi za ravnošću i paralelnošću mjernih površina upravo s ciljem omogućavanja mjerenja njihove duljine interferencijskom metodom.



Slika 2 Planparalelne granične mjerke

Granične se mjerke dijele u dvije glavne skupine, kratke granične mjerke duljine od 0,5 mm do 100 mm i duge granične mjerke duljine od 125 mm do 1000 mm. Iako su interferometri i za kratke i za duge granične mjerke u principu jednaki, zbog praktičnih se razloga razlikuju u orijentaciji granične mjerke i njezinom postavljanju u mjerni sustav interferometra. Duge granične mjerke uglavnom se mjere položene, dok se kratke granične mjerke mjere u uspravnom položaju.

Tradicionalno se granične mjerke izrađuju od čelika, jer je to materijal od kojeg je izrađena većina mehaničkih sustava koji se umjeravaju primjenom graničnih mjerki pa temperaturne korekcije nisu značajne. Međutim, stalno nastojanje za poboljšanjem karakteristika graničnih mjerki, poput otpornosti na koroziju ili abraziju mjernih površina, rezultiralo je primjenom raznih materijala, poput krom karbida, volfram karbida, i različitih vrsta keramike.

1.2 Sljedivost etalona duljine

Sljedivost je definirana kao sustav prijenosa mjere neke fizikalne veličine s mjernih sustava i etalona niže razine točnosti sve do odgovarajućeg primarnog etalona. Problem sljedivosti u mjerenju bilo koje fizikalne veličine proizlazi iz potrebe da mjerni sustav posjeduje za barem jedan red veličine višu rezoluciju od predmeta mjerenja. Primjerice, ako se želi provjeriti točnost vage čija je rezolucija iskazana u gramima nužno je da mjerni sustav kojim se vaga umjerava ima rezoluciju, odnosno mogućnost mjerenja, u miligramima. Zahtjevi za dimenzionalnom točnošću u proizvodnji već desetljećima zalaze u mikrometarsko područje, a razvoj nanotehnologije u određenim granama industrije rezultirao je dimenzijama proizvoda manjim od nanometra; zato osiguranje sljedivosti u mjerenju duljine nije nimalo jednostavan zadatak.

Sljedivost umjeravanja duljine osigurava se na dva načina, ovisno o tome s koje vrste etalona se prenosi mjera na primarni etalon (jodno stabilizirani helij-neon laser) – ako se radi o umjeravanju drugih lasera provodi se frekvencijsko mjerenje, a u slučaju prijenosa mjere s fizičkih etalona duljine provodi se interferencijska komparacija.

Frekvencijsko mjerenje karakterizira manja mjerna nesigurnost u odnosu na interferencijsku komparaciju, ali i primjena ograničena samo na umjeravanje lasera s vrlo bliskim valnim duljinama. Korištenjem optičke interferencije, iako uz niže razine točnosti, moguće je umjeriti i laserske i fizičke etalone.

1.3 Motivacija rada

Istraživanje predstavljeno u ovom radu pokrenuto je jer u tom trenutku u Nacionalnom laboratoriju za duljinu nije postojala sljedivost mjerenja duljine na najvišoj razini. Zeiss interferometar za granične mjerke se uspješno koristio već dulje vrijeme, ali uz spektralne lampe kao izvore valne duljine. Također, prije početka istraživanja u Laboratoriju je postojao vrlo kvalitetan jodno stabilizirani helij-neon laser, proizveden u engleskom nacionalnom mjeriteljskom institutu NPL [9]. Zbog nepovezanosti ova dva sustava, odnosno nemogućnosti prijenosa valne duljine NPL lasera u Zeiss interferometar, Laboratorij je državni etalon za duljinu, koji se sastoji od 112 graničnih mjerki, morao umjeravati u inozemstvu. Na taj se način sljedivost osiguravala uz relativno velike troškove, a problem je predstavljala i nedostupnost etalona dok su se nalazili na umjeravanju. Logično je stoga bilo pokušati omogućiti korištenje NPL lasera za izvor svjetla u Zeiss interferometru, kako bi se izbjegli navedeni problemi.

Dok su se razmatrala moguća rješenja za povezivanje ovih sustava, nametnulo se i pitanje potrebe određenih modifikacija samog interferometra, kao i uvjeta njegovog korištenja. Naime, korištenje lasera kao izvora svjetla u Zeiss interferometru u njegovom tadašnjem postavu osiguralo bi sljedivost, ali bi mjerna nesigurnost bila na prilično nezavidnoj razini. Primarni preduvjet za nanomjeriteljstvo na željenoj razini točnosti je ostvarivanje najboljih mogućih uvjeta okoliša; stoga je značajno unaprijeđen prostor laboratorija gdje se nalazi interferometar, kako bi se smanjio utjecaj vibracija i osigurali stacionarni uvjeti pri mjerenju. Osim toga, odlučeno je da će se pokušati unaprijediti i mjerna nesigurnost interferencijskog umjeravanja etalona duljine, i modificiranjem akvizicije interferograma, i razvojem softvera koji bi omogućio njihovu bolju interpretaciju. Također, odlučeno je da se u interferometru omogući primjena metode faznih pomaka, zbog brojnih prednosti u odnosu na klasično interferencijsko umjeravanje. Naravno, moguća poboljšanja mjerne nesigurnosti potrebno je izvrnuti neovisnoj provjeri pa je u skladu s tim planirana i provedena međunarodna interkomparacija.

Uspješna realizacija tih ciljeva stvorila je dodatni motiv da se stečena znanja primijeni u pokušaju izbjegavanja određenih nedostataka u dizajnu Zeiss interferometra. S obzirom na zatvorenu konstrukciju optičkog puta ovog interferometra, u kojoj nije moguće modificirati ugrađene optičke elemente, donesena je odluka da se pokuša izraditi novi interferometar. Ta je odluka nosila određeni rizik jer je u literaturi dostupno vrlo malo informacija o praktičnim problemima pri konstrukciji i izradi interferometara za granične mjerke. Danas je na tržištu prisutan samo jedan proizvođač ovog tipa interferometra, pa nacionalni mjeriteljski instituti u velikom broju slučajeva koriste modificirane ranije proizvedene interferometre.

Ukratko, prilikom definiranja opsega istraživanja postavljene su sljedeće hipoteze:

- Modifikacijama Zeiss interferometra realizirat će se najviša razina sljedivosti u hrvatskom Nacionalnom laboratoriju za duljinu i unaprijediti mjerne mogućnosti na području interferencijskog umjeravanja etalona duljine, što će se potvrditi međunarodnom usporedbom.
- U Zeiss interferometru će se implementirati metoda faznih pomaka, čime će se proširiti i poboljšati mjerne mogućnosti tog uređaja.
- Izradit će se novi interferometar kojim će se omogućiti kvalitetnija primjena metode faznih pomaka i omogućiti njenu primjenu s više valnih duljina.
- Definirat će se nove mjerne metode za utvrđivanje varijabilnosti kontaktnog sloja i utvrđivanje fazne korekcije.

2 OPTIČKA INTERFEROMETRIJA

Istraživanje praktične primjene interferencije svjetlosti u svrhu mjerenja određenih veličina, odnosno optičke interferometrije, temelji se na teoriji elektromagnetizma koju je 1862. g. formulirao James Clerk Maxwell. Cilj ovoga poglavlja jest postaviti teorijsku podlogu za kasnija razmatranja praktičnih izvedbi i problematike korištenja interferometara za mjerenje duljine. U tu će svrhu biti obrađena teorija elektromagnetizma, interakcija elektromagnetnih valova s okolišem (refleksija, refrakcija i difrakcija), te naposljetku pojave interferencije elektromagnetnih valova. Kako je poznavanje indeksa loma materijala od velike praktične važnosti za mjerenje duljine, i njegova će formulacija biti detaljno obrađena.

2.1 Teorija elektromagnetizma

Teorija elektromagnetizma predstavlja završnicu dugotrajnog istraživanja prirode elektriciteta i magnetizma, ali i prirode svjetlosti. Naime, u radovima koje je objavio između 1861.g. i 1862.g. Maxwell nije samo dokazao da su elektricitet i magnetizam samo različite manifestacije iste pojave, već je i pretpostavio da je i svjetlost jedan od oblika elektromagnetnog zračenja koja se od ostalih oblika razlikuje samo po iznosu valne duljine. Ta je pretpostavka, između ostalog, označila i prekretnicu u percepciji prirode svjetlosti dokazivanjem valne prirode svjetlosti. Čestična („korpuskularna“) teorija svjetlosti bit će zanemarena sve do ranih godina 20. st. i otkrića fotoelektričnog efekta, kada se konačno utvrđuje dualna priroda svjetlosti - istovremeno valna i čestična, ovisno o vrsti interakcije s okolišem.

Teorija elektromagnetizma temelji se na četiri parcijalne diferencijalne jednačbe, [10], prikazane u Tablici 2.1.

Tablica 2.1 Maxwellove jednačbe

| | | |
|-----------------------------|---|--|
| Gaussov zakon | $\iint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = \frac{Q}{\epsilon_0}$ | Električni tok kroz zatvorenu površinu proporcionalan je ukupnom naboju unutar zatvorene površine. |
| Faradayev zakon | $\int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{d\phi_B}{dt}$ | Promjena magnetnog polja u vremenu uzrokuje nastanak električnog polja. |
| Gaussov zakon za magnetizam | $\iint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = 0$ | Ukupni magnetni tok kroz zatvorenu površinu jednak je nuli. |
| Ampere-Maxwellov zakon | $\int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \mu_0 \cdot J + \mu_0 \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{d\phi_E}{dt}$ | Električna struja i promjena električnog toka u vremenu uzrokuju nastanak magnetnog polja. |

Ove jednadžbe opisuju nastanak električnog i magnetnog polja, kao i njihove interakcije s nabojsima i strujama. Ampere-Maxwellov zakon zapravo predstavlja Maxwellov ispravak Ampereovog zakona, koji je navodio samo električnu struju kao uzrok pojave magnetnog polja; Maxwell je dokazao da magnetno polje može nastati i uslijed vremenske promjene električnog polja. Ovaj je dodatak krucijalan za opisivanje širenja „samoodrživih“ elektromagnetnih valova kroz prostor, kada električno polje uzrokuje pojavu magnetnog polja i obratno.

Zapisane u diferencijalnom obliku, jednadžbe iz Tablice 2.1 imaju sljedeći oblik:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad 2.1$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad 2.2$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad 2.3$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \cdot \mathbf{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad 2.4$$

gdje su ρ i \mathbf{J} gustoća ukupnog naboja i gustoća ukupne struje, a μ_0 i ε_0 električna i magnetna konstanta. Ako izostanu izvori, odnosno ako je $\mathbf{Q} = 0$ i $\mathbf{I} = 0$, jednadžbe iz Tablice 2.1 poprimaju sljedeći oblik:

$$\iint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = 0 \quad 2.5$$

$$\int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{d\phi_B}{dt} \quad 2.6$$

$$\iint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = 0 \quad 2.7$$

$$\int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \mu_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{d\phi_E}{dt} \quad 2.8$$

Jedna od najvažnijih posljedica jednadžbi 2.5-2.8 jest predviđanje postojanja elektromagnetnih valova, nastalih međusobnom interakcijom električnog i magnetnog polja, koji propagiraju kroz prostor brzinom svjetlosti prema izrazu:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \cdot \varepsilon_0}} \quad 2.9$$

Do sada su prikazane integralne i diferencijalne jednadžbe elektromagnetizma u svom općem obliku, poznatom i kao *mikroskopske* jednadžbe elektromagnetizma. Naime, gustoća slobodnog naboja ρ i gustoća slobodne struje \mathbf{J} veličine su koje se odnose na svaki naboj na nivou pojedinih atoma materije, što nije moguće eksperimentalno provesti. Stoga se ova formulacija često naziva i *Maxwellove jednadžbe u vakuumu*, gdje nije potrebno voditi računa o iznosima pojedinih naboja, te se koriste za opisivanje širenja elektromagnetnih valova u

vakuumu. Makroskopska formulacija Maxwellovih jednadžbi potpuno je ekvivalentna mikroskopskoj, uz uprosječivanje vezanih (neslobodnih) naboja i struja u određenom volumenu materijala. Na taj se način omogućuje bolje povezivanje jednadžbi s veličinama koje je moguće utvrditi pokusima, ali i bolja primjenjivost na realne materijale koji su uglavnom vrlo dobro definirani svojim makroskopskim svojstvima. Takva makroskopska formulacija određena je sljedećim jednadžbama:

$$\iint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A} = Q_f, \quad 2.10$$

$$\int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{d\phi_B}{dt}, \quad 2.11$$

$$\iint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = 0, \quad 2.12$$

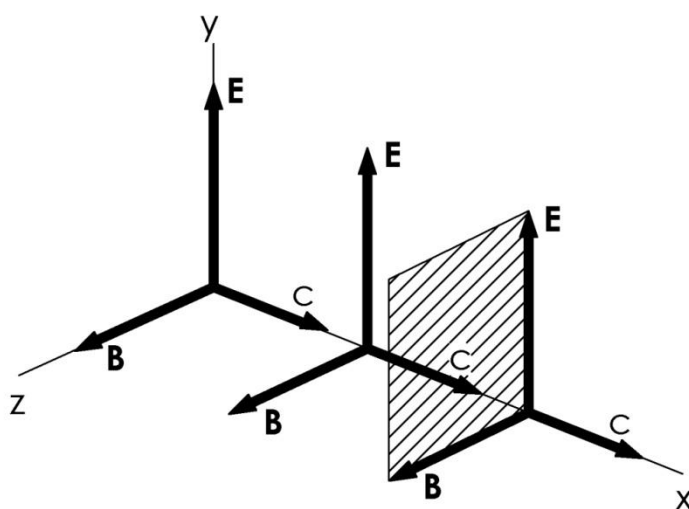
$$\int \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} = I + \frac{d\phi_D}{dt}, \quad 2.13$$

gdje je D gustoća električnog toka, a H intenzitet magnetnog polja.

2.1.1 Propagacija elektromagnetnih valova

Prije nego što se pristupi analizi interakcije elektromagnetnih valova, i s drugim elektromagnetnim valovima i s materijom, potrebno je razraditi način širenja elektromagnetnih valova kroz medij.

Zbog jednostavnosti pretpostavit će se slučaj prikazan na Slici 3, koji se odnosi na širenje planarnog elektromagnetnog vala.



Slika 3 Planarni elektromagnetni val

Ako je elektromagnetni val planaran, tada se vektori električnog i magnetnog polja \vec{E} i \vec{B} u svakom trenutku nalaze u istoj ravnini, okomitoj na smjer širenja x . Također, ovakav je val transversalan, jer su oba polja okomita na smjer širenja koji je definiran smjerom vektorskog umnoška $\vec{E} \times \vec{B}$. Korištenjem Maxwellovih jednadžbi može se izraziti odnos između električnog i magnetnog polja u vremenu. Ako se definira diferencijal površine u xy ravnini, prema Slici 4. i odabere jedinični vektor \vec{n} tako da je $\vec{n} = \vec{k}$, odnosno da je \vec{n} pozitivan u smjeru osi z , tada se Faradayev zakon:

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\frac{d}{dt} \iint \vec{B} \cdot d\vec{A} \quad 2.14$$

može raspisati tako da se lijeva strana jednadžbe izrazi u obliku

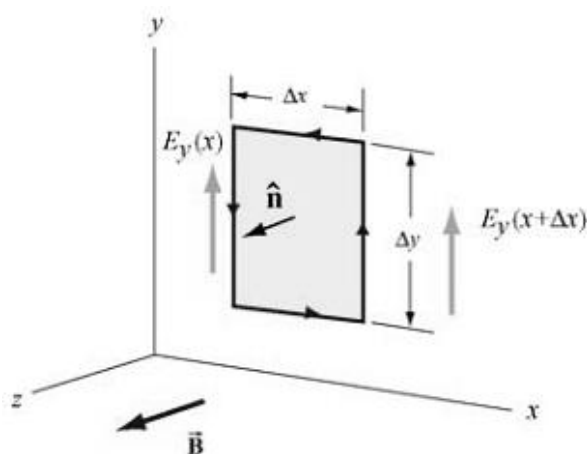
$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = E_y(x + \Delta x)\Delta y - E_y(x)\Delta y = \frac{\partial E_y}{\partial x}(\Delta x\Delta y) \quad 2.15$$

a desna strana, odnosno iznos promjene magnetnog toka, transformira u

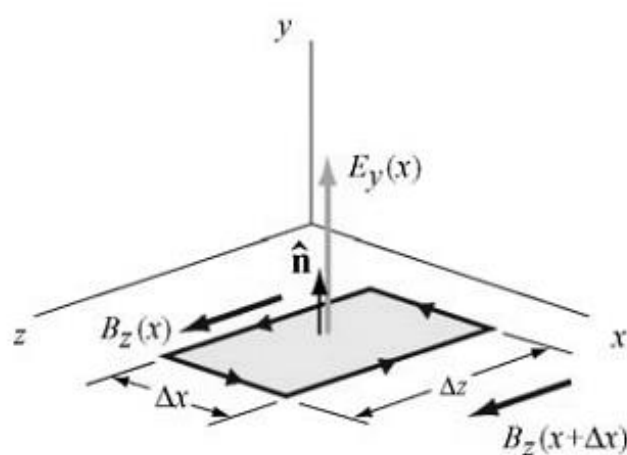
$$-\frac{d}{dt} \iint \vec{B} \cdot d\vec{A} = -\left(\frac{\partial B_z}{\partial t}\right)(\Delta x\Delta y). \quad 2.16$$

Izjednačavanjem ova dva izraza i dijeljenjem s diferencijalnom površinom $\Delta x\Delta y$ dobiva se sljedeći izraz:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{\partial B_z}{\partial t} \quad 2.17$$



Slika 4 Prostorna varijacija električnog polja E



Slika 5 Prostorna varijacija magnetnog polja B

Isti će se pristup primijeniti, korištenjem diferencijala površine u xz ravnini, i za transformaciju Ampere-Maxwellovog zakona:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{d}{dt} \iint \vec{E} \cdot d\vec{A}. \quad 2.18$$

Krivuljni integral magnetnog polja može se zamijeniti izrazom

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = B_z(x)\Delta z - B_z(x + \Delta x)\Delta z = -\left(\frac{\partial B_z}{\partial x}\right)(\Delta x\Delta z), \quad 2.19$$

a derivacija po vremenu električnog toka izrazom

$$\mu_0\varepsilon_0 \frac{d}{dt} \iint \vec{E} \cdot d\vec{A} = \mu_0\varepsilon_0 \left(\frac{\partial E_y}{\partial t}\right)(\Delta x\Delta z). \quad 2.20$$

Izjednačavanjem izraza 2.19 i 2.20 te dijeljenjem s diferencijalnom površinom $\Delta x\Delta z$ dolazi se do sljedećeg izraza:

$$-\frac{\partial B_z}{\partial x} = \mu_0\varepsilon_0 \left(\frac{\partial E_y}{\partial t}\right) \quad 2.21$$

Jednadžbe 2.17 i 2.21 pokazuju da prostorna varijacija magnetnog polja uzrokuje vremensku varijaciju električnog polja i obrnuto. Ako se jednodimenzionalna valna jednadžba izrazi kao

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\Psi(x, t) = 0, \quad 2.22$$

gdje je v brzina širenja vala a $\Psi(x, t)$ valna funkcija, tada se jednostavno može provjeriti zadovoljavaju li E_y i B_z valnu jednadžbu i kojom se brzinom šire kroz prostor. Ako se provede nova parcijalna derivacija jednadžbe 2.17 po x ,

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} &= -\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial B_z}{\partial t}\right) = -\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial B_z}{\partial x}\right) = -\frac{\partial}{\partial t} \left(-\mu_0\varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t}\right) \\ &= \mu_0\varepsilon_0 \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}, \end{aligned} \quad 2.23$$

i parcijalna derivacija jednadžbe 2.21 po x ,

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} &= -\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_0\varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t}\right) = -\mu_0\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x}\right) \\ &= -\mu_0\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial B_z}{\partial t}\right) = \mu_0\varepsilon_0 \frac{\partial^2 B_z}{\partial t^2}, \end{aligned} \quad 2.24$$

jednadžbe 2.23 i 2.24 mogu se tada prikazati u obliku

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \mu_0\varepsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \begin{Bmatrix} E_y(x, t) \\ B_z(x, t) \end{Bmatrix} = 0 \quad 2.25$$

za koji je očito da odgovara jednodimenzionalnoj valnoj jednadžbi. Brzina širenja iznosi

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \approx 2,997 \times 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}} = c \quad 2.26$$

i u vakuumu je jednaka brzini svjetlosti. Ostaje još pitanje oblika valne funkcije $\Psi(x, t)$ kojom se može opisati i električno i magnetno polje; jednostavno je dokazati da će bilo koja funkcija oblika $\Psi(x \pm vt)$ zadovoljavati valnu jednadžbu 2.22. Budući da se radi o linearnoj

diferencijalnoj jednadžbi, može se zaključiti da za bilo koja rješenja $\Psi_1(x, t)$ i $\Psi_2(x, t)$ mora vrijediti i da je $\Psi_1(x, t) \pm \Psi_2(x, t)$ također valjano rješenje, a to implicira da elektromagnetni valovi podliježu principu superpozicije.

Jedno od mogućih rješenja valnih jednadžbi glasi

$$\vec{E} = E_y(x, t)\hat{j} = E_0 \cos k(x - vt)\hat{j} = E_0 \cos(kx - \omega t)\hat{j} \quad 2.27$$

$$\vec{B} = B_z(x, t)\hat{k} = B_0 \cos k(x - vt)\hat{k} = B_0 \cos(kx - \omega t)\hat{k} \quad 2.28$$

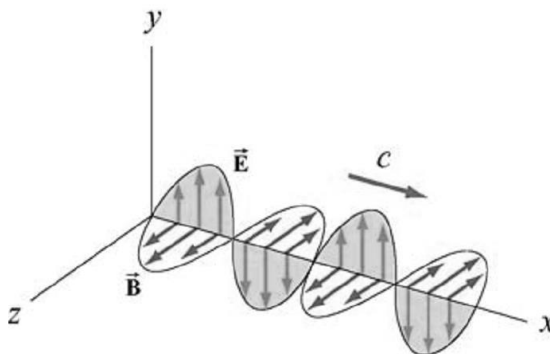
pri čemu su polja sinusoidalna s amplitudama E_0 i B_0 . Vektor \mathbf{k} je proizvoljan realni vektor (kutni valni broj) čijim smjerom je definiran smjer širenja elektromagnetnog vala, pri čemu su vektori električnog i magnetnog polja okomiti na \mathbf{k} . Valna duljina λ povezana je s kutnim valnim brojem k izrazom

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad 2.29$$

a s kutnom frekvencijom ω izrazom

$$\omega = kv = 2\pi\frac{v}{\lambda}. \quad 2.30$$

Karakterističan izgled sinusoidalnog elektromagnetnog vala prikazan je na Slici 6. Jedna od posljedica zadovoljavanja svih Maxwellovih jednadžbi jest činjenica da električno i magnetno polje moraju imati jednake faze, dakle postižu svoje minimume i maksimume u istom trenutku u vremenu.



Slika 6 Sinusoidalni oblik električnog i magnetnog polja

2.1.2 Polarizacija elektromagnetnog zračenja

Prostorna orijentacija električnog (odnosno magnetnog) polja predstavlja važan aspekt za daljnju analizu elektromagnetnog zračenja. Ako se zbog jednostavnosti analizira monokromatski planarni val, postavlja se pitanje na koji se način može prostorno definirati amplituda E_0 u

jednadžbi električnog polja 2.27. Izražavanjem vektora \mathbf{k} preko ortogonalnih vektora baze ϵ_i i postavljanjem da je

$$\mathbf{k} = k\epsilon_3, \quad 2.31$$

mora vrijediti da je

$$E_0 \cdot \epsilon_3 = 0 \quad 2.32$$

što znači da se u općem slučaju amplituda E_0 može razviti kao

$$E_0 = E_{01}\epsilon_1 + E_{02}\epsilon_2. \quad 2.33$$

Skalarne amplitude E_{01} i E_{02} u ovom razvoju mogu biti kompleksne, tako da ukupno mogu postojati četiri realne amplitude. Kompleksne skalarne amplitude mogu se zapisati u polarnom obliku:

$$E_{01} = E_1 e^{i\phi_1} \text{ i } E_{02} = E_2 e^{i\phi_2}. \quad 2.34$$

Ako se uvedu supstitucije

$$E_0 = \sqrt{E_1^2 + E_2^2}; \phi = \phi_2 - \phi_1, \quad 2.35$$

tada se kompleksno električno polje može zapisati u sljedećem obliku:

$$\mathbf{E}(x, t) = E_0 \alpha_1 \left(\epsilon_1 + \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right) e^{i\phi} \epsilon_2 \right) e^{i(k\epsilon_3 x - \omega t)} e^{i\phi_1} \quad 2.36$$

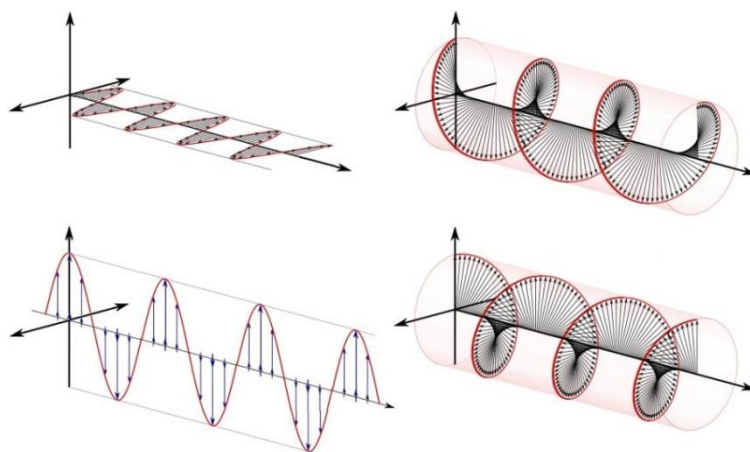
uz parametre

$$\alpha_i = E_i/E_0; \alpha_1^2 + \alpha_2^2 = 1. \quad 2.37$$

Parametri α_2/α_1 i $\phi_2 - \phi_1$ u jednadžbi 5.36 definiraju relativne odnose amplituda i faza dviju komponenti vektorske amplitude; ostali parametri jednadžbe 2.36 postaju bitni ako se razmatra interakcija s drugim valovima, o čemu će biti riječi u kasnijim poglavljima. Ako se analizira realni dio kompleksnog vala 2.36 u funkciji vremena, u točki u prostoru koju je zbog jednostavnosti pogodno proglasiti ishodištem koordinatnog sustava, val se može prikazati sljedećim vektorom:

$$\mathbf{E} \approx \epsilon_1 \cos(\omega t) + (\alpha_2/\alpha_1) \epsilon_2 \cos(\omega t - \phi). \quad 2.38$$

Putanja koju opisuje vrh ovog vektora u prostoru definiranom s ϵ_1 i ϵ_2 (ortogonalni koordinatni sustav) jest, u općem slučaju, elipsa; tada je elektromagnetni val eliptično polariziran. Posebni slučajevi polarizacije (Slika 7) nastaju kada je $\alpha_2/\alpha_1 = 1$, gdje elipsa prelazi u kružnicu pa nastaje kružna polarizacija; kao i kada je $\alpha_2 = 0$, čime se elipsa reducira u pravac, a polarizacija postaje linearna, što je najčešći slučaj kod laserskih izvora.



Slika 7 Linearna (lijevo) i kružna (desno) polarizacija elektromagnetnog zračenja.

2.1.3 Indeks loma

Prilikom derivacije valnih funkcija za električno i magnetno polje dokazano je da se brzina širenja elektromagnetnog zračenja može prikazati jednačbom 2.26:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu \cdot \varepsilon}}. \quad 2.39$$

Ako se zračenje širi kroz vakuum, tada je $\mu = \mu_0$ (permeabilnost slobodnog prostora) i $\varepsilon = \varepsilon_0$ (permisivnost slobodnog prostora), te vrijedi $v = c$; elektromagnetno zračenje kroz vakuum se širi brzinom svjetlosti u vakuumu:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \cdot \varepsilon_0}}. \quad 2.40$$

Ukoliko se zračenje širi kroz medij, tada je $v < c$ i može se definirati njihov omjer n kao

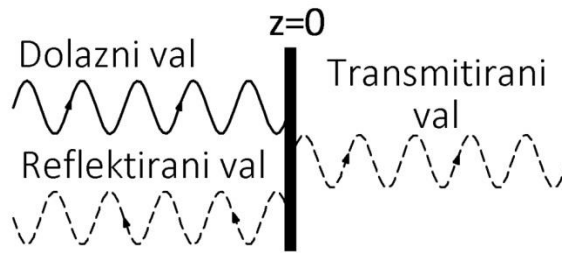
$$n = \frac{c}{v}. \quad 2.41$$

Taj se omjer naziva indeks loma i govori koliko je brzina elektromagnetnog zračenja u mediju manja u odnosu na brzinu u vakuumu. Izraz 2.41 je točan ako se radi o dielektričnom mediju, jer za vodljive medije indeks loma postaje kompleksna veličina. Izvod kompleksnog indeksa loma će biti objašnjen poslije; taj će izvod biti nužan da bi se opisala refleksija elektromagnetnog vala s površine čelične granične mjerke, gdje se očito radi o vodljivoj površini. U svim drugim aspektima interferencijskog umjeravanja etalona duljine izraz 2.41 će biti adekvatan.

2.2 Refleksija, refrakcija i difrakcija elektromagnetnog zračenja

Općenito gledano, Maxwellove jednačbe dovoljne su za jednoznačan opis propagacije elektromagnetnih valova kroz prostor. Pitanje interakcije elektromagnetnog zračenja, i s drugim elektromagnetnim valovima i s materijom, drugi je važan problem koji je potrebno riješiti kako

bi se moglo govoriti o praktičnoj upotrebi elektromagnetizma. Maxwellove jednadžbe i ovdje predstavljaju polazišnu točku na koju će se nadovezati granični uvjeti pri dodiru različitih medija. Osnovna je pretpostavka jednostavna: *elektromagnetni val koji se širi kroz jedan medij mora zadržati ista osnovna svojstva i pri širenju kroz drugi medij*. Kako bi se ova pretpostavka zadovoljila, potrebno je postaviti granične uvjete na granici između dva medija (Slika 8) koji će istovremeno zadovoljavati sve Maxwellove jednadžbe. Zbog jednostavnosti, izvodi se temelje na pretpostavci da su materijali linearni, homogeni i izotropni; također, razmatrat će se samo interakcije planarnih (linearno polariziranih) elektromagnetnih valova.



Slika 8 Elektromagnetni val na granici između dva medija.

Na granicu između dva medija ($z = 0$) s lijeva na desno dolazi elektromagnetni val definiran sa

$$\mathbf{E}(x, t) = E_0 e^{i(kx - \omega t)} \quad 2.42$$

$$\mathbf{B}(x, t) = \sqrt{\mu\epsilon} \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{E}(x, t)}{k} \quad 2.43$$

uz $k = \omega(\sqrt{\mu\epsilon}/c)$ i uvjet da je $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0 = 0$ (planarni val). Dolazni val predstavlja rješenje Maxwellovih jednadžbi u području $z < 0$. Na samoj granici, međutim, taj val više nije rješenje navedenih jednadžbi; na granici moraju postojati drugi valovi da bi Maxwellove jednadžbe bile zadovoljene. Općenito se mogu pretpostaviti dva scenarija: povrat i/ili prolaz dolaznog vala na granici $z = 0$. Kako bi se izveli zaključci o ovim valovima, potrebno je Maxwellovim jednadžbama pridružiti granične rubne uvjete; kako je ranije navedeno, ovi se uvjeti svode na jednadžbe kontinuiteta elektromagnetnih valova prije i poslije granice $z = 0$.

2.2.1 Kinematski uvjeti kontinuiteta

Kinematski uvjeti kontinuiteta, [11], proizlaze iz pretpostavke da postoji linearni kontinuitet valova prije i poslije $z = 0$. Da bi postojao vremenski kontinuitet u svakom trenutku t , valovi nastali poslije granice moraju imati istu vremensku ovisnost kao i dolazni val; dakle, i dolazni val i reflektirani ili transmitirani valovi jednako variraju u vremenu, prema $e^{-i\omega t}$ (2.34). Drugi kinematski uvjet predstavlja prostorni kontinuitet za sve točke na graničnoj plohi. Ako se pretpostavi da je ovaj uvjet zadovoljen u nekoj proizvoljnoj točki na granici, tada da bi ostao ispunjen i u drugim točkama svi se valovi moraju prostorno mijenjati na isti način. Budući da je

prostorna ovisnost vala 2.34 izražena s e^{ikx} , može se zaključiti da komponente vektora svih valova moraju biti jednake ako se nalaze u ravnini okomitoj na graničnu površinu, takozvanoj upadnoj ravnini. Ovaj se uvjet može zapisati kao

$$n \times k = n \times k' = n \times k'' \quad 2.44$$

odnosno kao

$$k \sin i = k'' \sin r'' = k' \sin r \quad 2.45$$

gdje su i, r'' i r kutovi između vektora dolaznog, reflektiranog i transmitiranog vala i normale na graničnu plohu.

Posljednji kinematski uvjet proizlazi iz činjenice da je bilo koji reflektirani val rješenje iste valne jednadžbe kao i dolazni val, odnosno mora vrijediti da je njegov valni broj $k'' = k$. Nakon uvrštavanja u 2.37 dobiva se izraz $r'' = i$, koji pokazuje da je upadni kut jednak kutu refleksije.

Međutim, valni broj transmitiranog vala iznosi

$$k' = \omega \frac{\sqrt{\mu' \varepsilon'}}{c} \quad 2.46$$

pa se uz korištenje indeksa loma $n = \sqrt{\mu \varepsilon}$ i $n' = \sqrt{\mu' \varepsilon'}$ i uvrštavanje u 2.37 može dobiti izraz

$$n \sin i = n' \sin r, \quad 2.47$$

poznatiji u optici kao Snellov zakon.

Važno je napomenuti da je za gornji izvod zbog jednostavnosti pretpostavljeno da su oba medija dielektrična. Ta je pretpostavka u zbog tipičnih materijala u optici uglavnom i zadovoljena (zrak, staklo, kvarc ...). Ako je drugi medij vodljiv, tada je njegov indeks loma n' kompleksan; već je spomenut primjer granice zrak-čelik, kao tipičan slučaj granice između dielektrika i vodiča. Kako se ovdje ne bi nepotrebno proširivao elementarni izvod, ovaj će slučaj biti tretiran zasebno u kasnijim poglavljima.

2.2.2 Fresnelove jednadžbe

Kinematski uvjeti kontinuiteta, kako se pokazalo, dovoljni su da opišu kutove između dolaznog, reflektiranog i transmitiranog zračenja. Međutim, za potpun opis prijelaza elektromagnetnog zračenja iz jednog medija u drugi potrebno je odrediti i pripadajuće amplitude pojedinog vala.

Primjena uvjeta kontinuiteta električnog i magnetnog polja na granici između dva medija dovodi do graničnih uvjeta Maxwellovih jednadžbi; taj set jednadžbi poznat je kao Fresnelove jednadžbe, [11].

Iz izvoda jednadžbi 2.27 i 2.28 vidljivo je da je elektromagnetno polje kontinuirano: i električno i magnetno polje predstavljaju kontinuiranu funkciju ovisnu o vremenu t . Kako bi navedeno vrijedilo i na granici dva različita medija, na granici $z = 0$ (Slika 8) Maxwellove jednadžbe 2.1-2.4 moraju biti jednoznačne za sve valove prije i poslije interakcije s granicom. Postavljanjem ovog uvjeta na jednadžbe 2.1-2.4 dobivaju se sljedeći granični uvjeti:

$$\mathbf{B}_{1n} = \mathbf{B}_{2n} \quad 2.48$$

$$\mathbf{E}_{1t} = \mathbf{E}_{2t} \quad 2.49$$

$$\mathbf{D}_{1n} = \mathbf{D}_{2n} \quad 2.50$$

$$\mathbf{H}_{1t} = \mathbf{H}_{2t} \quad 2.51$$

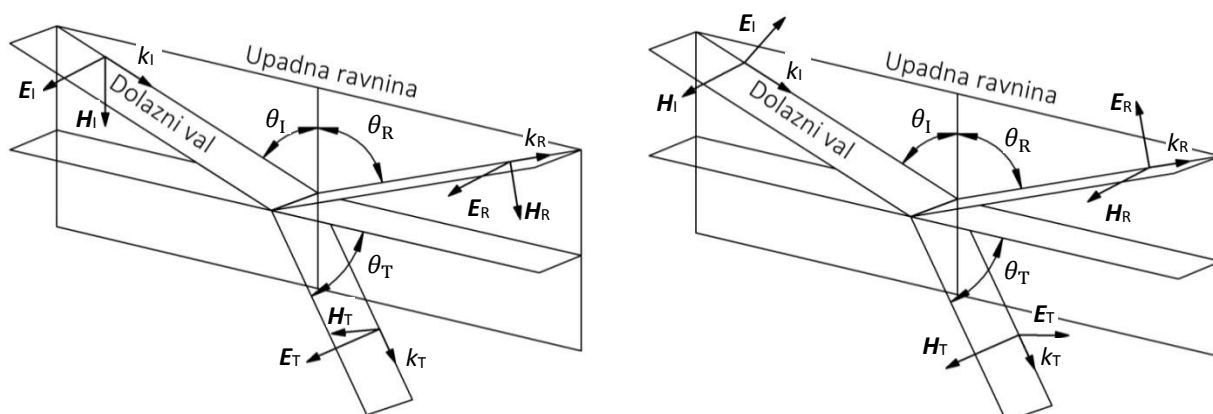
U vremenu $t = 0$ i položaju $x = 0$ ($z = 0$) dolazni, reflektirani i transmitirani val mogu se opisati sljedećim izrazima:

$$\mathbf{E}_I(x, t) = E_{0I} e^{i(kx - \omega t)} \quad 2.52$$

$$\mathbf{E}_R(x, t) = E_{0R} e^{i(kx - \omega t)} \quad 2.53$$

$$\mathbf{E}_T(x, t) = E_{0T} e^{i(kx - \omega t)} \quad 2.54$$

Amplitude reflektiranog i transmitiranog vala mogu se dobiti postavljanjem graničnih uvjeta 2.48-2.51 na jednadžbe valova 2.52-2.54. U općem slučaju, električno polje dolaznog vala može biti proizvoljno polarizirano, što znatno otežava rješavanje tako dobivenog sustava jednadžbi. Kako bi se izvod pojednostavio, zasebno se rješavaju dva krajnja slučaja orijentacije ravnine električnog polja (Slika 9): kada je okomita na upadnu ravninu (TE, S polarizacija) te kada je ravnina električnog polja paralelna s upadnom ravninom (TM, P polarizacija). Bilo koji opći slučaj polarizacije može se potom dobiti odgovarajućom kombinacijom ovih rješenja.



Slika 9 Okomita i paralelna orijentacija električnog polja u odnosu na vertikalnu upadnu ravninu.

U slučaju okomite polarizacije, primjenom uvjeta 2.49 i 2.51 (kontinuitet tangencijalnih komponenti magnetnog i električnog polja preko granične površine) dobiju se sljedeći izrazi:

$$H_{0I} \cos \theta_I - H_{0R} \cos \theta_R = H_{0T} \cos \theta_T \quad 2.55$$

$$E_{0I} + E_{0R} = E_{0T} \quad 2.56$$

Uvrštavanjem izraza za impedanciju materijala $Z = E_0/H_0$ u izraz 2.47 dobije se izraz

$$\frac{E_{0I} - E_{0R}}{Z_1} \cos \theta_I = \frac{E_{0T}}{Z_2} \cos \theta_T. \quad 2.57$$

Rješavanjem sustava jednadžbi 2.48 i 2.49 mogu se dobiti amplitude reflektiranog i transmitiranog vala u odnosu na upadni val:

$$\left(\frac{E_{0R}}{E_{0I}}\right)_s = \frac{Z_2 \cos \theta_I - Z_1 \cos \theta_T}{Z_2 \cos \theta_I + Z_1 \cos \theta_T} \quad 2.58$$

$$\left(\frac{E_{0R}}{E_{0I}}\right)_s = \frac{2Z_2 \cos \theta_I}{Z_2 \cos \theta_I + Z_1 \cos \theta_T} \quad 2.59$$

U slučaju da su oba materijala nemagnetični dielektrici, što je u optici čest slučaj, tada se impedancija može izraziti preko indeksa loma,

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{\mu_0\varepsilon_0}}; \quad Z_i = \sqrt{\frac{\mu_i}{\varepsilon_i}} = \frac{\mu_i Z_0}{\mu_0 n_i} = \frac{Z_0}{n_i} \quad 2.60$$

čime izrazi 2.58 i 2.59 prelaze u sljedeći oblik:

$$\left(\frac{E_{0R}}{E_{0I}}\right)_s = \frac{n_1 \cos \theta_I - n_2 \cos \theta_T}{n_1 \cos \theta_I + n_2 \cos \theta_T} \quad 2.61$$

$$\left(\frac{E_{0R}}{E_{0I}}\right)_s = \frac{2n_1 \cos \theta_I}{n_1 \cos \theta_I + n_2 \cos \theta_T}. \quad 2.62$$

Na isti način mogu se izvesti i amplitude reflektiranog i transmitiranog vala u slučaju paralelne polarizacije, nakon čega se dobivaju izrazi

$$\left(\frac{E_{0R}}{E_{0I}}\right)_p = \frac{n_1 \cos \theta_T - n_2 \cos \theta_I}{n_1 \cos \theta_T + n_2 \cos \theta_I} \quad 2.63$$

$$\left(\frac{E_{0R}}{E_{0I}}\right)_p = \frac{2n_1 \cos \theta_I}{n_1 \cos \theta_T + n_2 \cos \theta_I} \quad 2.64$$

Izrazi 2.61-2.64 predstavljaju Fresnelove jednadžbe koje zajedno sa Snellovim zakonom i zakonom refleksije omogućuju potpunu analizu prijelaza elektromagnetnog vala iz jednog medija u drugi.

Iz Fresnelovih jednadžbi jasni su određeni zaključci o odnosima upadnog, reflektiranog i transmitiranog vala. Budući da svi članovi u jednadžbama realni, E_{0R} i E_{0T} moraju ili biti u fazi sa E_{0I} ili izvan faze za točno π . Kako je već dokazano, transmitirani val mora imati istu fazu kao i upadni. Dakle, ostaje pitanje odnosa faza upadnog i reflektiranog vala; opet, iz Fresnelovih je jednadžbi vidljivo da za $n_1 < n_2$ vrijedi

$$\left(\frac{E_{OR}}{E_{OI}}\right)_S < 0 \quad 2.65$$

pa su u tom slučaju upadni i reflektirani val izvan faze za π .

Nadalje, omjer amplituda reflektiranog i upadnog vala za paralelnu polarizaciju (2.64) može biti i pozitivan i negativan, ovisno o indeksima loma i upadnom kutu. Posebno je zanimljiv slučaj u kojem ovaj omjer postaje jednak nuli; tada se upadno zračenje u potpunosti provodi kroz granicu dva medija, bez refleksije. Da taj omjer bio jednak nuli, mora vrijediti

$$n_2 \cos \phi_I = n_1 \cos \phi_T. \quad 2.66$$

Korištenjem zakona loma,

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{\sin \phi_T}{\sin \phi_I} \quad 2.67$$

izraz 5.66 može se zapisati u sljedećem obliku,

$$\sin \phi_I \cos \phi_I - \sin \phi_T \cos \phi_T = 0 \quad 2.68$$

a uz daljnje trigonometrijske supstitucije, izraz 5.68 postaje

$$\phi_I + \phi_T = \frac{\pi}{2} \quad 2.69$$

Uvrštavanjem izraza 2.69 u izraz za zakon loma 2.67 slijedi

$$\frac{\sin \phi_T}{\sin \phi_I} = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \phi_I\right)}{\sin \phi_I} = \boxed{\frac{\cos \phi_I}{\sin \phi_I} = \frac{n_1}{n_2}} \quad 2.70$$

Upadni kut koji odgovara uvjetu postavljenom izrazom 2.70 zove se Brewsterov kut,

$$\phi_B = \frac{n_2}{n_1}. \quad 2.71$$

Kada je upadni kut jednak Brewsterovom, val s paralelnom polarizacijom (u odnosu na upadnu ravninu) neće biti reflektiran. Ako se radi o općem slučaju eliptično polariziranog vala, tada će njegova refleksija biti potpuno linearno polarizirana u ravnini okomitoj na upadnu. Na taj se način može postići pretvorba iz nepolariziranog u polarizirani val, ali i eliminirati neželjene refleksije ako je upadni val polariziran.

2.3 Energija elektromagnetnog zračenja

Prijenos energije elektromagnetnim zračenjem predstavlja vrlo važnu karakteristiku elektromagnetnog zračenja. Ako se uzme u obzir povezanost električnog i magnetnog polja, izražena Maxwellovim jednadžbama, tada je valjana i pretpostavka da će energija koja prolazi kroz prostor u obliku elektromagnetnog vala biti ravnomjerno podijeljena između električnog i magnetnog polja. Ako je gustoća energije električnog polja

$$u_E = \frac{\epsilon_0}{2} E^2, \quad 2.72$$

a gustoća energije magnetnog polja

$$u_B = \frac{1}{2\mu_0} B^2, \quad 2.73$$

tada se uz $E = c \cdot B$ i $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ može pokazati da vrijedi izraz

$$u_E = u_B. \quad 2.74$$

Iz izraza 2.74 slijedi da ukupna gustoća toka energije elektromagnetnog vala iznosi

$$u = u_E + u_B. \quad 2.75$$

Da bi se prikazao tok elektromagnetne energije, razmotrit će se prijenos energije S u jediničnom vremenu kroz jediničnu površinu. Tijekom vremena Δt kroz površinu A će proći energija sadržana u diferencijalnom volumenu $u(c\Delta tA)$:

$$S = \frac{uc\Delta tA}{\Delta tA} = uc = \frac{1}{\mu_0} EB \quad 2.76$$

Ako se pretpostavi da smjer energetskega toka odgovara smjeru širenja elektromagnetnog vala, može se izvesti vektor \mathbf{S} kako slijedi:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \times \vec{B}. \quad 2.77$$

Vektor \mathbf{S} poznat je kao Poyntingov vektor [11]. Kada se u izraz 2.77 uvrsti električno i magnetno polje klasičnog planarnog, linearno polariziranog elektromagnetnog vala danog izrazima 2.27 i 2.28, dobije se izraz za energetskega tok kroz jediničnu površinu u jediničnom vremenu, odnosno intenzitet elektromagnetnog vala:

$$\mathbf{S} = c^2 \epsilon_0 \vec{E}_0 \times \vec{B}_0 \cos^2(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \quad 2.78$$

Iz ovog je izraza vidljivo da se vektorski produkt $\vec{E}_0 \times \vec{B}_0$ periodički mijenja od minimuma do maksimuma. Ako se radi o vidljivim valnim duljinama, odnosno frekvencijama reda veličine 10^{15} Hz, jasno je da se radi o promjeni koja je prebrza da bi se mogla direktno mjeriti; budući da na primjer ljudsko oko ipak detektira optičke frekvencije, za pretpostaviti je da dolazi do neke vrste vremenskog uprosječivanja Poyntingovog vektora. Prosječna vrijednost iznosa Poyntingovog vektora u vremenskom intervalu T , $\langle S \rangle_T$, predstavlja srednji intenzitet zračenja I :

$$I = \langle S \rangle_T = \frac{c\epsilon_0}{2} E_0^2. \quad 2.79$$

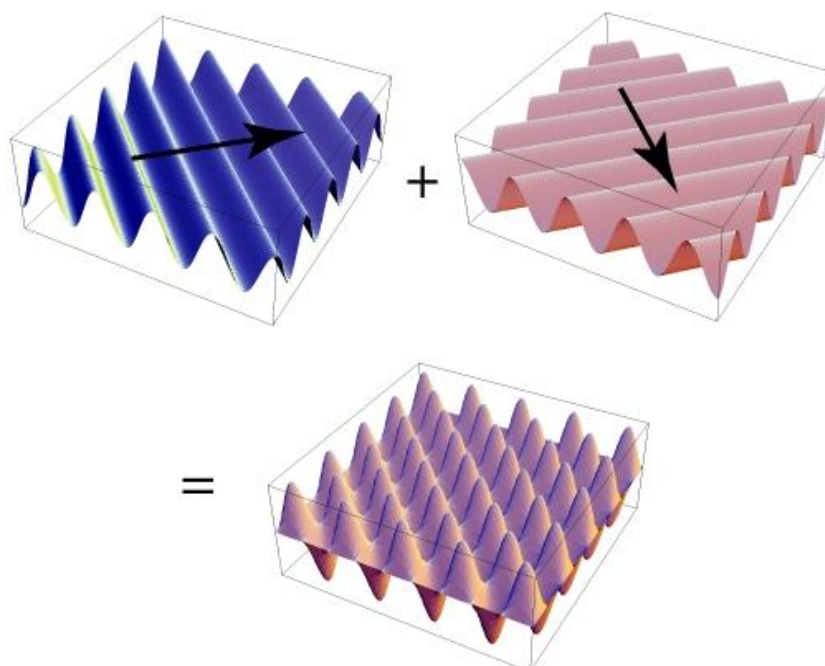
Unutar linearnog, homogenog, izotropnog i dielektričnog materijala izraz za srednji intenzitet zračenja poprima sljedeći oblik:

$$I = \epsilon v \langle E^2 \rangle_T. \quad 2.80$$

2.4 Optička interferencija

Nakon što je analizirano širenje elektromagnetnih valova kroz prostor i njihova interakcija s materijalima, preostaje još objasniti i međusobnu interakciju elektromagnetnih valova. Kako je prethodno pokazano, pretpostavljeni oblik valne funkcije $\Psi(x, t)$, koji omogućava rješenje Maxwellovih jednadžbi, implicira da za elektromagnetne valove vrijedi princip superpozicije. Već i sama činjenica da elektromagnetno zračenje ima valnu prirodu implicira da se ono može tretirati poput mehaničkih vibracija ili akustičnih valova. Princip superpozicije vrijedi za linearne sustave i definira ukupni utjecaj više sustava u određenoj lokaciji i vremenu kao sumu utjecaja svakog pojedinog sustava.

Interferencija je pojava koja direktno proizlazi iz principa superpozicije. Ako se dva (ili više) vala nađu na istom mjestu u isto vrijeme, elektromagnetna polja pojedinih valova kombiniraju se u novo elektromagnetno polje koje je određeno parametrima početnih valova (Slika 10). Interferencija dva elektromagnetna vala može se prikazati preko njihovih električnih polja E_1 i E_2 . U nastavku će se najprije obraditi skalarna superpozicija dva elektromagnetna vala, a potom dobivene rezultate proširiti vektorskom analizom.



Slika 10 Simulacija interferencije dva planarna elektromagnetna vala u prostoru.

2.4.1 Skalarna superpozicija elektromagnetnih valova

Uz pretpostavku da oba vala imaju istu kutnu frekvenciju ω , njihova se električna polja mogu izraziti kao:

$$E_1 = E_{01} \sin(\omega t + \alpha_1) \quad \mathbf{2.81}$$

$$E_2 = E_{02} \sin(\omega t + \alpha_2) \quad \mathbf{2.82}$$

gdje je $\alpha = -(kx + \varepsilon)$. Ukupno električno polje iznosi:

$$E = E_1 + E_2 = E_{01}(\sin \omega t \cos \alpha_1 + \cos \omega t \sin \alpha_1) + E_{02}(\sin \omega t \cos \alpha_2 + \cos \omega t \sin \alpha_2). \quad \mathbf{2.83}$$

Nakon separacije veličina ovisnih o vremenu t , taj izraz prelazi u:

$$E = (E_{01} \cos \alpha_1 + E_{02} \cos \alpha_2) \sin \omega t + (E_{01} \sin \alpha_1 + E_{02} \sin \alpha_2) \cos \omega t. \quad \mathbf{2.84}$$

Ako se uvedu sljedeće supstitucije,

$$E_{01} \cos \alpha_1 + E_{02} \cos \alpha_2 = E_0 \cos \alpha \quad \mathbf{2.85}$$

$$E_{01} \sin \alpha_1 + E_{02} \sin \alpha_2 = E_0 \sin \alpha \quad \mathbf{2.86}$$

njihovim kvadriranjem i zbrajanjem dobit će se izraz za amplitudu ukupnog električnog polja:

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\alpha_1 + \alpha_2) \quad \mathbf{2.87}$$

Da bi se dobio izraz za fazu rezultirajućeg vala, potrebno je podijeliti izraz 2.85 s izrazom 2.86:

$$\tan \alpha = \frac{E_{01} \sin \alpha_1 + E_{02} \sin \alpha_2}{E_{01} \cos \alpha_1 + E_{02} \cos \alpha_2} \quad \mathbf{2.88}$$

Ukupno električno polje sada se može prikazati kao

$$E = E_0 \cos \alpha \sin \omega t + E_0 \sin \alpha \cos \omega t, \quad \mathbf{2.89}$$

odnosno

$$E = E_0 \sin(\omega t + \alpha). \quad \mathbf{2.90}$$

Iz jednadžbe 2.87 slijedi da gustoća toka rezultirajućeg vala nije samo zbroj gustoća toka komponenti, već postoji i oscilirajući član $2E_{01}E_{02} \cos(\alpha_1 + \alpha_2)$. Taj interferencijski član nastaje zbog razlike u fazama između valova koji interferiraju,

$$\delta = \alpha_2 - \alpha_1. \quad \mathbf{2.91}$$

Kada je $\delta = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi \dots$ tada je amplituda rezultirajućeg vala maksimalna, a za $\delta = \pm \pi, \pm 3\pi \dots$ amplituda postaje minimalna. Važno je napomenuti da razlika u fazama može nastati i zbog razlike u duljini koju valovi prelaze (2.92, 2.93), i zbog različitih početnih faznih kuteva (2.91):

$$\delta = (kx_1 + \varepsilon_1) - (kx_2 + \varepsilon_2) \quad \mathbf{2.92}$$

ili

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(x_1 - x_2) + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2), \quad \mathbf{2.93}$$

gdje su x_1 i x_2 udaljenosti od izvora zračenja do točke u kojoj se promatra interferencija. Ako bi valovi E_1 i E_2 na izvorima bili u fazi ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2$), tada bi vrijedilo

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(x_1 - x_2) \quad 2.94$$

Jednadžba 2.94 vrijedi i ako se radi o valovima iz istog izvora, koji su prošli različite putove prije dolaska do mjesta na kojem interferiraju.

Ako se umjesto valne duljine u mediju λ uzme valna duljina u vakuumu λ_0 , tada izraz 2.94 prelazi u

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0}n(x_1 - x_2). \quad 2.95$$

pri čemu se pojavljuje član $n(x_1 - x_2)$, koji se zove razlika optičkih puteva (*eng. Optical path difference, OPD*). Optički put opisuje duljinu prolaska vala kroz medij, a ne fizikalnu duljinu; jedan metar u gušćem mediju predstavlja veći optički put od jednog metra u rjeđem mediju. Razlika optičkih puteva može se izraziti u radijanima ili broju valnih duljina. Ako je $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$ konstantno, bez obzira na iznos, tada su valovi E_1 i E_2 koherentni.

Jednadžbe 2.81-2.95 predstavljaju skalarni tretman pojave interferencije. U prethodnom je poglavlju objašnjeno kako nije moguće direktno opažati varijacije električnog polja nastale interferencijom elektromagnetnih valova, te je stoga ovaj opis potrebno proširiti korištenjem vektorske analize. Na taj će se način efekti optičke interferencije povezati sa srednjim intenzitetom I , kao parametrom koji je moguće mjeriti.

2.4.2 Vektorska superpozicija elektromagnetnih valova

Zbog jednostavnosti, vektorska analiza interferencije provest će se za dva dovoljno udaljena točkasta izvora koji emitiraju monokromatsko linearno polarizirano zračenje u homogenom mediju. Također, točka u kojoj se promatra interferencija dovoljno je udaljena od oba izvora da bi se valovi mogli smatrati planarnima. U tom slučaju, jednadžbe elektromagnetskih valova 2.81 i 2.82 prelaze u sljedeći oblik:

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{E}_{01} \cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t + \varepsilon_1) \quad 2.96$$

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = \vec{E}_{02} \cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t + \varepsilon_2). \quad 2.97$$

Budući da je u ovom slučaju zanimljiv samo relativni srednji intenzitet (između valova i u istom mediju), konstante ϵ i ν iz izraza za srednji intenzitet 2.80 mogu se zanemariti, pa se u vektorskom obliku dobiva sljedeći izraz za srednji intenzitet:

$$I = \langle \vec{E}^2 \rangle_T. \quad 2.98$$

Raspisivanjem izraza 2.98 slijedi:

$$\langle \vec{E}^2 \rangle_T = \langle (\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2)^2 \rangle_T = \langle \vec{E}_1^2 + \vec{E}_2^2 + 2\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle_T \quad 2.99$$

Očito je da izraz 2.98 odgovara izrazu 2.87 koji je dobiven skalarnom analizom interferencije.

S obzirom da se radi o vremenskim prosjecima električnih polja, dakle o srednjim intenzitetima valova, taj se izraz može zapisati i na sljedeći način:

$$I = I_1 + I_2 + I_{12}. \quad 2.100$$

Ako se sada u interferencijski član I_{12} uvrste jednadžbe 2.96 i 2.97, dobiva se sljedeći izraz [11]:

$$\begin{aligned} I_{12} &= 2\langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle_T = \\ &2\langle \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} [\cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varepsilon_1) \cos \omega t + \sin(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varepsilon_1) \sin \omega t] \times \\ &[\cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varepsilon_2) \cos \omega t + \sin(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varepsilon_2) \sin \omega t] \rangle_T \end{aligned} \quad 2.101$$

Kada se provede integracija po vremenu u intervalu T , prema

$$\langle f(t) \rangle_T = \int_t^{t+T} f(t) dt, \quad 2.102$$

izraz 2.101 postaje:

$$I_{12} = \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varepsilon_1 - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \varepsilon_2). \quad 2.103$$

Član u zagradi u izrazu 2.103 predstavlja faznu razliku δ (izraz 2.91) u vektorskom zapisu. Izraz 2.103 može se zapisati u još pogodnijem obliku, ako se uzme da su polarizacije valova paralelne; tada se srednji intenzitet pojedinog vala može izraziti kao:

$$I_i = \langle \vec{E}_i^2 \rangle_T = \frac{E_{0i}^2}{2}. \quad 2.104$$

Sada se interferencijski član može izraziti u svom konačnom obliku,

$$I_{12} = 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta, \quad 2.105$$

a ukupni srednji intenzitet koji nastaje zbog interferencije dva elektromagnetna vala iznosi

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta. \quad 2.106$$

Za opći slučaj lako je pokazati da postoji maksimalni i minimalni iznos srednjeg intenziteta, analogno opisu jednadžbe 2.91, koji ovise o iznosu fazne razlike δ . Jedan specijalni slučaj, koji je od velike važnosti za praktičnu upotrebu pojave interferencije, nastaje kada su amplitude oba vala jednake, $\vec{E}_{01} = \vec{E}_{02}$. Tada su i njihovi srednji intenziteti jednaki,

$$I_1 = I_2 = I_0, \quad 2.107$$

a izraz za ukupni srednji intenzitet postaje:

$$I = 4I_0 \cos^2 \frac{\delta}{2}. \quad 2.108$$

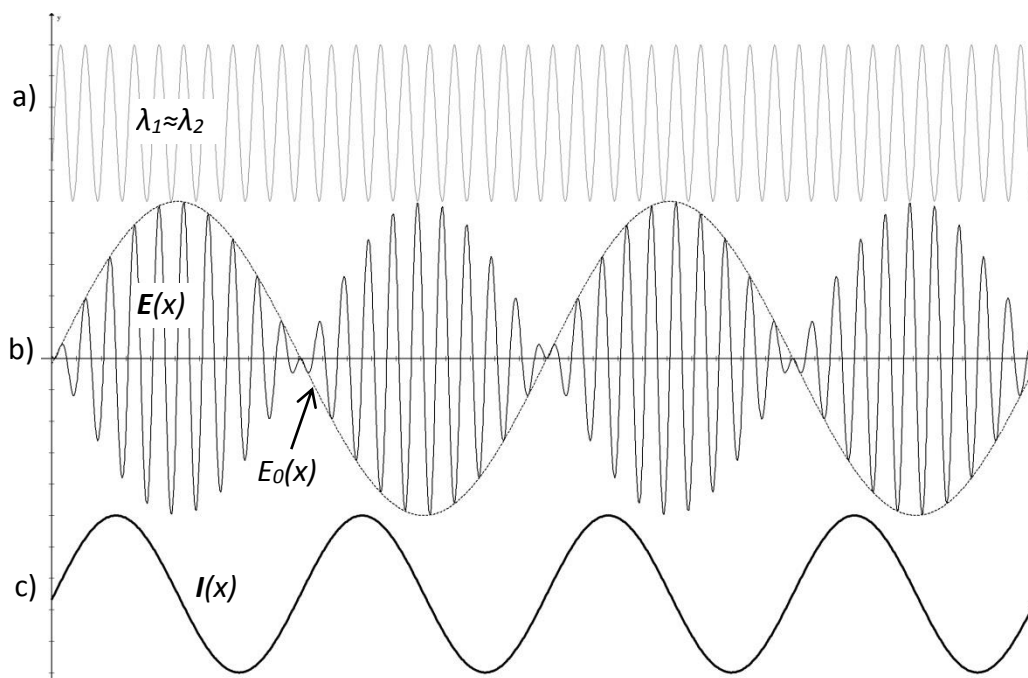
U tom je slučaju minimalni srednji intenzitet $I_{\min} = 0$, a maksimalni $I_{\max} = 4I_0$.

Iz prethodne se analize nameće nekoliko bitnih zaključaka:

- Ako su valovi ortogonalno polarizirani, skalarni umnožak amplituda (2.103) u interferencijskom članu jednak je nuli pa neće postojati mjerljivi (vidljivi) efekti interferencije;
- Ako su valovi paralelno polarizirani, njihove amplitude maksimalno doprinose interferencijskom članu I_{12} pa su i efekti interferencije na distribuciju srednjeg intenziteta rezultirajućeg vala maksimalni;
- Ako valovi nemaju jednake kutne frekvencije, a paralelno su polarizirani, izraz 2.103 proširuje se na

$$I_{12} = \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varepsilon_1 - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \varepsilon_2 + (\omega_1 - \omega_2)t), \quad 2.109$$

iz čega je vidljivo da će zbog člana $(\omega_1 - \omega_2)t$ interferencijski efekti biti modulirani u valni paket čija se amplituda mijenja s frekvencijom jednakom razlici kutnih frekvencija ulaznih valova (Slika 11). Taj se efekt koristi za usporedbu frekvencija dvaju izvora zračenja, jer je frekvencija envelope valnog paketa (eng. *Beat frequency*, udarna frekvencija) nekoliko redova veličine manja od frekvencije vidljivog svjetla; na taj način odstupanje frekvencije izvora zračenja od frekvencije etalona frekvencija postaje direktno mjerljivo (Poglavlje 6.1).



Slika 11. a) Dva elektromagnetna vala neznatno različitih valnih duljina λ_1 i λ_2 . Iako resultantno električno polje $E(x)$ oscilira vrlo visokom frekvencijom (b), njegova amplituda $E_0(x)$ varira sa znatno manjom frekvencijom. Na c) je prikazana oscilacija intenziteta resultantnog vala $E_0^2(x)$, s dvostruko većom frekvencijom od frekvencije amplitude.

2.4.3 Vrste i lokalizacija interferencijskih pruga

Iz prethodne analize slijedi da će superpozicija elektromagnetnih valova rezultirati nastajanjem prostornih zona u kojima srednji intenzitet rezultirajućeg vala jednoliko mijenja iznos od minimalne do maksimalne vrijednosti. Ako bi se unutar takve zone postavio detektor, na njemu bi se mogao uočiti slijed tamnih i svijetlih područja poznatijih kao interferencijske pruge. Njihov oblik, vidljivost i lokacija u interferencijskom sustavu ovise o geometrijskom odnosu ulaznih valova i načinu ostvarivanja interferencije, pa će se detaljnije obraditi u idućim poglavljima. Općenito, interferencijske pruge mogu se podijeliti prema vidljivosti - na realne i virtualne te prema lokaciji na kojoj su vidljive - na nelokalizirane i lokalizirane.

Virtualne interferencijske pruge nisu vidljive bez pomoći optičkog sustava koji će ih fokusirati na detektor; to znači da zrake koje tvore ovakve pruge divergiraju od mjesta nastanka interferencije prema detektoru. Realne interferencijske pruge stvaraju konvergirajuće zrake, zbog čega su vidljive i bez dodatnog fokusiranja.

Lokalizacija interferencijskih pruga odnosi se područje unutar kojeg ih je moguće vidjeti; nelokalizirane pruge stvaraju se u cijelom prostoru iza točke nastanka interferencije, dok se lokalizirane pruge može uočiti samo unutar ograničenog volumena.

2.5 Interferometri

Tehnička primjena svojstava optičke interferencije već je više od stoljeća zaslužna za brojne napretke u znanosti. Osnova tehničke primjene interferencije počiva na činjenici da je fazni odnos ulaznih valova „kodiran“ u varijaciji amplitude srednjeg intenziteta resultantnog vala, odnosno u izgledu interferencijskih pruga. Prethodno je pokazano da ova varijacija ovisi o optičkom putu koje su zrake prošle prije superpozicije (2.95); ako se promijeni optički put jedne zrake u odnosu na drugu, tada će nastati fazna razlika koja će se manifestirati u promjeni geometrije interferencijskih pruga. Stoga se općenito može reći da su interferometri uređaji koji analizom interferencijskih pruga (interferencijskog polja) daju podatak o promjeni optičkog puta jednog od ulaznih elektromagnetnih valova, odnosno kvantificiraju faznu razliku između ulaznih valova. Osnovna podjela interferometara nastaje prema tome što se s informacijom o promjeni faze želi postići: moguće je kontinuirano mjeriti promjenu faze pri promjeni optičkog puta, ili analizirati relativni odnos faznih razlika za fiksni optički put. U prvom slučaju govorimo o dinamičkim, a u drugom slučaju o statičkim interferometrima.

Osnovna je uloga interferometra, kao tehničkog sustava, omogućiti postizanje uvjeta nužnih da bi do interferencije uopće došlo. Primarni uvjeti spomenuti su tijekom prethodnih izvoda:

- Ulazni valovi moraju imati jednaku frekvenciju,
- Ulazni valovi moraju biti koherentni,
- Ulazni valovi moraju biti paralelno polarizirani.

Da bi se osigurale jednake frekvencije ulaznih elektromagnetnih valova potrebno je koristiti isti izvor⁵. Kako bi se iz jednog izvora zračenja stvorila dva elektromagnetna vala koji će proći različite optičke putove, interferometri se mogu realizirati tako da razdijele valnu frontu dolaznog zračenja, ili da razdijele ulaznu amplitudu. Tipičan primjer interferometra s podjelom valne fronte je Youngov interferometar, nastao prema poznatom Youngovom pokusu [12]. Interferometri s podjelom amplitude mogu se realizirati na dva osnovna načina, ovisno o mehanizmu podjele amplitude zračenja izvora; korištenjem dielektričnih slojeva ili korištenjem zrcala.

2.5.1 Dinamički interferometri

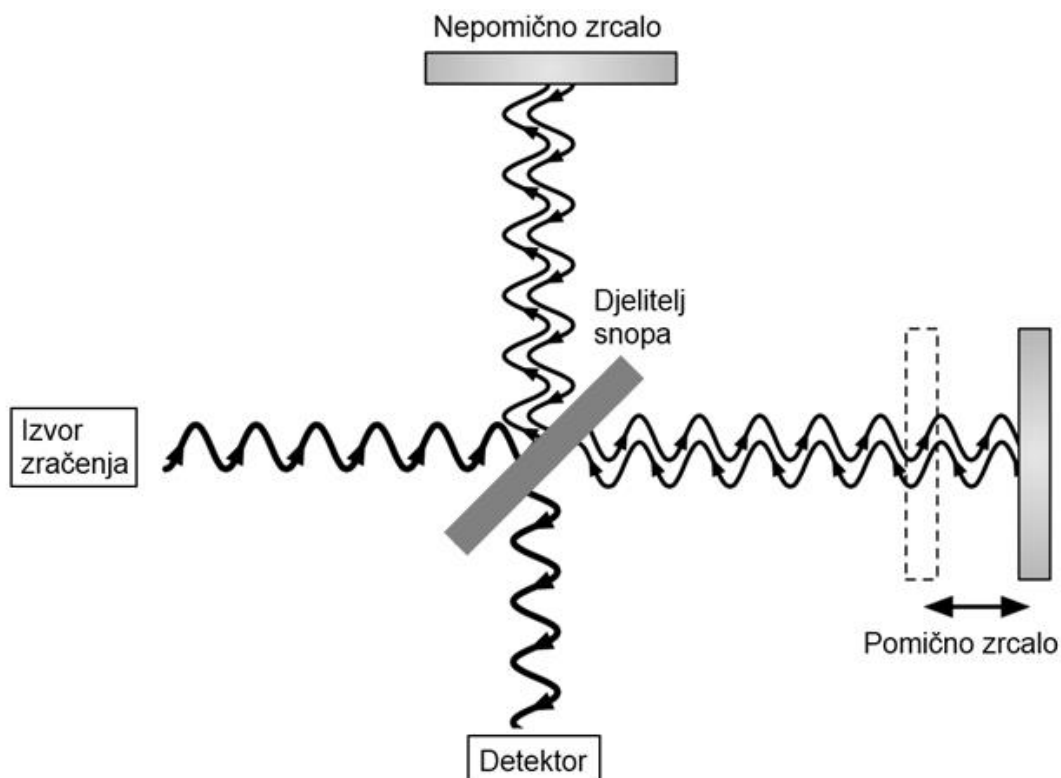
Dinamički interferometri mjere pomak, odnosno promjenu duljine, korištenjem činjenice da srednji intenzitet interferencije kontinuirano varira s promjenom optičkog (u ovom slučaju i mehaničkog) puta. Tipična realizacija ovakvih interferometara bazira se na podjeli amplitude zračenja na dva kraka, referentni i ispitni, korištenjem zrcala i djelitelja snopa (eng. *beam splitter*). Zrcalo referentnog kraka je fiksno, dok se zrcalo ispitnog kraka postavlja na element čiji se pomak želi izmjeriti (Slika 12).

Pomak zrcala u ispitnom kraku dovodi do promjene fazne razlike između referentnog i ispitnog kraka, što rezultira i promjenom srednjeg intenziteta rekombiniranog vala. S obzirom da je ovu promjenu moguće mjeriti, relativno je jednostavno izraziti ostvareni pomak ispitnog zrcala preko broja ciklusa promjena srednjeg intenziteta od minimalnog do maksimalnog iznosa. Za konfiguraciju prikazanu na Slici 12 vrijedi jednadžba 2.94, iz čega je vidljivo da promjena fazne razlike za π stupnjeva odgovara promjeni optičkog puta u iznosu $\lambda/2$. Ako se rekombinirani val usmjeri na fotodiodu, dovoljno je brojati koliko se puta srednji intenzitet promijenio od minimalnog do maksimalnog (od svijetlog polja do tamnog polja) da bi se ostvarila mjerna rezolucija od pola valne duljine. Budući da ni mjerenje promjene intenziteta između minimalnog i maksimalnog nije osobito zahtjevno, stvarne rezolucije su znatno niže i kreću se oko $0,01 \pi$

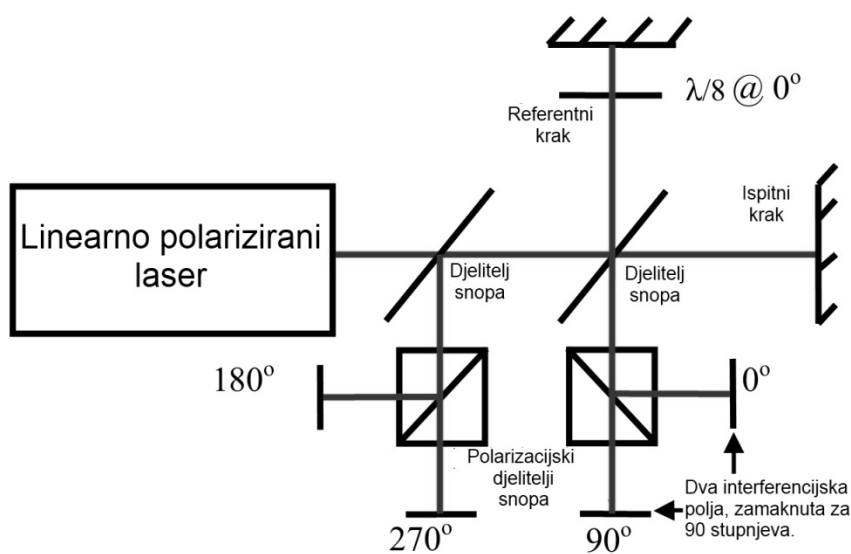
⁵ Izum stabiliziranih lasera omogućio je upotrebu dva odvojena izvora; međutim, zbog praktičnih razloga i dalje se najčešće koristi jedan izvor.

fazne razlike. U praksi to znači da, uz korištenje helij-neon lasera valne duljine 632,8 nm, rezolucija mjerenja pomaka iznosi približno 3 nm.

Praktične izvedbe ovakvih interferometara (Slika 13) znatno su kompleksnije od navedenog modela, jer omogućavaju detekciju smjera kretanja ispitnog zrcala, mjerenje i kompenzaciju indeksa loma zraka itd. Međutim, i dalje se radi o relativno jednostavnim uređajima, kada se uzme u obzir mogućnosti koje pružaju.



Slika 12. Model dinamičkog interferometra

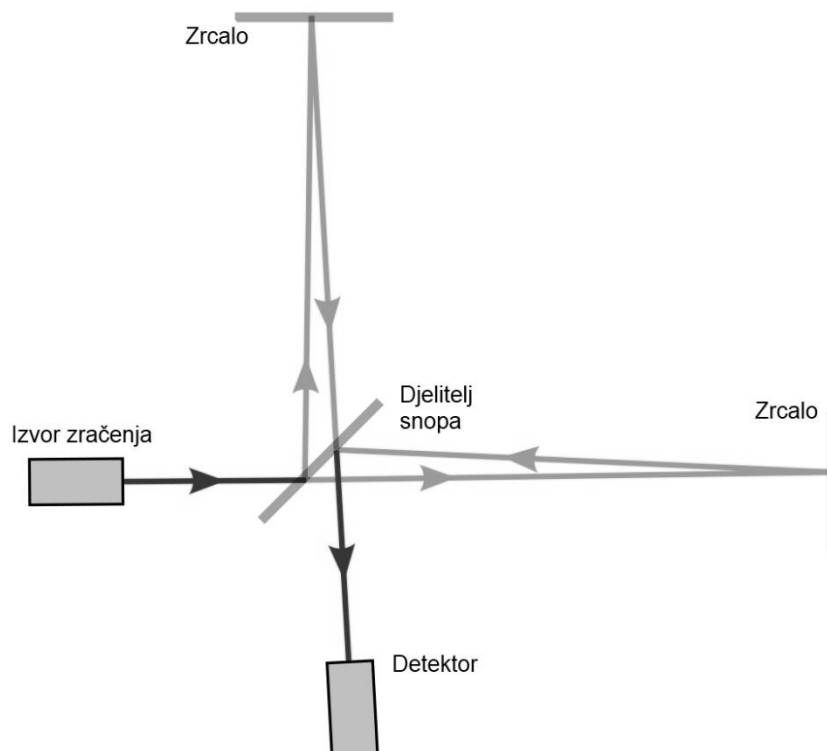


Slika 13 Realni dinamički interferometar s detekcijom smjera.

2.5.2 Statički interferometri

Za razliku od dinamičkih, statički interferometri pružaju informaciju od faznoj razlici za fiksni optički put. Prije je spomenuta podjela na interferometre s podjelom valne fronte i interferometre s podjelom amplitude. Iako su interferometri s podjelom valne fronte bili od iznimne važnosti za shvaćanje principa interferencije i same prirode svjetla, njihova je tehnička primjena ograničena. Interferometri s podjelom amplitude znatno su tehnički korisniji, stoga je i njihov razvoj započeo prije više od stotinu godina. Osnovni model statičkog interferometra predstavlja Michelsonov interferometar, Slika 14. Primjetna je sličnost između ove konfiguracije i modela dinamičkog interferometra prikazanog na Slici 12. Osnovna je razlika u veličini vidnog polja: dok je kod dinamičkih interferometara vidno polje malo, u pravilu širine same laserske zrake, kod statičkih interferometara ostvaruje se veliko vidno polje. Ta činjenica definira svrhu statičkih interferometara: ispitivanje relativne fazne razlike između optičkih zraka koje tvore široko vidno polje.

Ako se pretpostavi da su oba zrcala na Slici 14 idealno ravna, polje interferencijskih pruga bilo bi jednoliko, s periodičkim promjenama intenziteta. Ako ispitno zrcalo nije idealno ravno, tada zbog varijacije u visini samog zrcala dolazi do promjene duljine optičkog puta unutar vidnog polja interferometra. Analizom relativnih pomaka pruga unutar interferencijskog polja može se s vrlo visokom točnošću izmjeriti varijacija visine zrcala.

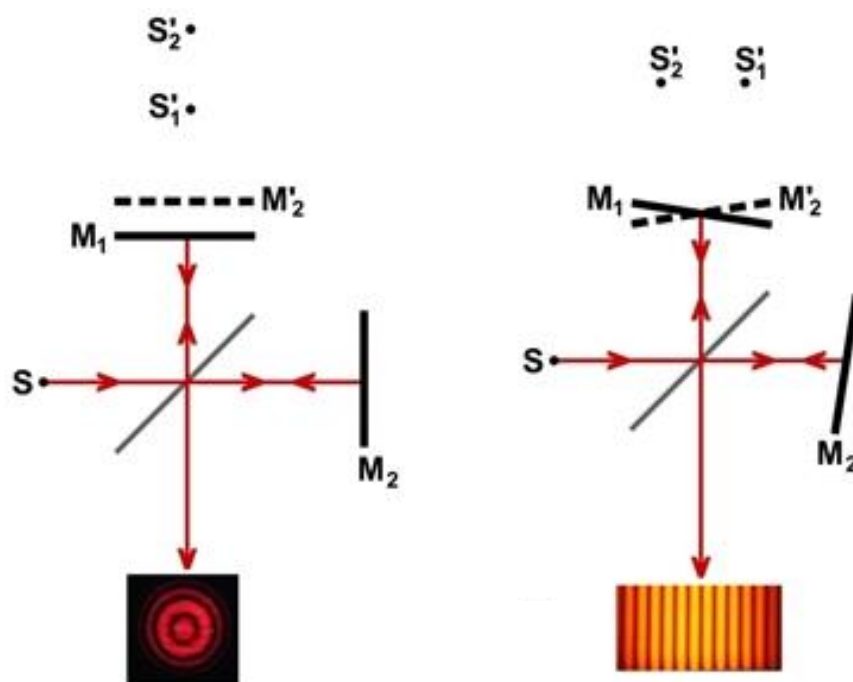


Slika 14 Shematski prikaz Michelsonovog interferometra

2.5.3 Michelsonov interferometar

Formacija interferencijskih pruga u vidnom polju Michelsonovog interferometra ovisi o geometriji izvora zračenja i položaju ispitnog zrcala. Izvor zračenja u općem slučaju može biti prošireni izvor koji proizvodi sferne valove, ili kolimirani izvor koji proizvodi planarne valove. Interferencijske pruge mogu biti kružne, ravne ili u općem slučaju hiperbolne, ovisno o kombinaciji vrste izvora i položaja zrcala. Tipično se u Michelsonovoj konfiguraciji koristi prošireni izvor koji emitira sferne valove; ukoliko se zračenje izvora kolimira pa kroz interferometar propagiraju planarni valovi, tada se radi o Twyman-Greenovoj konfiguraciji.

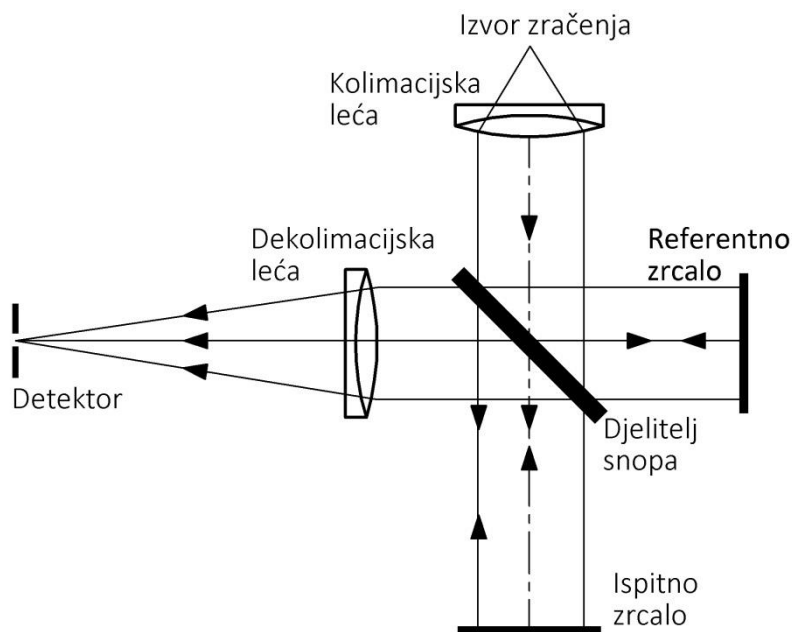
Za analizu je pogodno koristiti ekvivalentni linearni prikaz interferometra, Slika 15, u kojem je ispitno zrcalo M_2 prikazano na istom pravcu kao i referentno zrcalo M_1 . Ukoliko se koristi prošireni izvor, izgled interferencijskih pruga ovisi o geometrijskom odnosu zrcala M_1 i M_2 . Ako su ova zrcala paralelna nastaju kružne koncentrične interferencijske pruge, što je posljedica sferne geometrije valova koji interferiraju. Ako postoji kut između M_1 i M_2 , a optički putovi referentnog i ispitnog kraka su približno jednaki, radijus zakrivljenosti pruga postaje vrlo velik pa su interferencijske pruge ravne i paralelne. Ta dva slučaja predstavljaju partikularna rješenja općenitog problema superpozicije sfernih valova u prostoru; u općem slučaju presjeci su površine opisane hiperbolnim krivuljama.



Slika 15 Linearizirani prikaz Michelsonovog interferometra.

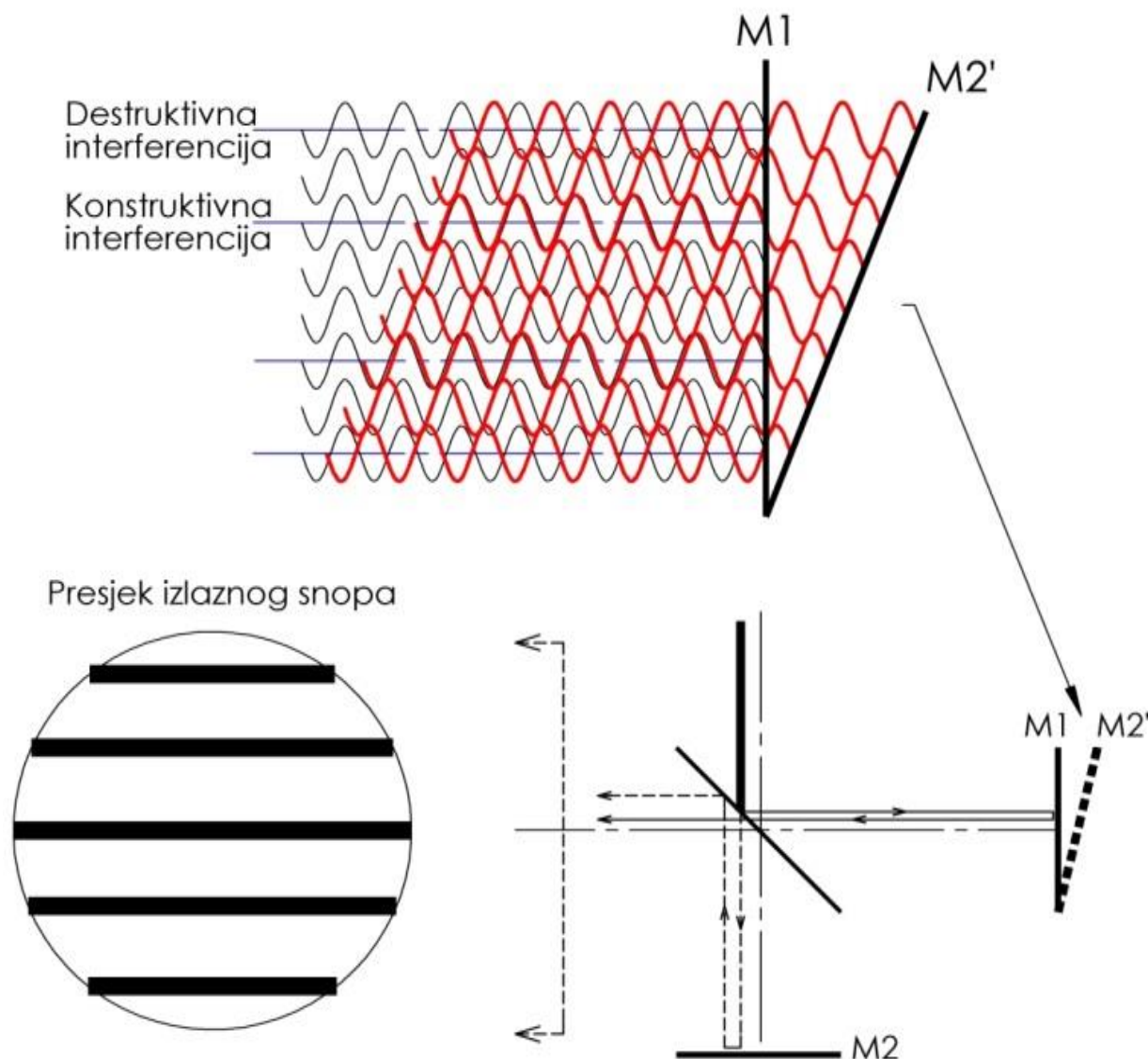
2.5.4 Twyman-Greenov interferometar

Izvedba Michelsonovog interferometra u kojoj se koristi kolimirani izvor zračenja naziva se Twyman-Greenov interferometar, Slika 16. S obzirom da se izvor zračenja kolimira prije ulaza u optički sustav interferometra, kroz Twyman-Greenov interferometar propagiraju planarni valovi.



Slika 16 Twyman-Green interferometar.

Ako su referentno zrcalo i ispitna površina nagnuti pod malim kutem nastaje polje ravnih i paralelnih interferencijskih pruga u presjeku resultantnog snopa. Slika 17 prikazuje cjelokupan proces formiranja interferencijskih pruga, pri čemu su optički putevi referentnog i ispitnog snopa radi jasnijeg prikaza razdvojeni nakon refleksija sa zrcala. Za prikazanu konfiguraciju zrcala postoji samo vertikalna sinusoidalna varijacija ukupnog srednjeg intenziteta (prema izrazu 2.106), s konstantnim iznosom u horizontalnom smjeru, što rezultira nastajanjem horizontalnih interferencijskih pruga. Iz uvećanog prikaza na Slici 17 lako je uočiti utjecaj kuta između zrcala $M1$ i $M2$, o kojem ovisi razmak između interferencijskih pruga. Razmak između interferencijskih pruga d očito je konstantan ako se ne mijenja kut između zrcala, a njegov je iznos pogodno izraziti preko valne duljine korištenog zračenja. Lako je uočiti da je razmak između dvije tamne pruge dvostruko veći od razlike između minimalne i maksimalne vrijednosti izraza 2.106, kojom je definiran razmak između tamne i svijetle interferencijske pruge. Već je pokazano (izraz 2.91) da su minimum i maksimum srednjeg intenziteta razmaknuti za π radijana, odnosno za pola valne duljine; ovaj iznos treba udvostručiti čime se dolazi do iznosa od jedne valne duljine.



Slika 17 Stvaranje interferencijskih pruga u Twyman-Greenovom interferometru. Interferencijsko polje zbog jednostavnosti je prikazano na zrcalima; u stvarnosti se interferencija odvija nakon djelatila snopa.

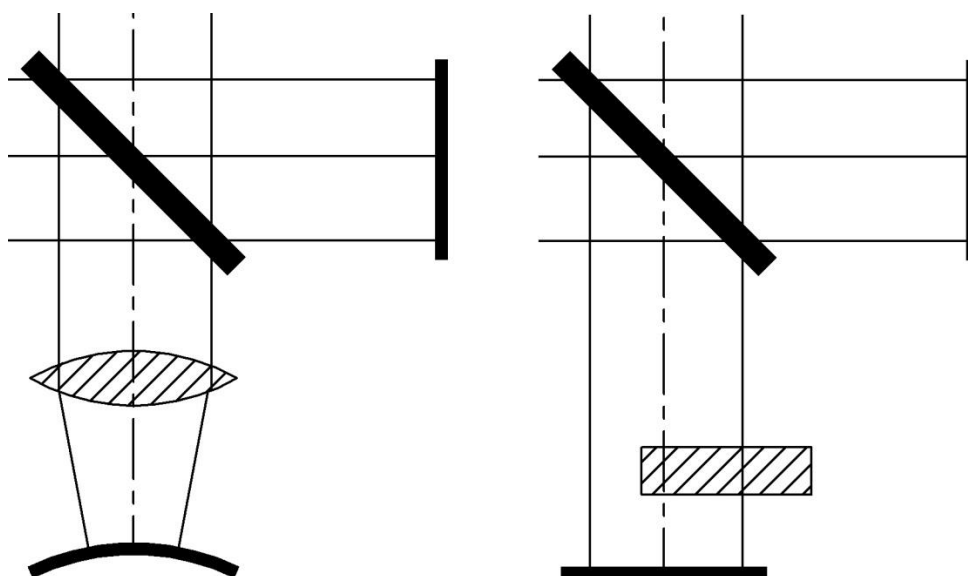
Međutim, ispitna zraka isti optički put prelazi dva puta, što ovaj iznos na kraju opet svodi na pola valne duljine. Ovo je vrlo važan rezultat koji pokazuje da se fizički razmak između interferencijskih pruga može proizvoljno mijenjati promjenom kuta zrcala, bez da se promijeni fazna razlika koja uvijek iznosi pola valne duljine.

U općem slučaju zrcala mogu biti međusobno nagnuta u dvije ravnine. Ukoliko bi se na primjer zrcalo M2 nagnulo i u horizontalnoj ravnini za isti iznos kao i u vertikalnoj ravnini, lako je zaključiti da bi interferencijske pruge bile orijentirane pod kutem od 45° . S dva kuta nagiba zrcala moguće je ostvariti proizvoljan nagib i razmak između interferencijskih pruga, međutim i dalje će vrijediti izvedeni zaključci o iznosu njihovog razmaka.

Poseban slučaj orijentacije zrcala nastaje kada su postavljena okomito, pri čemu nastaje homogeno interferencijsko polje. U tom slučaju na cijelom prostornom presjeku rezultatnog

snopa svi valovi imaju istu fazu, što znači da je na cijelom presjeku rezultatnog snopa intenzitet konstantan. Ako razlika optičkih puteva između dva kraka iznosi $OPD = N \lambda/2$, tada nastaje konstruktivna interferencija i svijetlo vidno polje, a za $OPD = (N + 0,5) \lambda/2$ nastaje destruktivna interferencija.

Zbog opisanih karakteristika Twyman-Greenovog interferometra njegova je osnovna namjena testiranje optičkih elemenata, na način da se ostvari postojanje interferencijskih pruga namjernim nagibom zrcala i potom analizira njihova promjena uzrokovana prolaskom ispitnog vala kroz određeni element. Prilagodбом ispitnog kraka interferometra mogu se ispitivati različiti zakrivljeni optički elementi, poput prizmi ili leća (Slika 18), pri čemu je jedino važno da se snop reflektiran s ispitne površine opet kolimira.



Slika 18 Mjerenje geometrije leće korištenjem sfernog zrcala u Twyman-Green interferometru; desno je prikazano ispitivanje planparalelne staklene ploče.

3 INTERFERENCIJSKO UMJERAVANJE ETALONA DULJINE

Nakon što su objašnjeni fenomen interferencije i osnovni tipovi interferometara, u ovom će se poglavlju objasniti praktična primjena interferencije za umjeravanje etalona duljine. S obzirom da se etaloni duljine dijele na etalone valne duljine i fizičke etalone, objasnit će se specifični principi umjeravanja obje kategorije etalona.

3.1 Umjeravanje u frekvencijskom području

Umjeravanje lasera niže razine točnosti usporedbom s etalonskim laserom provodi se mjerenjem frekvencije. Valne duljine vidljive svjetlosti kreću se u rasponu od 400 nm do 700 nm što odgovara rasponu frekvencija od 750 THz do 430 THz, a najčešće se koristi valna duljina $\sim 632,8$ nm odnosno ~ 474 THz. Očita nemogućnost direktnog mjerenja ovako brzih pojava prevladana je primjenom „Beat frequency“ postupka, opisanog u poglavlju 5.4.2, jednadžba 5.109. Superpozicijom laserskih zraka iz referentnog i ispitnog lasera na detektoru dolazi do oscilacije amplitude ukupnog srednjeg intenziteta, čija je frekvencija jednaka razlici frekvencija referentnog i ispitnog lasera. Stoga je i rezultat mjerenja relativna vrijednost, odnosno odstupanje od frekvencije referentnog lasera. Moderni detektori optičkog signala imaju najveću širinu frekvencijskog pojasa od nekoliko desetaka GHz, kojom je određeno i maksimalno mjerno područje ove metode.

Visoka točnost umjeravanja etalona duljine u frekvencijskom području temelji se prije svega na točnosti mjerenja vremena - da bi se izmjerila frekvencija potrebno je mjeriti vrijeme, a primarni etalon za sekundu ima 10^5 puta manju relativnu nesigurnost od primarnih etalona duljine. Stoga je tipična vrijednost relativne mjerne nesigurnosti ove metode 10^{-10} , odnosno 1 dio u 10 milijardi. Ako se radi o valnoj duljini od 632,8 nm s frekvencijom 473,8 THz, ova razina mjerne nesigurnosti znači da je moguća pogreška od nekoliko kHz – preračunato u duljinu, maksimalna pogreška mjerenja valne duljine iznosi samo 10^{-7} nanometara.

Nacionalni laboratorij za duljinu koristi jedno stabilizirani helij-neon laser koji je proizveo engleski nacionalni mjeriteljski institut NPL. Postupak umjeravanja sekundarnih lasera svodi se na osiguravanje suosnosti zrake iz ispitivanog lasera sa zrakom referentnog lasera te fokusiranjem zraka na fotodiodu kojom će se izmjeriti postojeća razlika frekvencija. S obzirom da je ovo mjerenje relativno, na ovaj način nije moguće utvrditi predznak izmjenog odstupanja; stoga se provodi više mjerenja, pri čemu se referentni laser zaključava na različite apsorpcijske komponente joda. Zbog jednostavnost samog postupka, potencijalni problemi pri frekvencijskom umjeravanju gotovo isključivo proizlaze iz načina rada jedno stabiliziranog

lasera. S obzirom da frekvencijsko umjeravanje ne predstavlja užu temu ovog istraživanja, intencija autora nije bila dublje zadirati u analizu rada jednog stabiliziranog lasera. Međutim, tijekom istraživanja pojavila se potreba za zamjenom laserske cijevi na NPL laseru, pa je detaljno upoznavanje rada jednog stabiliziranih lasera postalo neizbježno. Kako se ovdje ne bi skretalo s teme, detaljniji opis rada NPL lasera i izmjene laserske cijevi dan je u Prilogu 1.

3.2 Interferometri za granične mjerke

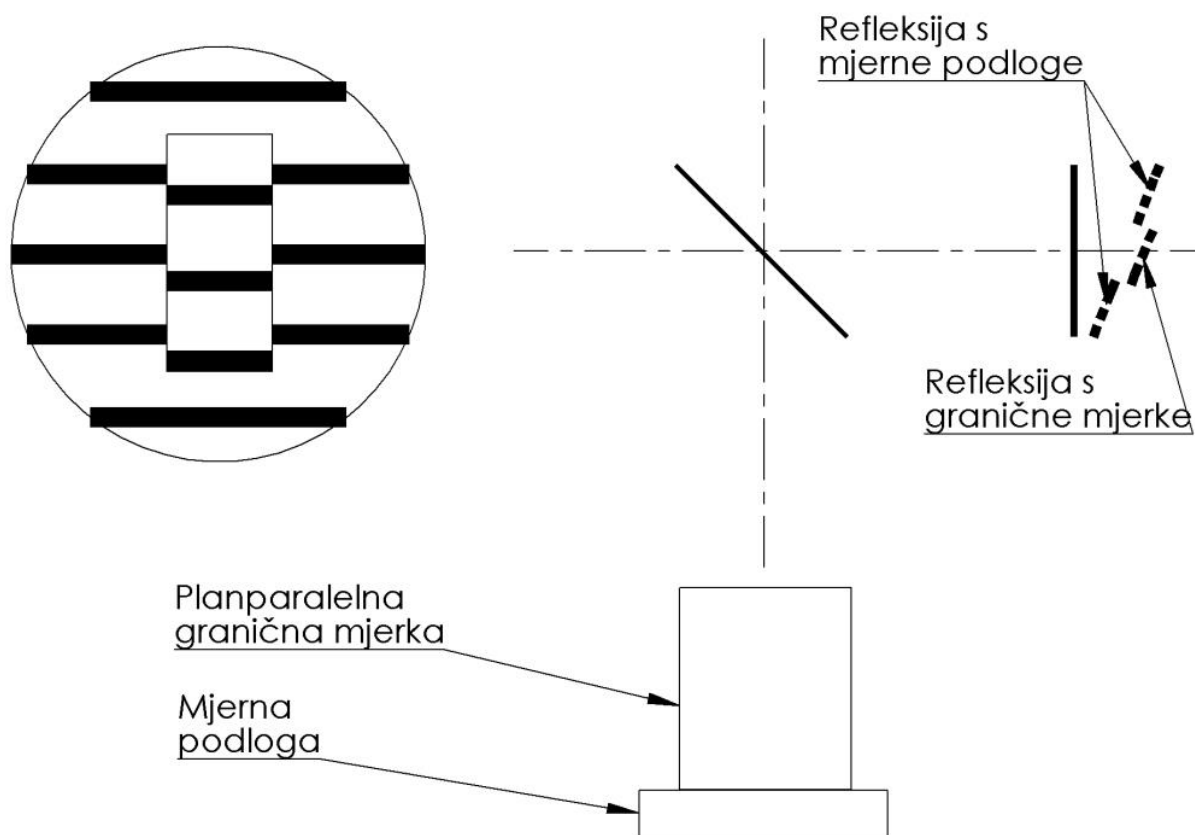
Umjeravanje fizičkih etalona duljine, a tipično se radi o planparalelnim graničnim mjerkama, provodi se korištenjem interferometara posebno prilagođenim za taj zadatak. To prije svega podrazumijeva iznimnu mehaničku stabilnost interferometra i izolaciju optičkog sustava od vibracija. Prema ISO 3650 duljina granične mjerke definirana je kao udaljenost između gornje površine granične mjerke i površine mjerne podloge na koju se mjerka postavlja. S aspekta interferencijskog umjeravanja, potrebno je duljinu granične mjerke izraziti preko valne duljine izvora zračenja. Ovakvo je mjerenje najlakše ostvariti Twyman-Greenovom konfiguracijom interferometra, pri čemu se sklop granične mjerke i mjerne podloge postavlja suosno s optičkom osi ispitnog kraka interferometra. Ova konfiguracija interferometra ostvaruje veliko vidno polje pa je moguće vidjeti kompletan tlocrtni prikaz sklopa granične mjerke i podloge (Slika 19), što olakšava utvrđivanje razlike optičkih puteva između mjerne podloge i gornje površine granične mjerke. Kako je prije pokazana važnost poznavanja indeksa loma materijala kroz koji propagira elektromagnetsko zračenje, ovi interferometri moraju imati sofisticirane sustave za mjerenje tlaka, temperature i vlažnosti zraka kako bi se njegov indeks loma mogao izračunati.

U općem slučaju mora se pretpostaviti da će mehaničku duljinu granične mjerke opisati proizvoljni broj valova, sastavljen od punog broja valova i određenog decimalnog dijela vala. Stoga se problem interferencijskog umjeravanja planparalelnih graničnih mjerki može rastaviti na dva osnovna problema: utvrđivanje punog broja valova koji prolaze kroz mehaničku duljinu granične mjerke i utvrđivanje preostalog decimalnog dijela vala. Postoje brojne metode za utvrđivanje ovih iznosa, od kojih će najbitnije biti prikazane u nastavku.

S obzirom na specifičnost ovog mjerenja, proizvedeno je tek nekoliko modela interferometara za granične mjerke. Najrašireniji su uređaji Zeiss interferencijski komparator, NPL interferometar za granične mjerke [13] i Tsugami interferometar za granične mjerke.

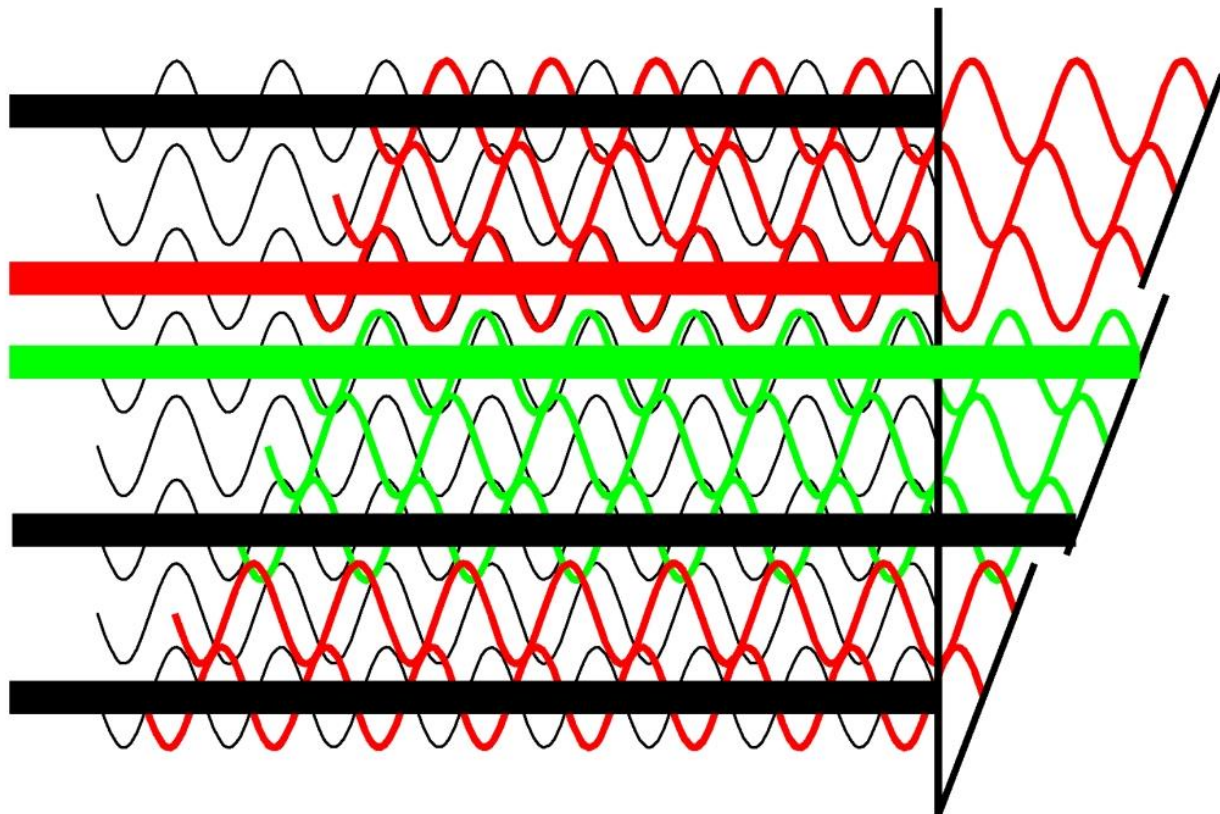
3.3 Apsolutno mjerenje duljine

Mjerenje mehaničke duljine znatno je kompleksniji postupak od mjerenja frekvencije, odnosno valne duljine. Osnovni je cilj interferencijskog umjeravanja fizičkih etalona duljine izražavanje njihove duljine u terminu valne duljine izvora zračenja, odnosno utvrđivanje točnog broja valnih duljina izvora koje „stanu“ unutar mehaničke duljine planparalelne granične mjerke. Kao što je opisano u poglavlju 5.5.4, korištenjem Twyman-Greenove konfiguracije moguće je utvrditi faznu razliku između referentnog kraka interferometra i ispitnog kraka u koji se postavlja planparalelna granična mjerka, Slika 19. Cilj mjerenja je ustanoviti faznu razliku između dvije valne fronte unutar ispitnog kraka, pri čemu jednu valnu frontu predstavlja refleksija sa mjerne podloge, a drugu refleksija s granične mjerke. Interferencijsko polje koje pri tome nastaje tvore dva seta interferencijskih pruga, čije se faze u općem slučaju razlikuju za određeni iznos. Iznos razlike faza između ove dvije valne fronte predstavlja frakcionalni dio valne duljine koji zajedno s određenim punim brojem poluvalova opisuje duljinu granične mjerke. Primjera radi, ako je granična mjerka duga $312\,234,2$ valne duljine, tada će pomak između dva interferencijska polja na interferogramu iznositi upravo $0,2$ valne duljine.



Slika 19 Shematski prikaz Twyman-Green interferometra za umjeravanje graničnih mjerki.

Nastajanje ovog pomaka lakše je uočiti na Slici 20, gdje je prikazano stvaranje interferencijskog polja uz dvije refleksije u ispitnom kraku. Refleksija sa mjerne podloge prikazana je crvenom, a refleksija s granične mjerke zelenom bojom. Horizontalne linije u boji označavaju konstruktivnu interferenciju odgovarajuće refleksije s referentnim valom, a crne linije destruktivnu interferenciju.



Slika 20 Formiranje interferencijskog polja pri mjerenju graničnih mjerki.

U općem se slučaju može reći da duljinu granične mjerke L opisuje određeni puni broj valova N i određeni decimalni dio vala F (Slika 21) [14]:

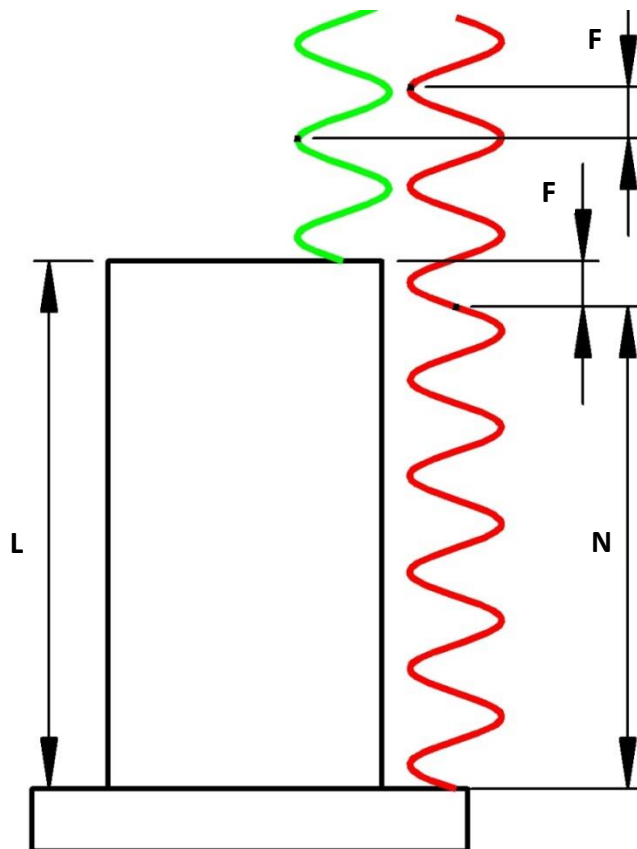
$$L = (N + F) \frac{\lambda}{2}. \quad 3.1$$

Takav način opisa duljine proizlazi iz činjenice da se interferencijskim mjerenjem može izmjeriti samo decimalni dio vala F , jer se interferencijske pruge periodički ponavljaju s promjenom punog broja valova. Ako je $OPD = N \lambda/2$, tada je za $N = 1, N = 2, \dots$ interferencijsko polje identično. Iz toga slijedi da se na ovaj način može utvrditi samo za koliki je dio valne duljine mjerka dulja od nekog broja cijelih valova. Ako je duljina mjerke poznata unutar $\pm \lambda/2$, tada se puni broj valova jednostavno može izračunati. Ako to nije slučaj, puni broj valova potrebno je utvrditi na druge načine.

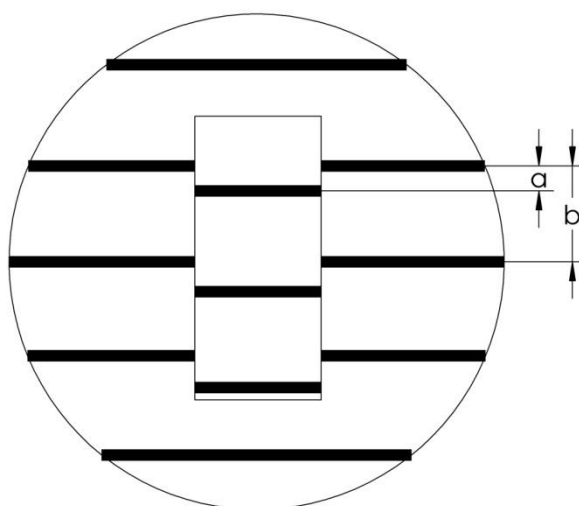
Iz prikaza mjerenja na Slici 21 jasno se vidi uloga mjerne podloge, koja omogućuje ostvarivanje refleksije s donje površine granične mjerke. Ovdje se pretpostavlja idealan kontakt

između površina podloge i mjerke; u kasnijim će poglavljima biti govora o točnosti ove pretpostavke.

Decimalni dio valne duljine F može se utvrditi iz međusobnog odnosa navedenih setova interferencijskih pruga (Slika 22) pri čemu je $F = a/b$, ili primjenom metode faznih pomaka.



Slika 21 Prikaz punog broja valova N i frakcionalnog dijela vala F za Interferencijsko mjerenje graničnih mjerki.



Slika 22 Mjerenje frakcionalnog dijela vala F mjerenjem odnosa interferencijskih pruga.

3.3.1 Metoda točnih razlomaka

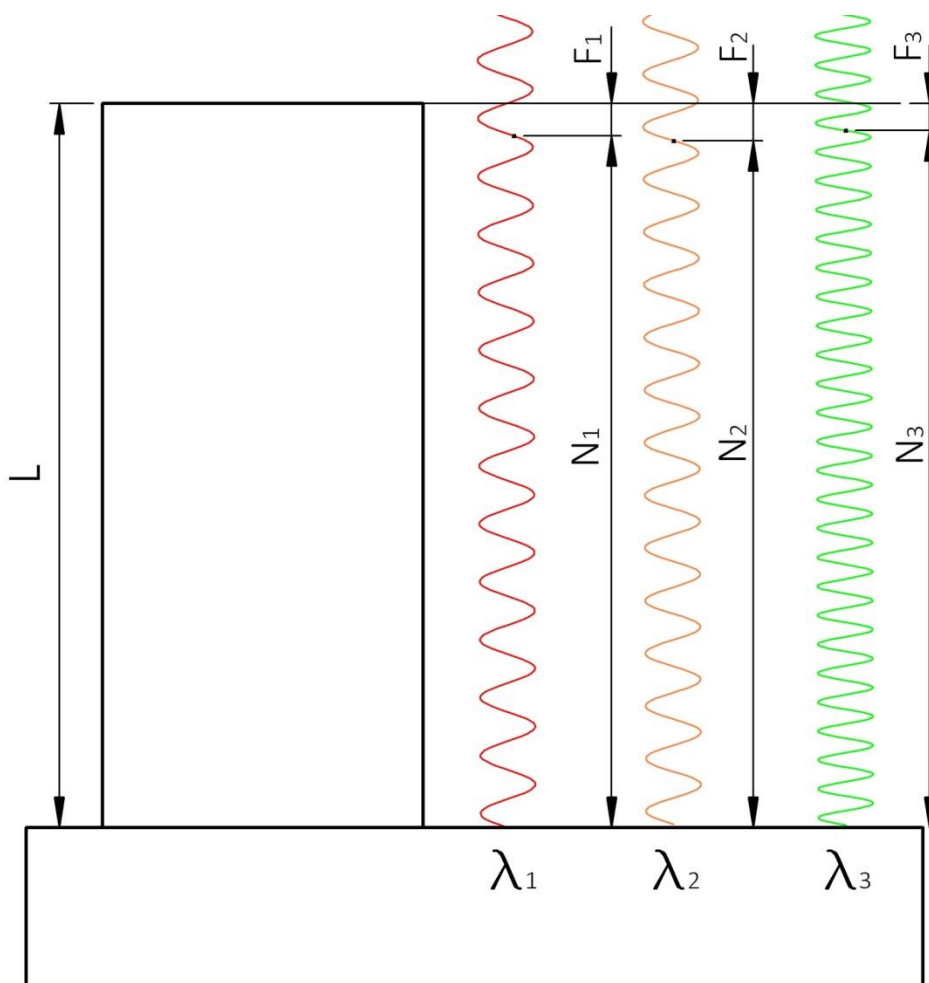
Najčešće korištena metoda utvrđivanja punog broja valova jest metoda točnih razlomaka. Sinonim za tu metodu jest i naziv metoda više valnih duljina, što možda bolje opisuje pristup rješavanju ovog problema. Jednadžba 3.1 ima dvije nepoznanice, N i L . Ako se koristi više valnih duljina izvora zračenja da bi se izmjerilo istu graničnu mjerku, dobiva se više frakcija punog broja valova F , s obzirom na to da iznos frakcije F ovisi o valnoj duljini. Tada jednadžba 3.1 prelazi u sustav jednadžbi

$$L = (N_i + F_i) \frac{\lambda_i}{2}. \quad 3.2$$

S obzirom da je L konstantno, može se postaviti sljedeća jednadžba [15]:

$$(N_1 + F_1) \frac{\lambda_1}{2} = (N_2 + F_2) \frac{\lambda_2}{2} = (N_i + F_i) \frac{\lambda_i}{2}. \quad 3.3$$

Ovaj koncept grafički je prikazan Slici 23, na kojoj je shematski prikazano mjerenje s tri valne duljine.



Slika 23 Varijacija punog broja i decimalnog dijela valova pri promjeni valne duljine.

Ako je duljina mjerke poznata u određenim granicama, primjerice mehaničkim mjerenjem unutar nekoliko mikrometara od nominalne vrijednosti, tada se za jednu valnu duljinu može izračunati raspon punog broja valova unutar tih granica i potom usporediti izmjerene frakcije sa frakcijama izračunatima iz jednadžbi 3.3. Na primjer, ako se mjeri granična mjerka nazivne duljine $L = 100 \text{ mm}$ za koju je mehaničkim mjerenjem utvrđeno da se nalazi unutar $\pm 2 \text{ }\mu\text{m}$, i koriste se dvije valne duljine $\lambda_1 = 632,8 \text{ nm}$ i $\lambda_2 = 543 \text{ nm}$, tada se za $L_{\min} = 99,998 \text{ mm}$, $L_{\max} = 100,002 \text{ mm}$ i λ_1 dobiva sljedeći raspon punog broja valova:

$$N_{\min} = \frac{2 \cdot L_{\min}}{\lambda_1} = 316049,31 = 316049$$

$$N_{\max} = \frac{2 \cdot L_{\max}}{\lambda_1} = 316061,95 = 316061$$
3.4

Ako su za valne duljine λ_1 i λ_2 izmjerene odgovarajuće frakcije punog broja valova $F_1 = 0,70$ i $F_2 = 0,21$, tada se svakom punom broju valova između N_{\min} i N_{\max} dodaje F_1 i potom računa teoretska frakcija F_{2t} za taj puni broj valova. Usporedbom izmjerene frakcije F_2 i teoretske frakcije F_{2t} dolazi se do punog broja valova koji zadovoljava obje jednadžbe, kao što je prikazano u Tablici 3.1.

Tablica 3.1 Primjena metode točnih razlomaka.

| N_1 | N_1+F_1 | $L_{\lambda_1}=(N_1+F_1)\lambda_1,$ mm | N_2+F_{2t} | $L_{\lambda_2}=(N_2+F_2)\lambda_2,$ mm | $\Delta,$ nm |
|--------|-----------|---|--------------|---|-----------------|
| 316049 | 316049,7 | 99,998125 | 368317,22 | 99,998123 | 1,3 |
| 316050 | 316050,7 | 99,998441 | 368318,38 | 99,998394 | 23,7 |
| 316051 | 316051,7 | 99,998758 | 368319,55 | 99,998666 | 46,2 |
| 316052 | 316052,7 | 99,999074 | 368320,72 | 99,998937 | 68,6 |
| 316053 | 316053,7 | 99,999391 | 368321,88 | 99,999209 | 91,1 |
| 316054 | 316054,7 | 99,999707 | 368323,05 | 99,999752 | 22,2 |
| 316055 | 316055,7 | 100,000023 | 368324,21 | 100,000023 | 0,2 |
| 316056 | 316056,7 | 100,000340 | 368325,38 | 100,000295 | 22,7 |
| 316057 | 316057,7 | 100,000656 | 368326,54 | 100,000566 | 45,1 |
| 316058 | 316058,7 | 100,000973 | 368327,71 | 100,000838 | 67,6 |
| 316059 | 316059,7 | 100,001289 | 368328,87 | 100,001109 | 90,0 |
| 316060 | 316060,7 | 100,001605 | 368330,04 | 100,001652 | 23,3 |
| 316061 | 316061,7 | 100,001922 | 368331,20 | 100,001924 | 0,8 |

Odgovarajuće rješenje može se odabrati preko razlike izmjerenih i teoretskih razlomaka, ili preko srednje vrijednosti odstupanja pojedine duljine od prosječne duljine, prema izrazu:

$$\Delta = \frac{1}{r} \sum_{k=1}^r |\bar{L} - L_k|, \quad 3.5$$

gdje je prosječna duljina

$$\bar{L} = \frac{1}{r} \sum_{k=1}^r L_k. \quad 3.6$$

Ako se pomnije promotre rezultati teoretskih razlomaka iz prethodne tablice, može se uočiti i glavni nedostatak ove metode: razlomci F_{2t} dobiveni za $N_1 = 316049$, $N_1 = 316055$ i $N_1 = 316061$ gotovo su identični ($F_{2t} = 0,22$, $F_{2t} = 0,21$, $F_{2t} = 0,2$). Problem leži u činjenici da i ova rješenja periodički koincidiraju, s periodom koji je jednak iznosu sintetske valne duljine λ_s . Sintetska valna duljina predstavlja envelopu dvije različite frekvencije, analogno „Beat frequency“ postupku (Slika 11). Izraz prema kojem se računa, [11], glasi

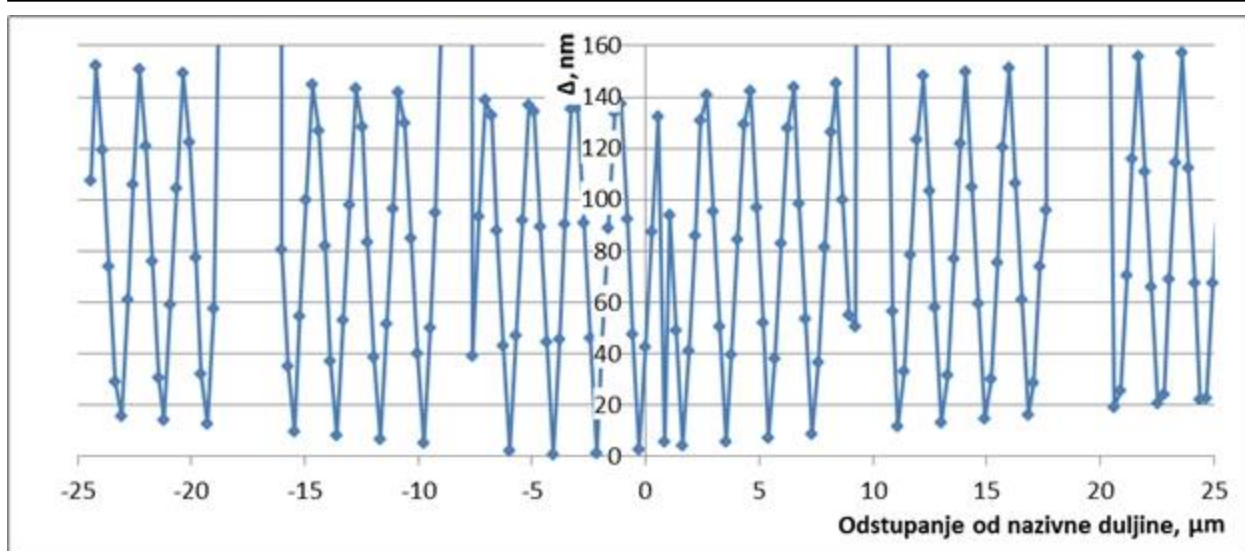
$$\lambda_s = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}. \quad 3.7$$

Za navedene valne duljine sintetska valna duljina iznosi $\lambda_s = 3,8 \mu\text{m}$, i lako je uočiti da se razlomci u Tablici 3.1 ponavljaju upravo s periodom $\lambda_s/2$, odnosno približno $2 \mu\text{m}$.

Ako se promotre razlike duljina dobivenih različitim valnim duljinama, može se pokazati da se ovaj raspon može znatno povećati, ovisno o točnosti mjerenja razlomaka: iz Tablice 3.1 vidljivo je da do podudaranja ne bi došlo ako se razlomci mjere na razini točnosti boljoj od 0,01 dijela poluvala. Razlučivanje stvarnog rješenja ovdje primarno ovisi o nesigurnosti utvrđivanja razlomka. Kada se uzmu dvije valne duljine i njihove nesigurnosti, te utvrđeni razlomci i nesigurnost njihova određivanja prema Tablici 3.2, za mjerenje granične mjerke nazivne duljine $L = 100 \text{ mm}$, tada se periodičnost koincidencija razlomaka može grafički prikazati prema Slici 24.

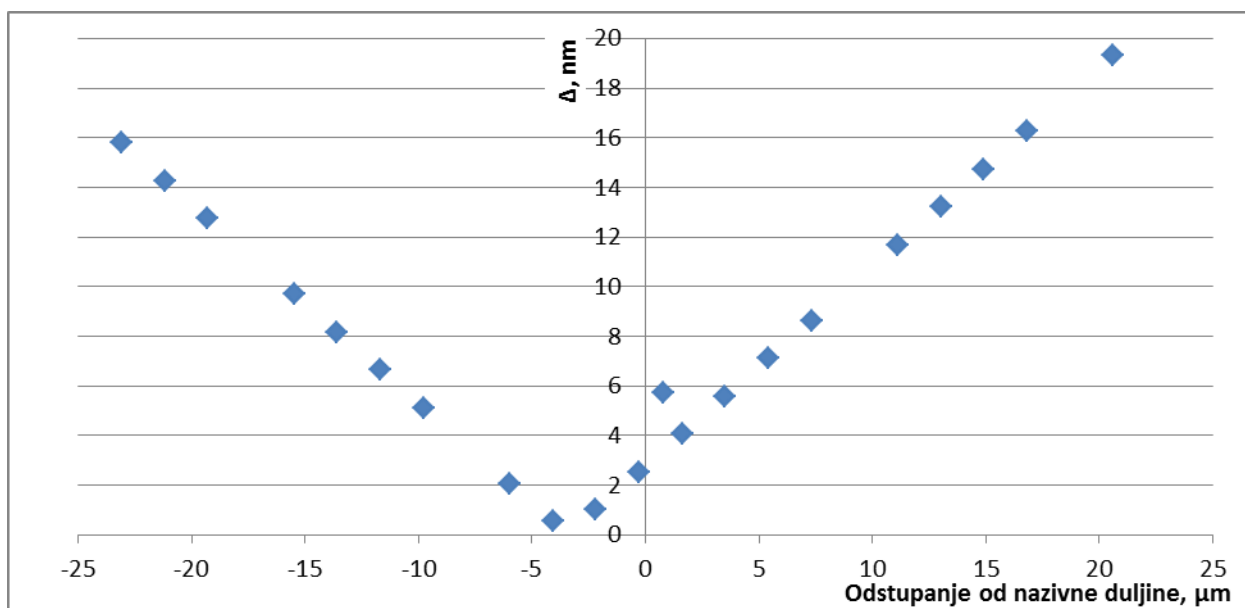
Tablica 3.2 Podaci za proračun koincidencija decimalnih dijelova valnih duljina.

| λ_k , nm | $u(\lambda_k)/\lambda_k$ | f_k | $u(f_k)$ | $u(L_k)$, nm |
|------------------|--------------------------|-------|----------|---------------|
| 534,0 | 3×10^{-12} | 0,100 | 0,001 | 0,27 |
| 632,9 | 3×10^{-11} | 0,172 | 0,001 | 0,32 |



Slika 24 Koinkidencije razlomaka.

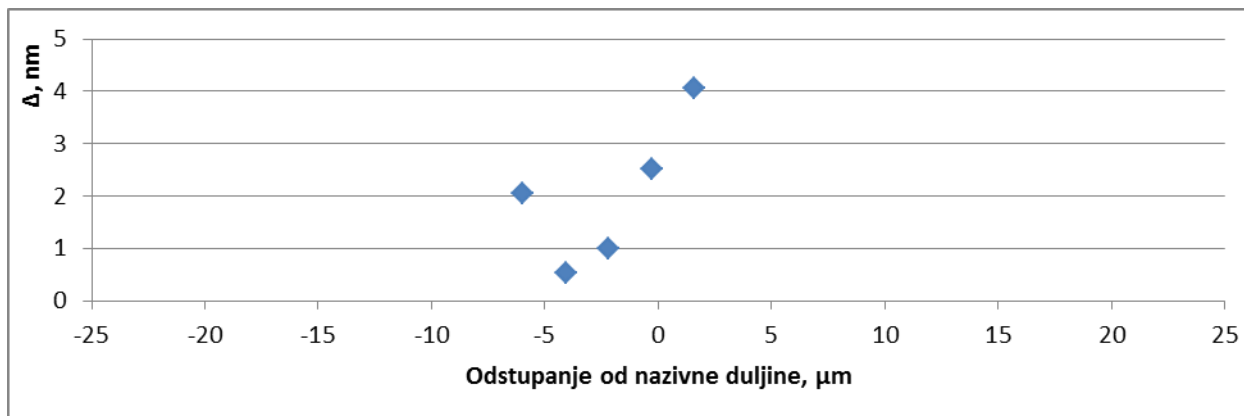
Apscisa na Slici 24 predstavlja odstupanje od nazivne duljine u μm izračunato metodom točnih razlomaka, a ordinata odgovarajuću srednju vrijednost Δ . Ako se područje koinkidencija na Slici 24 prikaže tako da su vidljive samo srednje vrijednosti Δ manje od 20 nm, dobiva se prikaz prema Slici 25.


 Slika 25 Koinkidencije razlomaka sa $\Delta \leq 20$ nm.

Podaci na Slici 25 predstavljaju koinkidenciju duljina izmjerenih s dvije valne duljine, izraženu srednjim vrijednostima Δ , i odgovarajuće odstupanje od nazivne duljine. Iz zadnjeg stupca u Tablici 3.2 vidi se nesigurnost određivanja duljine, s obzirom na točnost utvrđivanja razlomka i stabilnost pojedine valne duljine, izračunata prema izrazu:

$$u(L_k)^2 = \left(L_{\text{fit}} \frac{u(\lambda_k)}{\lambda_k} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \lambda_k u(f_k) \right)^2 \quad 3.8$$

Kako bi se moglo razlučiti točno rješenje za odstupanje od nazivne duljine, razlike između potencijalnih rješenja na Slici 25 moraju biti veće od odgovarajućih nesigurnosti utvrđivanja duljine za svaku korištenu valnu duljinu. Da bi ove razlike bile jasnije, na Slici 26 su prikazana samo rješenja sa srednjim vrijednostima Δ manjim od 5 nm.



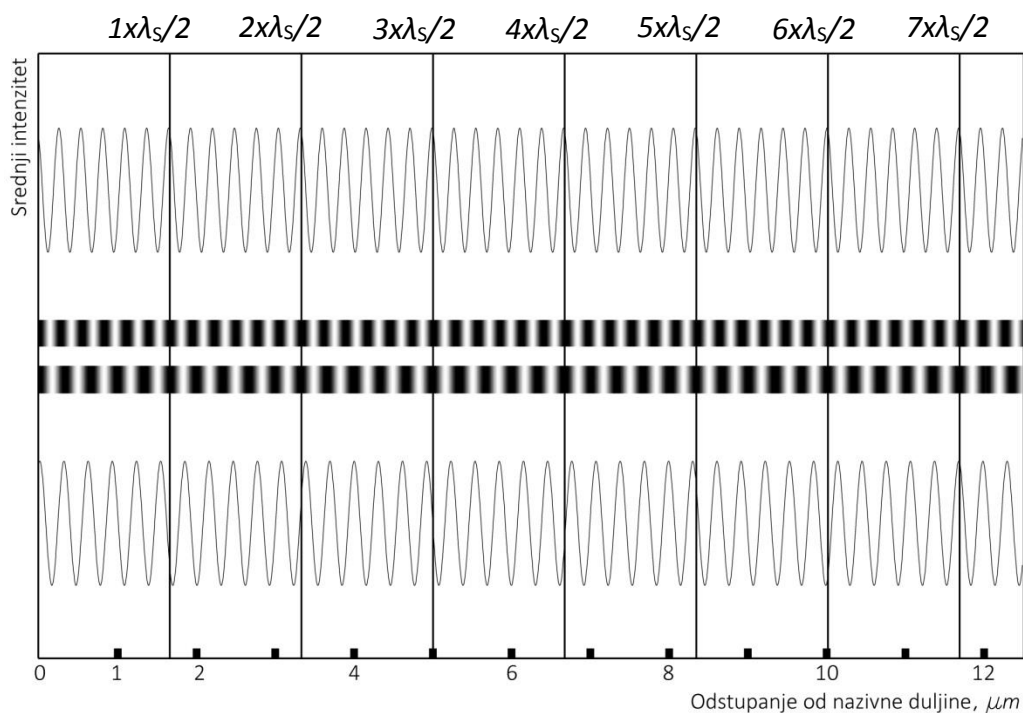
Slika 26 Koincidencije razlomaka sa $\Delta \leq 5$ nm.

S obzirom da je za prikazani primjer vidljivo da su razlike između pojedinih rješenja ($\sim 0,5$ nm) veće od nesigurnosti utvrđivanja duljine $u(L_k)$ iz Tablice 3.2, jasno je da bi bilo korektno odabrati minimalno rješenje na Slici 26. Ovdje je očito da je mjerni raspon veći od $50 \mu\text{m}$, što je značajno više od raspona koji se može pretpostaviti iz perioda sintetske valne duljine. Objašnjenje za ovu pojavu leži u činjenici da koicidiranje izmjerenih decimalnih dijelova valnih duljina ne ovisi samo o poklapanju odgovarajućih duljina granične mjerke, već i poklapanju faza valova reflektiranih s površina mjerne podloge i granične mjerke, [16], [17], što se može vidjeti na Slici 27. Iz toga slijedi da se koincidencije rješenja mogu analizirati i u faznoj distribuciji ovih valova, pri čemu je raspon koicidencija rješenja zapravo višekratnik sintetske valne duljine $k \times \lambda_S/2$. Iznos višekratnika k očito ovisi o točnosti utvrđivanja decimalnih dijelova valnih duljina, stoga je zanimljivo utvrditi granični slučaj pri kojemu nesigurnost valne duljine doseže iznos koji onemogućuje razlučivanje potencijalnih rješenja.

Tablica 3.3 Utjecaj nesigurnosti mjerenja razlomka na nesigurnost utvrđivanja duljine granične mjerke.

| | | | | | | | | | | |
|---------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|------|
| $u(F_1)$: | 0,001 | 0,002 | 0,003 | 0,004 | 0,005 | 0,006 | 0,007 | 0,008 | 0,009 | 0,01 |
| $u(L_1)$, nm | 0,32 | 0,63 | 0,95 | 1,27 | 1,58 | 1,90 | 2,21 | 2,53 | 2,85 | 3,16 |

Iz Tablice 3.3 vidljivo je da za ovaj primjer već pri $u(F_1)=0,002$ nije moguće razlučiti između rješenja na Slici 26; u tom slučaju efektivni mjerni raspon s dvije valne duljine za opisani primjer pada na razinu koja odgovara sintetskoj valnoj duljini ($\sim 2 \mu\text{m}$).



Slika 27 Dvije valne duljine i odgovarajuće faze srednjeg intenziteta.

Iz ove se analize može zaključiti da je mjerni raspon metode točnih razlomaka uvijek višekratnik sintetske valne duljine, pri čemu iznos višekratnika ovisi o točnosti utvrđivanja pojedinog razlomka i stabilnosti odgovarajuće valne duljine. Iz toga slijedi i dodatni razlog zbog kojeg treba težiti što je moguće točnijem utvrđivanju frakcionalnog dijela vala; ako se može osigurati dovoljno točno određivanje razlomaka, mjerni raspon sa samo dvije valne duljine prelazi nekoliko desetaka mikrometara, što je moguće osigurati jednostavnim mehaničkim mjerenjem.

Osnovno je pitanje, naravno, što znači „dovoljno točno“ mjerenje decimalnog dijela valne duljine, jer je važnost tog mjerenja dvojaka. S jedne strane, mjerenjem decimalnog dijela valne duljine iskazuje se duljina granične mjerke; puni broj valnih duljina se računa iz tog mjernog podatka, pa ako se pretpostavi da je izračun punog broja valnih duljina bio korektan, tada točnost mjerenja duljine ovisi isključivo o točnosti mjerenja decimalnog dijela valnih duljina. Ako se uzme u obzir da je za mjernu nesigurnost interferencijskog umjeravanja etalona duljine tipičan fiksni dio reda veličine desetak nanometara, zbog raznih utjecaja, tada je jasno da ne postoji potreba za mjerenjem decimalnog dijela valne duljine ispod te razine; lako je izračunati da je za taj uvjet dovoljna razina mjerne nesigurnosti decimalnog dijela reda veličine $u(F) = (0,02 \sim 0,03) \lambda/2$. S druge strane, širina mjernog područja metode točnih razlomaka nije povezana s točnošću mjerenja, ali ima vrlo velik značaj u praktičnoj primjeni; osnovno mjerno područje u prikazanom primjeru iznosi $\lambda_s = \pm 2 \mu\text{m}$, što znači da je duljinu granične mjerke

potrebno unaprijed utvrditi unutar tog raspona, najčešće mehaničkim mjerenjem. Širenje mjernog područja metode točnih razlomaka znači da je potrebno koristiti sve jednostavnija mehanička mjerenja, što znatno ubrzava ukupno trajanje mjerenja. Mjerno se područje, kako je pokazano u prethodnoj analizi, može proširiti na dva načina: mjerenjem s dodatnim valnim duljinama, ili točnijim utvrđivanjem decimalnog dijela valne duljine. Budući da je utvrđivanje decimalnog dijela valne duljine ionako predmet mjerenja, tada je jasno da poboljšanja u njegovom utvrđivanju imaju dvostruku prednost: točnije mjerenje duljine granične mjerke, i šire mjerno područje metode točnih razlomaka. S obzirom da su zahtjevi za točnošću decimalnog dijela valne duljine znatno veći ako se želi proširiti mjerno područje metode točnih razlomaka, tada upravo taj kriterij postaje vodeći u postavljanju ciljane točnosti mjerenja decimalnog dijela valne duljine.

Tijekom istraživanja velik je trud posvećen upravo nastojanju da se ostvari ovakva točnost utvrđivanja decimalnog dijela valne duljine. Algoritam koji je razvijen za analizu odnosa interferencijskih pruga predstavlja jedno od najboljih rješenja te vrste, u usporedbi sa sličnim rješenjima u drugim europskim institutima, ali ipak ne omogućuje značajno proširenje mjernog područja metode točnih razlomaka. Zbog raznih utjecaja prilikom obrade interferograma, veće se točnosti ne mogu ni očekivati; stoga je jasno da ovaj način mjerenja decimalnog dijela valne duljine nema potencijal za daljnja unapređenja mjernog područja. Zbog toga je i odlučeno implementirati metodu faznih pomaka, koja teoretski omogućuje za red veličine točnije mjerenje decimalnog dijela valne duljine.

3.4 Metoda faznih pomaka

Za razliku od metode točnih razlomaka, kojom se utvrđuje i puni i decimalni broj valova koji opisuju mehaničku duljinu granične mjerke, metoda faznih pomaka primjenjuje se isključivo za kvantifikaciju decimalnog dijela vala koji se nastavlja na puni broj valova. Iz prikaza tipičnog vidnog polja na Slici 22 jasno je da se analizom odnosa interferencijskih pruga decimalni dio vala može izmjeriti samo na nekoliko mjesta, ovisno o tome koliko se interferencijskih pruga postavi na površinu mjerke. Iz praktičnih se razloga na površinu mjerke ne postavlja više od desetak interferencijskih pruga, jer tada utvrđivanje razlomka postaje nesigurno.

Metodom faznih pomaka preostali frakcionalni dio vala utvrđuje se na drugačiji način. Prethodno je objašnjeno (Poglavlje 2.4.2) da je fazna razlika između dva vala enkodirana u varijaciju ukupnog srednjeg intenziteta I . Ako se fazni pomak jednog vala kontrolirano promijeni, tada će doći do mjerljive promjene ukupnog srednjeg intenziteta. Dakle, analizom promjene ukupnog srednjeg intenziteta u nekoj točki nastale zbog poznatog faznog pomaka jednog od valova može se rekonstruirati relativni fazni pomak između dva vala (ispitnog i referentnog). S obzirom da se ispitni val sastoji od dvije refleksije (s površine mjerne podloge i s površine granične mjerke), na ovaj je način moguće utvrditi faznu razliku vala koji se reflektirao s površine granične mjerke u odnosu na referentni val, kao i faznu razliku vala koji se reflektirao s mjerne podloge u odnosu na referentni val. Iz toga slijedi da se na ovaj način može utvrditi apsolutna fazna razlika između mjerne podloge i granične mjerke, a upravo to predstavlja preostali decimalni dio vala između mjerne podloge i granične mjerke. Fundamentalna prednost ove metode jest činjenica da se fazna razlika valova reflektiranih s mjerne podloge i granične mjerke može utvrditi u svakoj točki u vidnom polju, a ne samo na lokacijama interferencijskih pruga.

Izvod metode faznih pomaka može se započeti raspisivanjem fazne razlike δ u izrazu za ukupni srednji intenzitet I (izraz 2.106)

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta, \quad 3.9$$

na način da se razlika faza referentnog i ispitnog vala δ proširi dodavanjem poznatog faznog pomaka $\delta(t)$. Tada se izraz 2.93 može napisati na slijedeći način

$$\begin{aligned} \delta &= \varphi(x, y) + \delta(t), \\ \text{uz } \varphi(x, y) &= \alpha_1 - \alpha_2, \end{aligned} \quad 3.10$$

a ukupni srednji intenzitet postaje, [18]:

$$I(x, y, t) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi(x, y) + \delta(t)). \quad 3.11$$

Iz dobivenog je izraza jasno da se ukupni srednji intenzitet u nekoj točki interferograma može mijenjati na dva načina:

- $\delta(t)$ se drži konstantnim, a mijenja se x i y ; promjena ukupnog srednjeg intenziteta nastaje zbog refleksije s neravne površine.
- $\delta(t)$ se mijenja, a x i y su konstantni.

Očito je da prvi slučaj zapravo predstavlja analizu odnosa interferencijskih pruga (Slika 22), gdje razlike položaja pruga na podlozi i pruga na graničnoj mjerki nastaju zbog različitih (optičkih) visina podloge i granične mjerke. Isto bi se dogodilo na ispitnoj površini proizvoljne geometrije-interferencijske pruge „prate“ konturu površine, odnosno istu visinsku razliku.

U drugom slučaju mijenja se razlika faza referentne i ispitne zrake. Ako se mjeri promjena srednjeg intenziteta, nastala zbog unošenja poznatog faznog pomaka $\delta(t)$, tada se može izračunati fazna razlika $\varphi(x, y)$ između referentnog i ispitnog vala. Ovo predstavlja temelj metode faznih pomaka, uz razne praktične realizacije ovisno o broju pomaka i načinu njihovog ostvarivanja.

Osnovna je premisa u analizi faznih razlika metodom faznih koraka da će se, uz poznati fazni pomak $\delta(t)$, mjerenjem promjene ukupnog srednjeg intenziteta $I(x, y, \delta)$ moći korelirati ta dva parametra i tako izraziti inače nepoznati $\varphi(x, y)$. Ostvarivanjem diskretnih koraka $\delta(t)$ i rješavanjem sustava jednadžbi koji proizlazi iz jednadžbe 3.11, dobiva se opći izraz za faznu razliku:

$$\tan \varphi(x, y) = \frac{\sum_{k=1}^n I_k(x, y) \sin \delta(t)_k}{\sum_{k=1}^n I_k(x, y) \cos \delta(t)_k}. \quad 3.12$$

Minimalno su potrebna tri pomaka $\delta(t)$ da bi se mogla izračunati fazna razlika $\varphi(x, y)$. Za taj je slučaj uobičajeno za fazni korak uzeti $\pi/2$ radijana, počevši s faznom razlikom od $\pi/4$. Zbog jednostavnosti, jednadžba 3.11 može se zapisati na sljedeći način:

$$I(x, y, t) = I_0(x, y) + I_0(x, y)V \cos(\varphi(x, y) + \delta(t)) \quad 3.13$$

gdje I_0 predstavlja prosječni intenzitet, a V vidljivost interferencijskih pruga prema standardnom izrazu za modulaciju signala:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad 3.14$$

Tada se može postaviti sljedeći sustav jednadžbi, koji proizlazi iz jednadžbe 3.13:

$$\begin{aligned} I_1(x, y) &= I_0(x, y) + I_0(x, y)V \cos\left(\left(\varphi(x, y) + \frac{\pi}{4}\right)\right) \\ I_2(x, y) &= I_0(x, y) + I_0(x, y)V \cos\left(\left(\varphi(x, y) + \frac{3\pi}{4}\right)\right) \end{aligned} \quad 3.15$$

$$I_3(x, y) = I_0(x, y) + I_0(x, y)V \cos\left(\left(\varphi(x, y) + \frac{5\pi}{4}\right)\right).$$

Rješavanjem sustava jednadžbi 3.15 može se dobiti iznos fazne razlike za svaku točku interferograma:

$$\varphi(x, y) = \tan^{-1}\left(\frac{I_3(x, y) - I_2(x, y)}{I_1(x, y) - I_2(x, y)}\right). \quad 3.16$$

Iako su tri fazna pomaka dovoljna da se utvrdi korelacija fazne razlike sa srednjim intenzitetom, najčešće se uzimaju dodatni pomaci kako bi se suzbile greške u mjerenju. Optimalnim se pokazao Schwider-Hariharanov algoritam, [19], s pet faznih pomaka $\delta(t)$, u rasponu od 0 do 2π s korakom od $\pi/2$. Za taj se algoritam fazna razlika računa prema sljedećem izrazu

$$\varphi(x, y) = \tan^{-1}\left(\frac{2(I_2(x, y) - I_4(x, y))}{2I_3(x, y) - I_5(x, y) - I_1(x, y)}\right), \quad 3.17$$

a njegova je prednost što za fazni pomak $\pi/2$ u velikoj mjeri eliminira moguće greške u ostvarivanju pomaka [20].

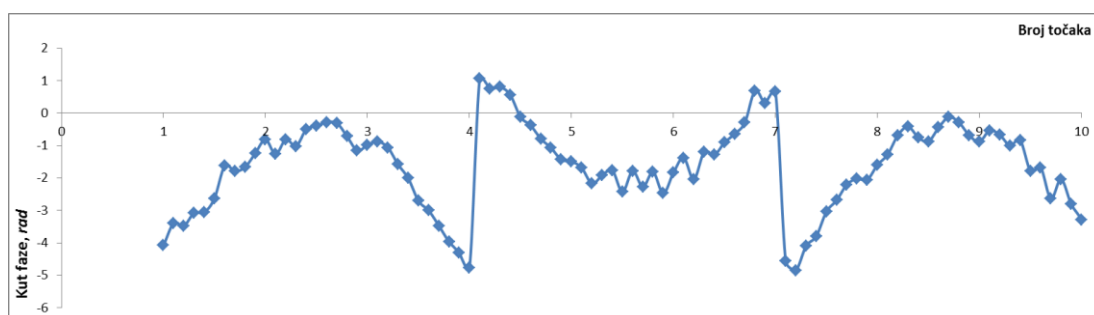
Nakon što se izračuna fazna razlika između referentnog i ispitnog vala, odnosno distribucija faze u interferogramu, potrebno ju je povezati s duljinom ovisno o konfiguraciji interferometra. Za tipičnu konfiguraciju interferometra za granične mjerke, izraz koji povezuje distribuciju faze s duljinom glasi

$$z(x, y) = \frac{\lambda}{4\pi} \varphi(x, y), \quad 3.18$$

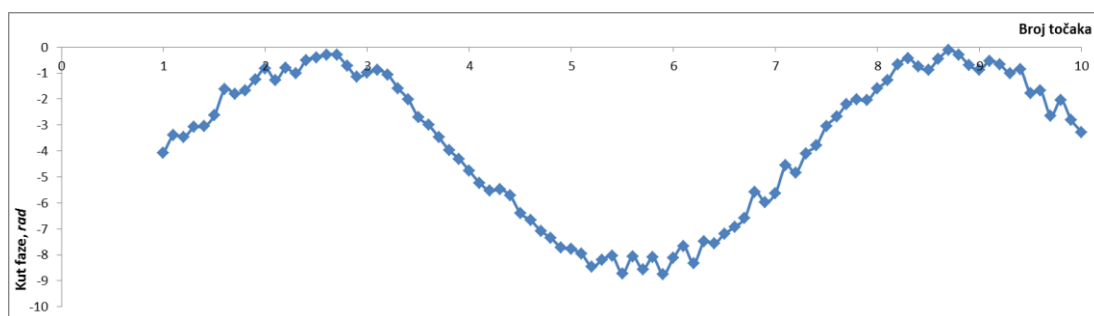
i proizlazi iz pretpostavke da se mjerenje obavlja refleksijom s mjerne površine u interferometru s dvostrukim prolazom, što je slučaj za Twyman-Green konfiguraciju interferometra.

Osnovni problem kod primjene metode faznih pomaka proizlazi iz činjenice da je tangens matematički definiran samo u periodu od $-\pi/2$ do $+\pi/2$, odnosno od $-\pi$ do $+\pi$ budući da su predznaci sinusa i kosinusa u jednadžbama koje se koriste poznati. To znači da razlika u fazi između dvije susjedne točke ne smije biti veća od π radijana, odnosno da ispitna površina ne smije imati razliku u visini između susjednih točaka veću od $\lambda/4$. Čak i ako je taj uvjet zadovoljen, što uglavnom i jest slučaj kada se radi o etalonima duljine ili optičkim komponentama, ostaje problem nagiba valne fronte. Naime, da bi se ostvarila interferencija mora postojati određeni nagib između ispitnog i referentnog vala, što znači da fazna distribucija ima konstantan prirast. Računanjem tangensa ovaj se prirast uvijek svodi u prvi kvadrant, odnosno dijeli modulo 2π .

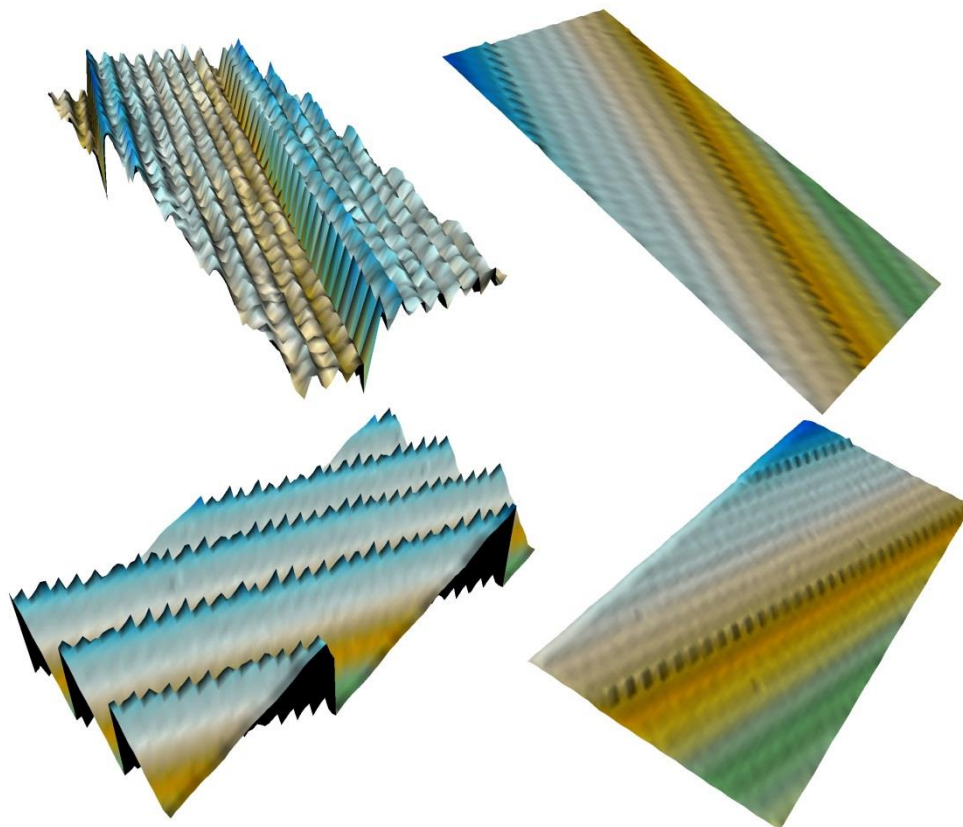
Na Slici 28 prikazana je jednodimenzionalna fazna distribucija na kojoj se jasno vidi efekt koji nastaje zbog navedenog svojstva tangensa; nakon 40 točaka faza $\varphi(x)$ iznosi manje od $-\pi$, pa se nakon računanja tangensa njen iznos uvećava za $+2\pi$. Ako je zadovoljen ranije spomenut uvjet da je površina fizički kontinuirana, tada se ovakve diskontinuitete može jednostavno detektirati: ako je razlika u fazi između susjednih točaka veća od π , tada se može pretpostaviti da je ta razlika nastala zbog periodičnosti tangensa i dodati ili oduzeti 2π od točke koja odstupa. Na ovaj se način osigurava kontinuitet fazne distribucije, Slika 29. Naravno, problem kontinuiteta fazne distribucije postaje znatno kompliciraniji kada se radi o dvodimenzionalnoj distribuciji (Slika 30). Budući da se ovaj problem ne pojavljuje samo u području optičke interferometrije, već i u široj problematici analize signala, predložena su brojna, često vrlo kompleksna rješenja, [21] [22] [23]. Prilikom implementacije metode faznih pomaka u ovom je radu korišten, uz određene preinake, Itohov algoritam [24], a detaljniji opis postupka prikazan je u poglavlju 4.3.



Slika 28 Jednodimenzionalna fazna distribucija s 2π diskontinuitetom.



Slika 29 Jednodimenzionalna fazna distribucija nakon eliminacije 2π diskontinuiteta.



Slika 30 Dvodimenzionalna fazna distribucija prije (lijevo) i nakon (desno) eliminacije 2π diskontinuiteta.

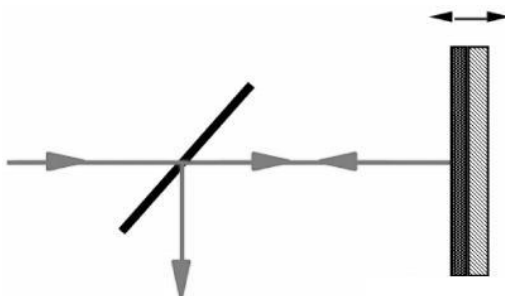
3.4.1 Implementacije metode faznih pomaka

S aspekta realizacije faznog pomaka potpuno je svejedno ostvaruje li se fazni pomak mehaničkom promjenom optičkog puta jedne zrake u odnosu na drugu, ili se faza određene zrake mijenja korištenjem optičkih elemenata. Međutim, kada se uzmu u obzir tehnički aspekti pojedinog tipa interferometra, neki načini ostvarivanja faznih pomaka postaju primjenjiviji od drugih.

Kontrolirana promjena optičkog puta jedne zrake u odnosu na drugu gotovo se isključivo ostvaruje primjenom piezoaktuatora. Piezoaktuator je element koji na promjenu napona reagira promjenom duljine u vrlo malom iznosu; tipični raspon pomaka iznosi $< 100 \mu\text{m}$, s minimalnim pomacima $< 1 \text{ nm}$. Osnovni nedostatak im je jako izražena nelinearnost unutar raspona pomaka, što se može eliminirati ugradnjom servo sustava pozicioniranja ili umjeravanjem krivulje napon-pomak korištenjem interferometra.

Za ostvarivanje faznog pomaka piezoaktuator može pomicati referentno zrcalo (Slika 31) ili mjernu površinu. Iako su ova dva slučaja ekvivalentna s aspekta primjene metode faznih

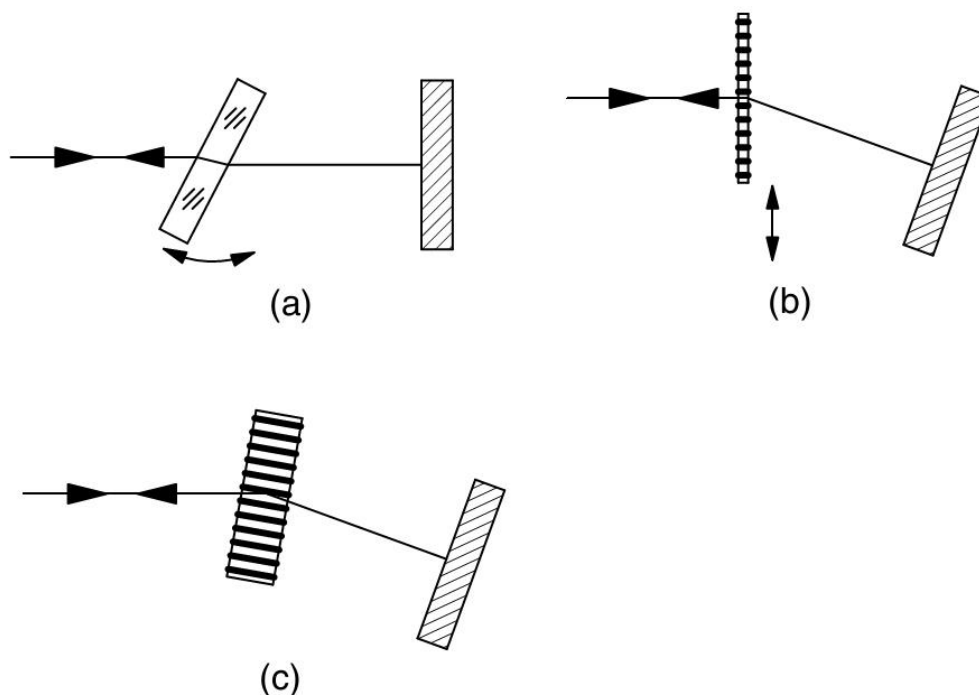
pomaka, iz praktičnih je razloga pogodnije pomicati referentnu zraku jer se time omogućuje slobodna manipulacija predmetom mjerenja i smanjuju zahtjevi za nosivošću piezoaktuatora.



Slika 31 Unošenje faznog pomaka postavljanjem zrcala na piezoaktuator. Pomak piezoaktuatora u iznosu $\lambda/8$ rezultira pomakom faze referentne zrake za $\pi/2$ radijana.

Fazni pomak jedne zrake u odnosu na drugu može se postići i bez mehaničkog mijenjanja optičkog puta, korištenjem polariziranog zračenja i polarizacijskih i retardacijskih optičkih elemenata, ili drugih optičkih elemenata (Slika 32). U tom je slučaju teže točno odrediti iznos pojedinog faznog pomaka, a i dodavanje dodatnih optičkih elemenata u interferometar može dovesti do degradacije kvalitete valnih fronti. Jedna od prednosti ovog pristupa jest mogućnost realizacije simultanih faznih pomaka, čime se ostvaruje mogućnost korištenja metode faznih pomaka u realnom vremenu.

Neovisno o načinu realizacije faznih pomaka, ako je njihov iznos dovoljno dobro poznat (unutar nekoliko stupnjeva faze) metodom faznih pomaka mogu se ostvariti točnosti na razini $\lambda / 2000$. To predstavlja značajno poboljšanje u odnosu na metodu mjerenja razlomaka preko odnosa interferencijskih pruga, kao i praktičnu granicu za točnost umjeravanja etalona duljine.



Slika 32 Stvaranje faznog pomaka u jednom kraku interferometra, zakretanjem planparalelne staklene ploče (a), korištenjem difrakcijske ploče (b) i korištenjem Braggove ćelije (c).

3.5 Ograničenja umjeravanja etalona duljine

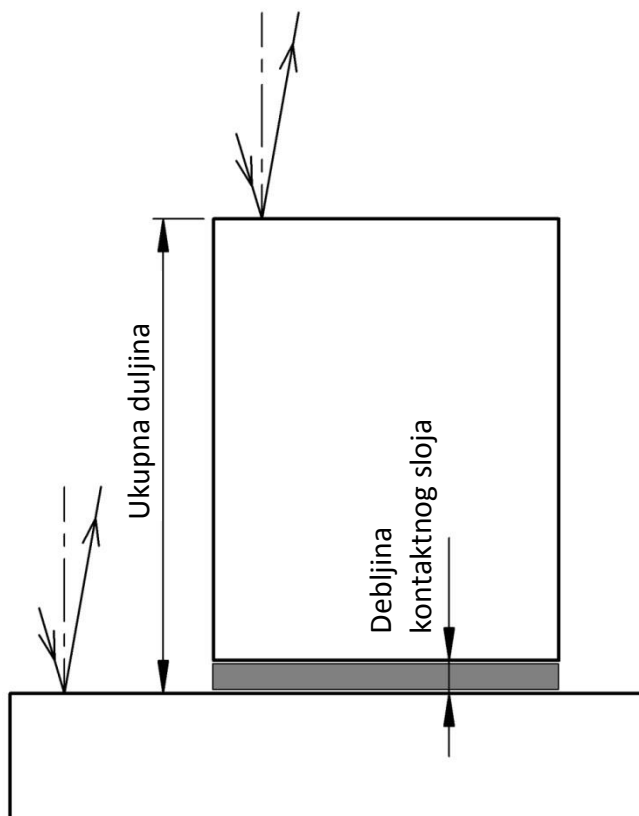
Fundamentalna ograničenja točnosti umjeravanja graničnih mjerki proizlaze iz njihove definicije prema ISO 3650, gdje se navodi da mehanička duljina granične mjerke uključuje i kontaktni sloj između granične mjerke i mjerne podloge. Ovakva definicija temelji se na praktičnoj upotrebi graničnih mjerki koje se slažu u sklop zahtijevane duljine; takav sustav graničnih mjerki uvijek posjeduje barem jedan kontaktni sloj. Postavljanje granične mjerke na mjernu podlogu podložno je varijaciji, što utječe na ukupnu mjernu nesigurnost.

Nadalje, ISO 3650 propisuje da mjerna podloga mora biti izrađena od istog materijala kao i granična mjerka, kako bi se osigurala jednaka promjena faze prilikom refleksije s obje površine. Budući da promjena faze pri refleksiji ovisi i o električnim svojstvima materijala i o stanju površine, ovaj je zahtjev u praksi nemoguće ostvariti.

3.5.1 Kontaktni sloj između etalona i mjerne podloge

Kada se površina granične mjerke dovede u kontakt s površinom mjerne podloge dolazi do formiranja tankog kontaktnog sloja (Slika 33). S obzirom da su obje površine gotovo idealno ravne i glatke, dolazi do njihovog međusobnog privlačenja, pri čemu aksijalna sila privlačenja doseže iznose do 300 N. Fizikalni mehanizmi koji dovode do ove resultantne sile nisu poznati u

potpunosti, međutim općenito su prihvaćene pretpostavke da se radi od kombinaciji utjecaja Van der Waalsovih sila, adhezije, površinske napetosti kontaktnog sloja, mehaničkog prodiranja jedne površine u drugu itd. Bez obzira na mehanizam formiranja kontaktnog sloja, pretpostavlja se da njegova debljina varira oko ± 10 nm [25], [26]. S obzirom da se klasičnim interferencijskim mjerenjem (označeno prikazom vidljivih refleksija na Slici 33) debljina kontaktnog sloja ne može separirati od optičke duljine granične mjerke, ta varijacija značajno utječe na povećanje mjerne nesigurnosti.

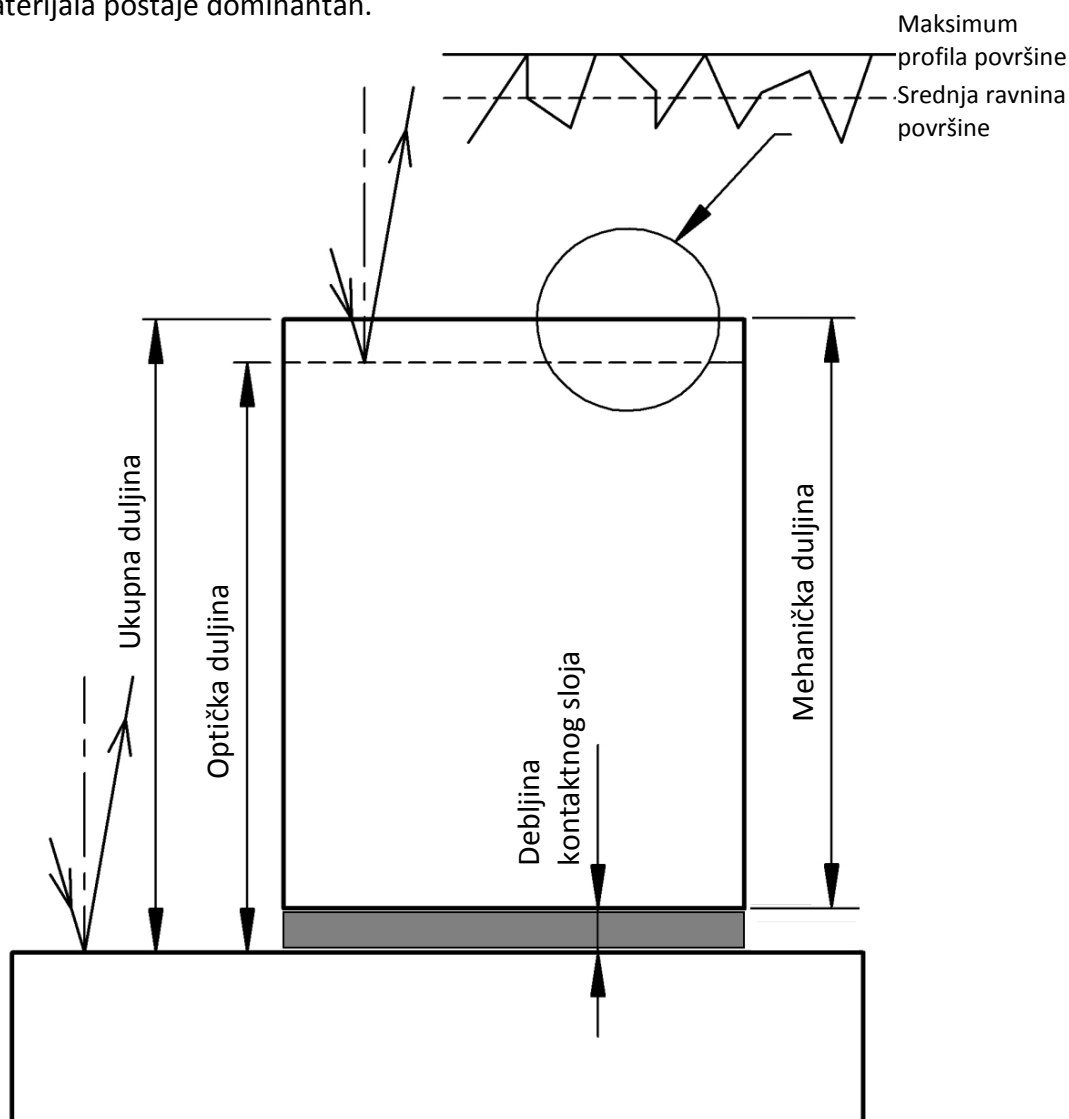


Slika 33 Kontaktni sloj na mjestu dodira mjerne podloge i granične mjerke

3.5.2 Fazna korekcija

Različita promjena faze pri refleksiji s mjerne podloge i granične mjerke *de facto* predstavlja najveće ograničenje interferencijskog umjeravanja graničnih mjerki. Fazna korekcija, koja predstavlja razliku između promjena faza valova pri refleksiji s mjerne podloge i granične mjerke, može iznositi nekoliko desetaka nanometara, [26], [27], [28]. Ako se zna da je tipična proširena mjerna nesigurnost za interferencijsko umjeravanje graničnih mjerki istog reda veličine, tada je jasno da iznos fazne korekcije treba biti vrlo pouzdano utvrđen.

Fazni pomak prilikom refleksije elektromagnetnog vala s neke površine uvjetovan je hrapavošću površine i elektromagnetskim svojstvima površine. Kod hrapave površine⁶ svjetlost će se reflektirati sa srednje plohe profila površine, a ne sa najviše razine koja definira mehaničku duljinu etalona, Slika 34. Moderne metode obrade površina mjernih podloga i graničnih mjerki osiguravaju vrlo male iznose hrapavosti. Zbog toga je doprinos hrapavosti površine u iznosu faznog pomaka pri refleksiji gotovo zanemariv, a utjecaj elektromagnetskih svojstava materijala postaje dominantan.



Slika 34 Utjecaj fazne korekcije na interferencijsko mjerenje granične mjerke.

Utjecaj elektromagnetskih svojstava materijala na fazni pomak reflektiranog vala proizlazi iz Fresnelovih jednadžbi. Za dielektrične (nevodljive) materijale, poput stakla ili kvarca, lako je pokazati da fazni pomak pri refleksiji iznosi 180° ; međutim, za vodljive materijale nije moguće analitički iskazati njegov iznos. Izvod Fresnelovih jednadžbi u poglavlju 2.2.2 prikazan je uz

⁶ Ovdje se podrazumijeva površinska struktura čije su varijacije velike u odnosu na valnu duljinu zračenja koje se reflektira. S obzirom na malu valnu duljinu vidljive svjetlost, većina tehničkih površina je optički „hrapava“.

pretpostavku da je materijal dielektričan (izraz 2.60). Za vodljive materijale indeks loma je kompleksan:

$$n_2 = n_2 - ik_2, \quad 3.19$$

pa izraz 2.61 za reflektiranu amplitudu prelazi u sljedeći oblik:

$$\left(\frac{E_{OR}}{E_{OI}}\right)_S = \frac{n_1 \cos \theta_I - n_2 \cos \theta_T + ik_2}{n_1 \cos \theta_I + n_2 \cos \theta_T - ik_2}. \quad 3.20$$

Promjena faze pri refleksiji s vodiča može se potom izraziti preko omjera realnog i imaginarnog dijela izraza 3.20, [29].

Praktična posljedica refleksije s površine vodljivog materijala je promjena kuta transmisije u odnosu na dielektrik; bez obzira na upadni kut zračenja, kut transmisije kod vodiča uvijek je vrlo blizu okomici na površinu refleksije. S obzirom na vrlo male upadne kuteve kod interferencijskog mjerenja, gdje valovi dolaze gotovo okomito na površinu, ovaj efekt rezultira smanjenjem faze reflektiranog vala na manje od 180° . Ovaj efekt očituje se prividnim pomakom ravnine refleksije u smjeru dolaska ulaznog vala, kako je i označeno na Slici 34.

Točnost mjerenja kompleksnog indeksa loma je ograničena, a i vrlo male promjene u sastavu materijala rezultiraju njegovom značajnom promjenom, što onemogućuje kvalitetan analitički izračun fazne korekcije. Zato se promjena faze pri refleksiji utvrđuje eksperimentalno, pri čemu je metoda slaganja graničnih mjerki (Slika 35) najčešće korištena metoda.

Duljina zasebno izmjerenih graničnih mjerki može se prikazati sljedećim izrazima,

$$L_A = L_{A,INT} + L_{KS,A} + \varphi_P - \varphi_A \quad 3.21$$

$$L_B = L_{B,INT} + L_{KS,B} + \varphi_P - \varphi_B, \quad 3.22$$

pri čemu $L_{X,INT}$ predstavlja optičku duljinu granične mjerke, $L_{KS,X}$ debljinu kontaktnog sloja, a φ_X promjenu faze pri refleksiji s pojedine površine. Duljina sklopa graničnih mjerki tada se može prikazati kao

$$L_{AB} = L_{A,INT} + L_{B,INT} + L_{KS,A} + L_{KS,B} + \varphi_P - \varphi_B. \quad 3.23$$

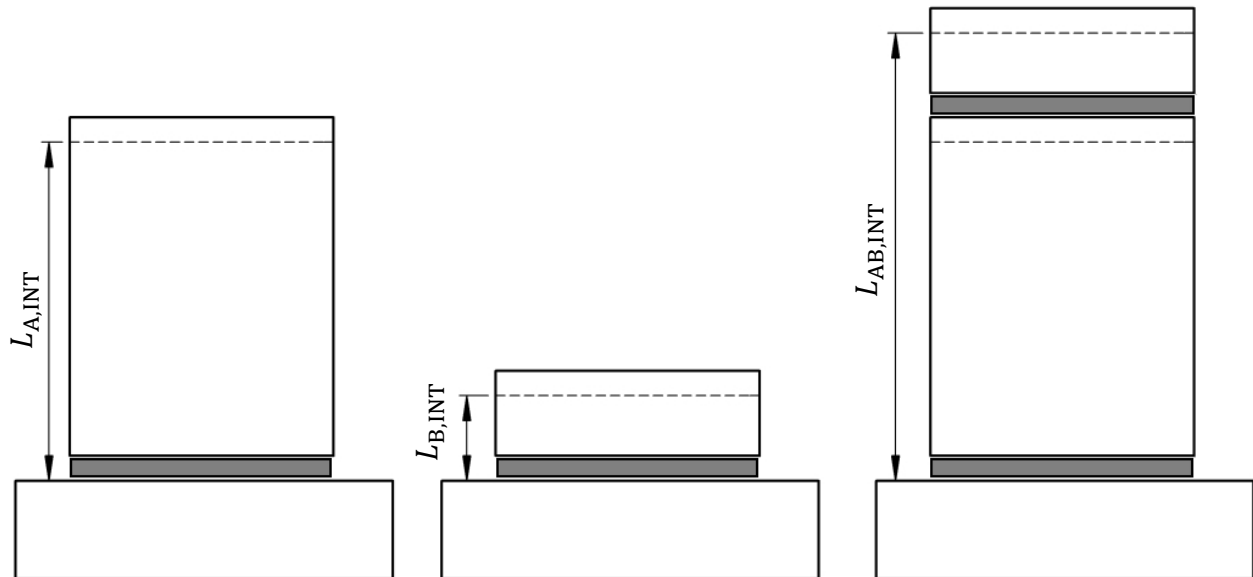
Uvrštavanjem izraza 3.21 i 3.22 u izraz 3.23 dolazi se do izraza za faznu korekciju, odnosno razlike u promjeni faze pri refleksiji s granične mjerke i mjerne podloge:

$$\varphi_A - \varphi_P = L_{AB} - L_A - L_B \quad 3.24$$

Ako se koristi dielektrična mjerna podloga tada je $\varphi_P = 0$ pa izraz 3.24 direktno izražava faznu korekciju koju je potrebno primijeniti na mjerenje duljine granične mjerke A.

Kod primjene opisane metode koristi se nekoliko pretpostavki. Prva se odnosi na istovjetnost fazne korekcije graničnih mjerki iz iste serije; tada se pretpostavlja da određeni proizvođač na isti način mehanički obrađuje mjerne površine i koristi isti materijal za kompletnu garnituru

graničnih mjerki, [26]. Druga je pretpostavka da je debljina kontaktnog sloja zanemariva, što je i vidljivo iz izraza 3.24. Na Slici 35 namjerno je istaknuta debljina kontaktnog sloja; kod mjerenja sklopa L_{AB} prisutna su dva kontaktna sloja pa je zanemarivanje te dimenzije prilično upitno. Upravo sumarna varijacija debljine svih kontaktnih slojeva povećava nesigurnost ove metode, pa je obično potrebno provesti vrlo velik broj ponovljenih mjerenja kako bi se dovoljno pouzdano mogla izraziti fazna korekcija.

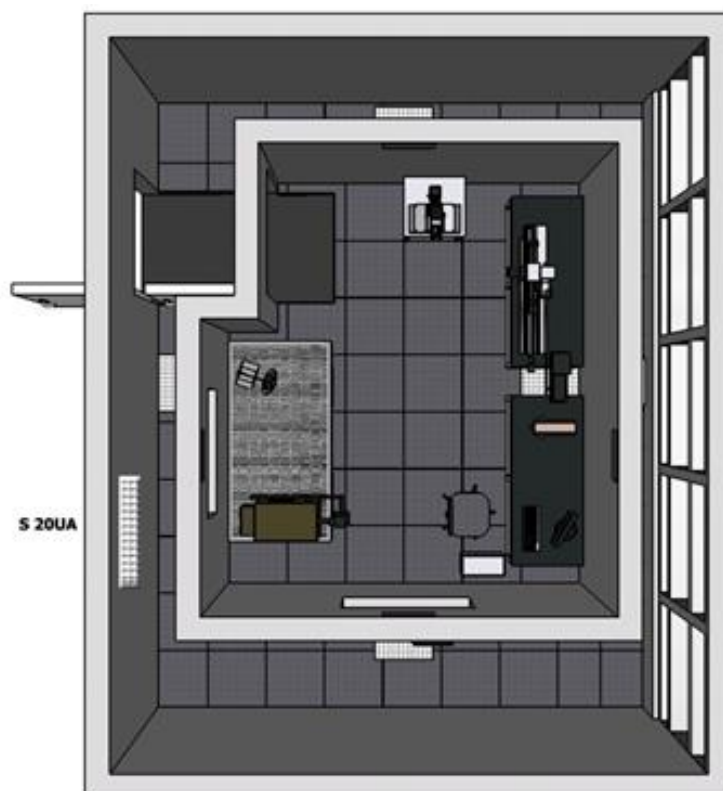


Slika 35 Metoda slaganja graničnih mjerki.

4 MODIFIKACIJA ZEISS INTERFEROMETRA

Ostvarivanje sljedivosti interferencijskih mjerenja na Zeiss interferencijskom komparatoru, korištenom u Nacionalnom laboratoriju za duljinu Fakulteta strojarstva i brodogradnje, predstavlja osnovnu motivaciju za istraživanja u sklopu ovoga rada. Da bi se osigurala sljedivost do definicije metra na Zeiss interferencijskom komparatoru su izvedene brojne modifikacije, a ostvareni su rezultati potom provjereni pokretanjem EURAMET međunarodne usporedbe.

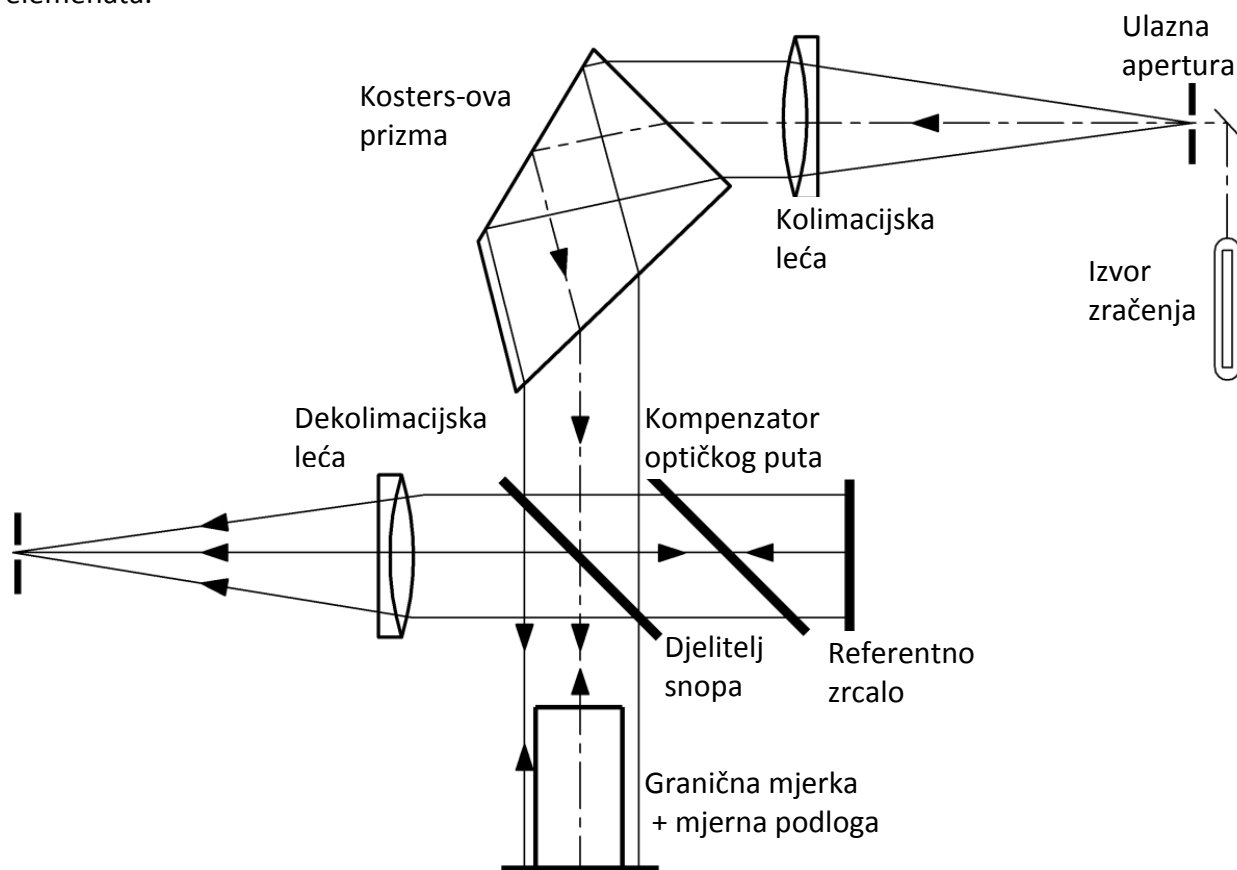
Svim modifikacijama koje će biti opisane u nastavku prethodila je sveobuhvatna adaptacija prostora u kojem se vrši interferencijsko umjeravanje. Temelji prostorije su potpuno odvojeni od ostatka Laboratorija, nakon čega je u glavnoj prostoriji izgrađena unutarnja prostorija u kojoj se vrše mjerenja. Klimatizacija se vrši klima komorom snage 11 kW pri čemu pripremljeni zrak struji isključivo u vanjskom dijelu, dok se u unutarnjem dijelu Laboratorija izmjena topline vrši laminarnim miješanjem zraka. Ovim je sustavom ostvarena varijacija temperature unutar komore interferometra $< 10 \text{ mK} / \text{h}$. Interferometar je smješten na optički stol s aktivnim pneumatskim osloncima, čime je ostvareno značajno smanjenje vibracija.



Slika 36 Shematski prikaz prostora na nanomjeriteljstvo; Zeiss interferometar je označen zelenom bojom.

4.1 Opis Zeiss interferometra

Zeiss interferometar za granične mjerke u Nacionalnom laboratoriju za duljinu koristi se već dugi niz godina. Iako je ovaj uređaj konstruiran prije više od 50 godina, a zadnji su primjerci proizvedeni u 80-im godinama 20. st., i danas je u širokoj upotrebi u velikom broju nacionalnih mjeriteljskih instituta diljem svijeta. Razlozi ovakve prihvaćenosti leže u izvrsnoj mehaničkoj stabilnosti i preciznosti konstrukcije, kao i odličnoj kvaliteti originalno ugrađenih optičkih elemenata.



Slika 37 Shematski prikaz Zeiss interferometra.

Shematski prikaz Zeiss interferometra prikazan je na Slici 37. Sami interferometar je klasična Twyman-Greenova konfiguracija, s pločastim djeliteljem snopa i kompenzatorom za izjednačavanje optičkog puta referentne i ispitne zrake. Budući da je uređaj dizajniran za korištenje širokopoljnih izvora svjetlosti, primjerice kriptonovih, helijevih ili kadmijevih spektralnih lampi, uređaj je opremljen monokromatorom prije ulaza u optički sustav interferometra. Monokromator se sastoji od zakretne Kostersove prizme, koja difrakcijom rastavlja ulaznu svjetlost na zasebne komponente različitog izlaznog kuta, a potom zakretom cijele prizme omogućuje ulaz pojedine komponente u optički sustav interferometra. Originalni mjerni sustav sadržavao je analogne termometre, higrometar i barometar za korekciju indeksa loma zraka i korekciju zbog temperature granične mjerke. Očitanje razlomaka se vršilo

vizualnom procjenom, zbog čega je u izlazni optički sustav ugrađen nitni križ, a izračun metode točnih razlomaka provodio se namjenskim, ručnim logaritamskim računalom.

4.2 Modifikacije Zeiss interferometra

Sljedivost interferencijskog umjeravanja graničnih mjerki na Zeiss interferometru nije moguće ostvariti bez izrade novog sustava za unos svjetlosti u interferometar, koji bi omogućio korištenje laserskih izvora svjetlosti. Iako bi se ovim sustavom ostvarila sljedivost, performanse interferometra bi ostale na istoj razini; stoga su sve daljnje modifikacije, od novih mjernih sustava za mjerenje parametara okoliša do sustava za akviziciju i analizu interferograma, učinjene radi smanjenja mjerne nesigurnosti u odnosu na originalni uređaj.

4.2.1 Optomehanički sustav za prijenos laserskog snopa

Prijenos laserske zrake do ulazne aperture interferometra može se ostvariti na dva načina: korištenjem zrcala ili korištenjem optičkih kablova. Direktno ulaz laserskog snopa u ulaznu aperturu interferometra, postavljanjem lasera na ulaznu optičku os interferometra, nije pogodno rješenje jer zahtijeva ostvarivanje preciznog postavljanja cijelog lasera u prostoru, a i znatno otežava korištenje više laserskih izvora.

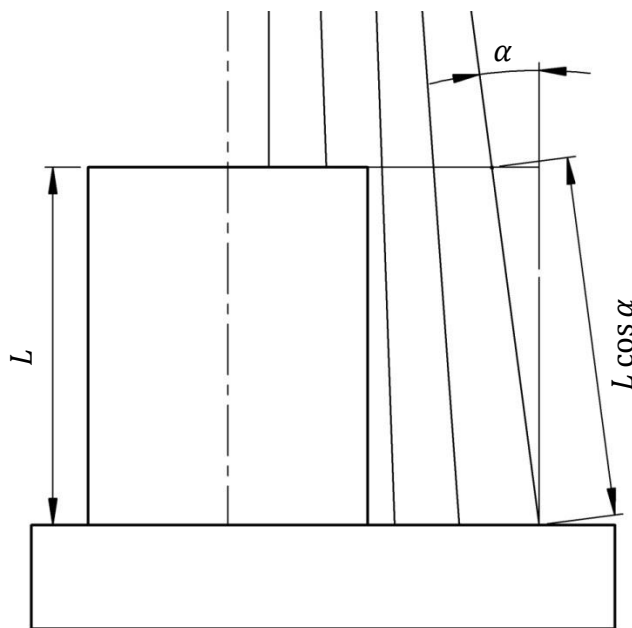
Korištenjem zrcala može se omogućiti precizno pozicioniranje laserskog snopa na ulaznu aperturu interferometra, bez potrebe za pomicanjem samog lasera. Međutim, upotreba zrcala značajno bi smanjila fleksibilnost sustava; svaki pomak lasera značio bi ponovno podešavanje kompletnog kinematskog lanca zrcala od lasera do ulazne aperture. Iz tih je razloga odlučeno da se za prijenos laserskog snopa koristi optički kabel.

Optički kabel omogućuje maksimalnu fleksibilnost u cjelokupnom mjernom postavu. Fleksibilnost proizlazi iz činjenice da je izlaz iz kabela, odnosno ulaz u interferometar, funkcionalno razdvojen od ulaza: mijenjanje pozicije ulaza u optički kabel ne utječe na geometriju izlaza i obratno. Iz tog se razloga izlaz iz optičkog kabela može fiksirati u odnosu na ulaznu aperturu interferometra, a ulazni dio može pomicati prema potrebi bez da se izgubi točnost geometrije snopa na ulaznoj aperturi.

4.2.1.1 Optički sustav na ulaznoj aperturi interferometra

Geometrija snopa na ulaznoj aperturi od kritične je važnosti za točnost interferometra. S obzirom da se radi o interferometru s velikim vidnim poljem, svjetlost koja se koristi u optičkom putu interferometra mora biti što je moguće bolje kolimirana; ako bi snop odstupao od

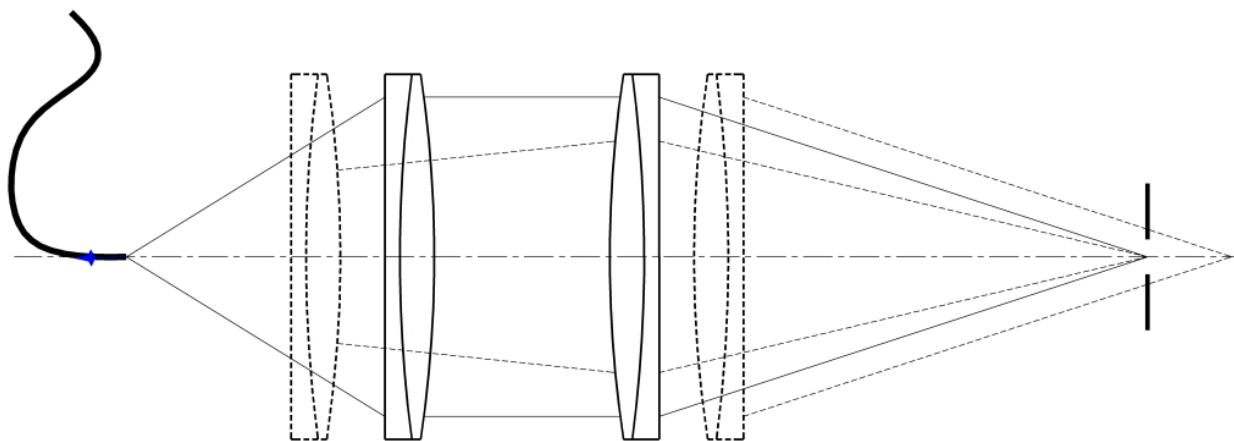
paralelnosti, došlo bi do tzv. kosinus pogreške (Slika 38), pri čemu je izmjerena duljina veća od stvarne za faktor $\cos(\alpha)$.



Slika 38 Utjecaj netočne kolimacije ispitne zrake na interferencijsko mjerenje duljine

Kako bi kolimacija optičkog snopa bila korektna, potrebno je zadovoljiti dva osnovna uvjeta: izvor svjetla mora se nalaziti u fokusu leće kojom se vrši kolimacija, a sami izvor svjetla mora odgovarati točkastom izvoru. Drugi je uvjet nemoguće praktično ostvariti, jer svi realni izvori imaju konačnu veličinu. Prvi uvjet zahtijeva vrlo precizno pozicioniranje izvora svjetla s tri stupnja slobode, dva radijalna i jednim aksijalnim. Nadalje, uz zadovoljene navedene uvjete, kolimacijsku leću potrebno je potpuno osvijetliti kako bi se ostvarilo dovoljno veliko vidno polje; moguće je zadovoljiti sve uvjete a da se osvijetli samo dio promjera kolimacijske leće i ostvari samo mali dio potencijalnog vidnog polja. Jasno je da se svi navedeni parametri ne mogu zadovoljiti jednostavnim postavljanjem optičkog kabela na ulaznu aperturu, zbog čega je dizajniran optički sustav koji omogućuje precizno postavljanje svakog od navedenih parametara.

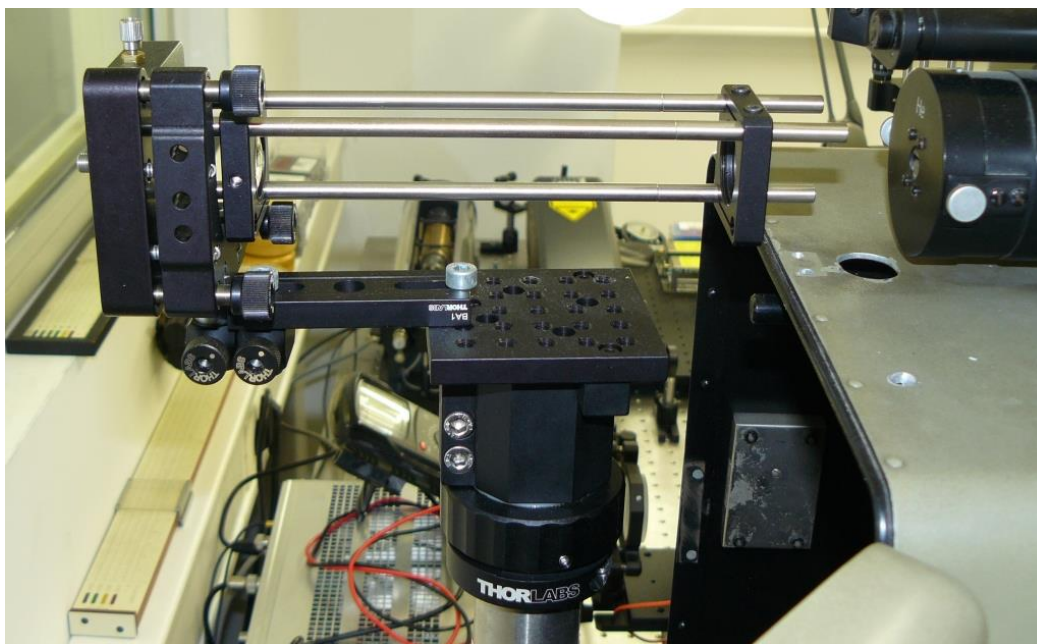
Ulazni podatak za konstrukciju ovog optičkog sustava jesu promjer i žarišna duljina kolimacijske leće interferometra, koji u Zeissovom interferometru iznose približno 100 mm i 400 mm. Kolimacijska leća interferometra je fiksna, postavljena tako da njena žarišna duljina leži na ulaznoj aperturi interferometra. Kako bi se moglo precizno manipulirati geometrijom ulaznog snopa, izrađen je tzv. 4f optički sustav (Slika 39).



Slika 39 Optički sustav za definiranje geometrije ulaznog snopa.

Izlazni kut snopa iz optičkog vlakna određen je s numeričkom aperturom vlakna; prema tom kutu odabrana je leća koja izlazni snop iz optičkog vlakna kolimira u paralelni snop. Druga leća potom fokusira ovako kolimirani snop na ulaznu aperturu interferometra, čime se omogućuje precizno aksijalno pozicioniranje fokusne točke. Cijeli sustav leća nalazi se na elementu koji posjeduje 6 stupnjeva slobode, s mogućnošću aksijalnog pozicioniranja cijelog sklopa unutar jednog mikrometra, te osiguravanjem suosnosti optičkih osi interferometra i ulaznog snopa.

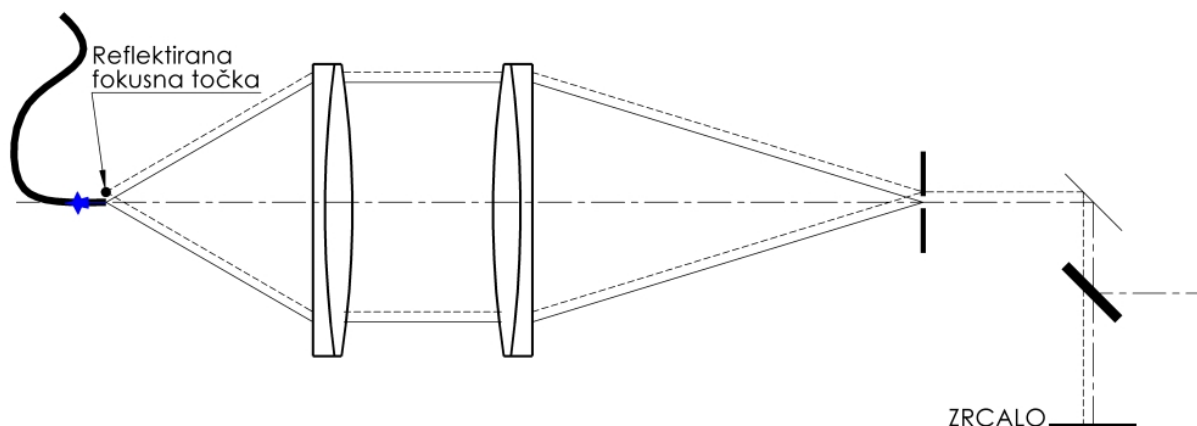
Na Slici 40 prikazan je ovaj sustav postavljen na ulaznu optičku os Zeiss interferometra.



Slika 40 Optički sustav na ulaznoj aperturi Zeiss interferometra.

Budući da je žarišna duljina kolimacijske leće interferometra bila samo približno poznata, temeljem informacija iz drugih instituta, ovaj je optički sustav osmišljen tako da posjeduje redundantne stupnjeve slobode. Nakon što je učinjeno inicijalno postavljanje, proveden je postupak autokolimacije reflektiranjem ulaznog snopa sa zrcala koje je postavljeno u interferometar umjesto granične mjerke. Budući da se 50% ulaznog zračenja vraća prema izvoru

zračenja, kvaliteta kolimacije može se ocijeniti promatranjem veličine fokusne točke povratne zrake; kako na povratku sa zrcala snop prolazi kroz iste elemente kao i pri dolasku na zrcalo, ispravno kolimiran snop rezultirat će fokusnom točkom povratnog snopa čiji je promjer jednak promjeru izvora (u ovom slučaju optičkog vlakna). Taj je postupak zbog jasnijeg prikaza na Slici 41 predstavljen izvan mjerila.

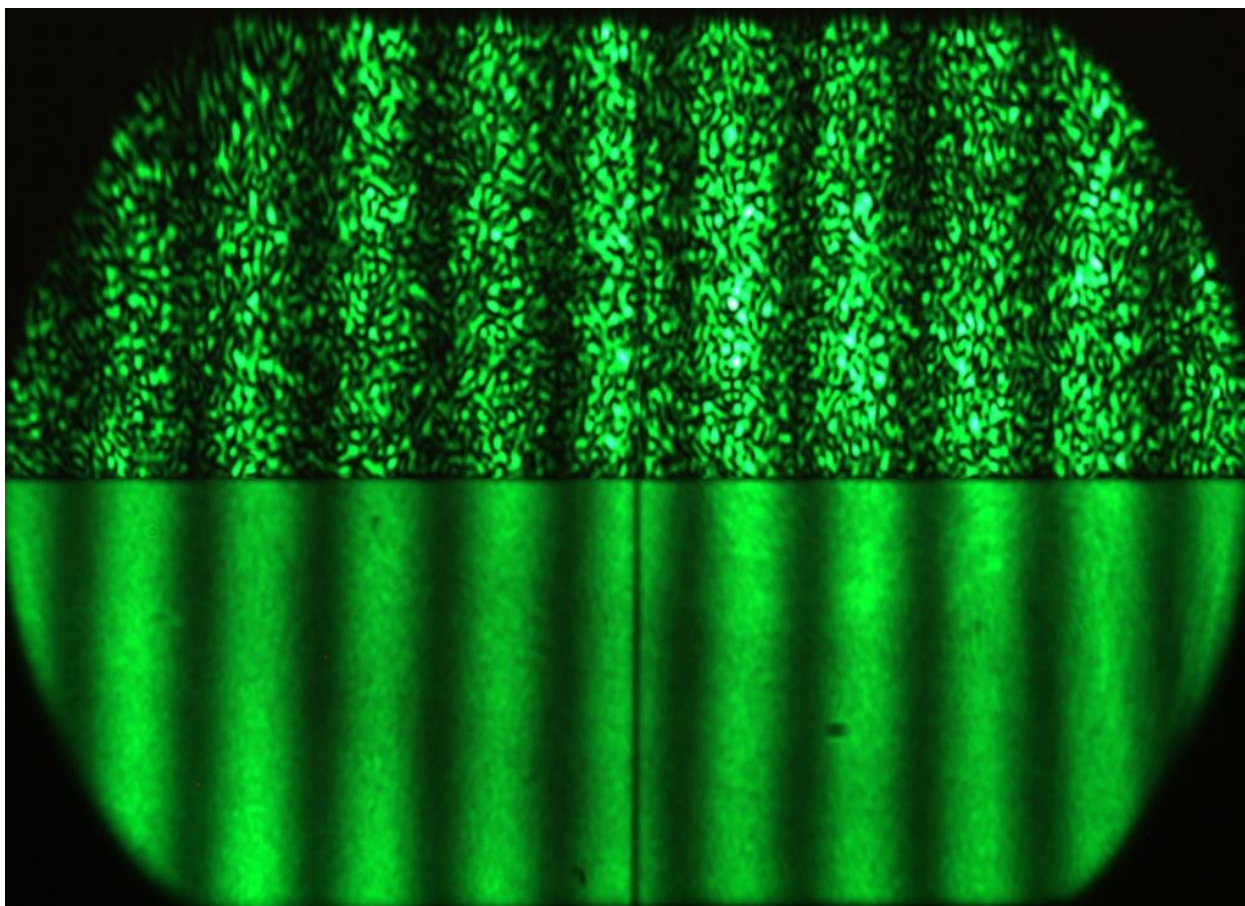


Slika 41 Provjera kolimacije snopa interferometra.

4.2.1.2 Sustav za unos izvora svjetla u optički kabel

Ulaz laserskih izvora u optički kabel predstavlja jednako kompleksan problem. Kako bi se ostvarila kvalitetnija kolimacija, potrebno je koristiti optička vlakna malog promjera. S druge strane (doslovno) ovo otežava uvođenje laserskog snopa u optički kabel; da bi se ostvarila zadovoljavajuća učinkovitost laserski je snop potrebno fokusirati na površinu optičkog vlakna, a fokusiranje opet pretpostavlja precizno pozicioniranje u radijalnom i aksijalnom smjeru. Numerička apertura vlakna, koja je determinirana parametrima na izlazu iz optičkog kabela, na ulazu predstavlja problem jer ograničava kut unutar kojeg svjetlost može ući u optičko vlakno; to znači da, primjerice, nije moguće jednostavno koristiti mikroskopske objektivne povećanja zbog njihove velike numeričke aperture. Nakon ispitivanja brojnih rješenja, izabran je mikroskopski objektiv povećanja 10x s povećanom radnom udaljenošću, pri čemu je objektiv je postavljen fiksno, s mogućnošću podešavanja samo po visini. Nagib pojedine laserske zrake namješta se zrcalom za skretanje čiji prihvat omogućuje precizno postavljanje kuta skretanja zrake.

Kako bi se kroz optičko vlakno moglo voditi više valnih duljina potrebno je koristiti „Multimode“ vlakna, s jezgrom širine $\geq 100 \mu\text{m}$, a za njih je karakteristično postojanje uključina u vlaknu koje uzrokuju prekide u prolazu svjetlosti. Ovakvi prekidi manifestiraju se kao zone u vidnom polju u kojima nema svjetla (eng. *Speckle pattern*), Slika 42, a mogu se eliminirati

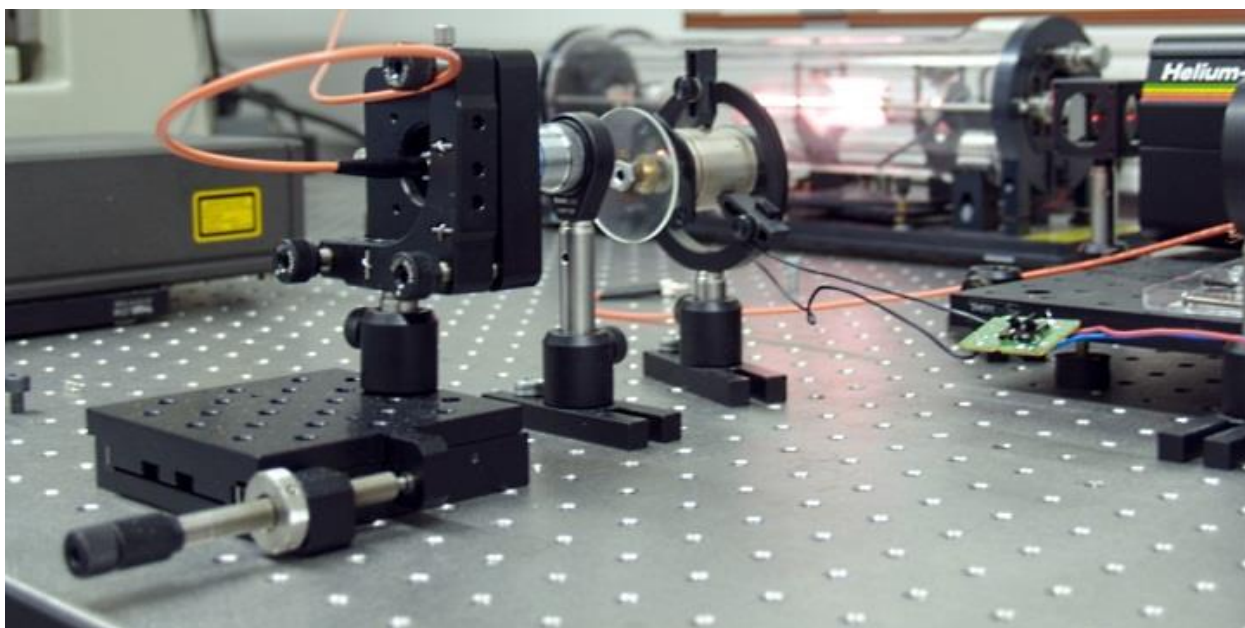


Slika 42 Prikaz vidnog polja prije i nakon uključivanja rotirajućeg difuzora.

promjenom putanje svjetla kroz vlakno u vremenu, čime dolazi do vremenskog osrednjavanja ovakvih grešaka. Putanja svjetla kroz optičko vlakno može se promijeniti vibriranjem vlakna, čime se mehanički mijenja putanja svjetla, ili korištenjem rotirajućeg difuznog diska kroz koji laserski snop prolazi prije ulaza u optički kabel, pri čemu se mijenja ulazni kut svjetla u kabel i posljedično daljnja putanja kroz kabel. Prilikom odabira odgovarajućeg rješenja provedeni su brojni pokusi, pri čemu su se ispitali različiti sustavi vibriranja kabela i različite vrste stakla za rotirajući difuzor. Iako se vibriranje kabela pokazalo praktičnijim rješenjem, izvedbe s rotirajućim difuzorom su rezultirale s boljom kvalitetom interferograma, pa je odlučeno da će se koristiti takav sustav. U suradnji s Institutom Ruđer Bošković utvrđen je optimalni difuzor, koji dovoljno skreće zraku, bez značajnog gubitka intenziteta; odabrano je staklo tretirano u fluorovodičnoj kiselini. Difuzor je postavljen na istosmjerni elektromotor, čiju je brzinu vrtnje prema potrebi jednostavno regulirati.

Kompletan sustav za unos laserskog snopa u optički kabel prikazan je na Slici 43. Laserski snop prolazi kroz rotirajući difuzor i kroz mikroskopski objektiv koji ga fokusira na površinu optičkog vlakna. Optički kabel, s jezgrom promjera $400\ \mu\text{m}$, nalazi se u prihvatnom uređaju koji omogućuje njegovu

precizno namještanje u šest neovisnih osi, tako da je moguće ostvariti vrlo dobro poklapanje optičkog vlakna s optičkom osi mikroskopskog objektivna.



Slika 43 Sustav za unos laserskih snopova u optički kabel.

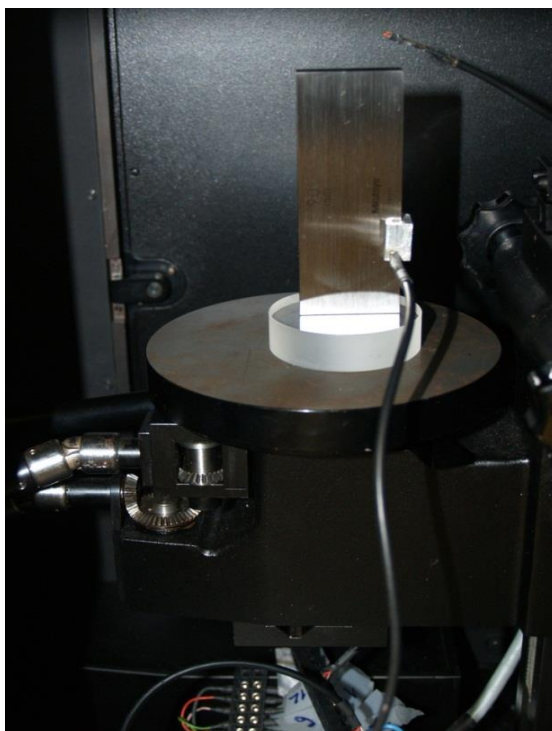
4.2.1.3 Kombiniranje laserskih izvora

Kako bi se ostvarila maksimalna jednostavnost korištenja omogućeno je simultano korištenje više laserskih izvora čiji se snopovi postavljaju u zajedničku optičku os korištenjem zrcala i više djelitelja snopa. Preciznim namještanjem odgovarajućih zrcala omogućuje se osiguravanje suosnosti svih korištenih lasera nakon čega se željena valna duljina može odabrati jednostavnim prekidanjem snopova drugih lasera.

U trenutku pisanja ovog rada kao izvori svjetla korišteni su sljedeći laseri: NPL I₂ primarni laser ($\lambda_{vac} = 632,8 \text{ nm}$, $u = 10^{-11}$), Renishaw ML10 ($\lambda_{vac} = 632,8 \text{ nm}$, $u = 10^{-9}$), i REO helij-neon laser s promjenjivom valnom duljinom ($\lambda_{vac} = 632,8 \text{ nm}$, $\lambda_{vac} = 612 \text{ nm}$, $\lambda_{vac} = 604 \text{ nm}$, $\lambda_{vac} = 594 \text{ nm}$, $\lambda_{vac} = 543 \text{ nm}$; $u \leq 10^{-8}$). REO laser koristi Littrow prizmu kao jedno od zrcala u rezonatoru; promjenom nagiba prizme dolazi do male promjene u duljini rezonatora, a time i izlazne valne duljine. Budući da za ovaj laser nisu bile specificirane stabilnost i točne vrijednosti valne duljine, provedeno je umjeravanje ovog lasera korištenjem Renishaw ML10 lasera i seta graničnih mjerki, što je detaljnije opisano u Prilogu 2. Rezultati umjeravanja pokazuju da su performanse ovog lasera dovoljno dobre za interferencijsko mjerenje, iako se radi o relativno jeftinom laseru namijenjenom za pozicioniranje optičkih elemenata.

4.2.2 Akvizicija interferograma

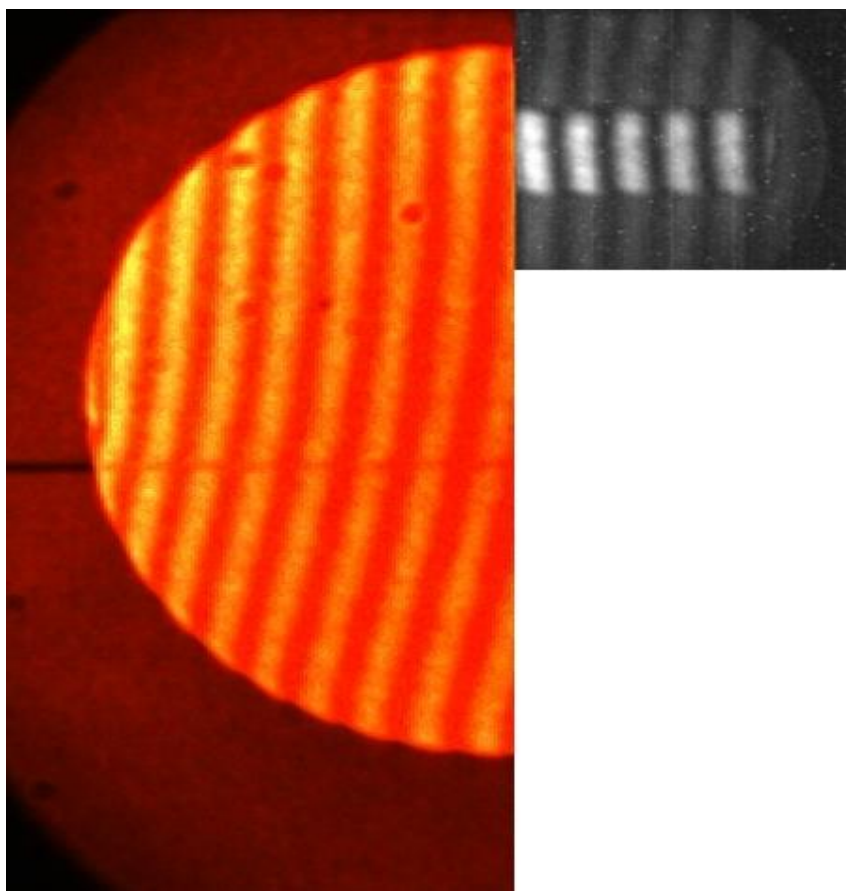
Akviziciju interferograma potrebno je promatrati u širem smislu, a ne samo kao snimanje interferograma. Pri tome se misli da nije dovoljno samo snimiti interferogram; bez podataka o temperaturi granične mjerke, te temperaturi, tlaku i relativnoj vlažnosti okolišnjeg zraka, bespredmetno je pokušati analizirati interferogram. U originalnom je postavu Zeiss interferometra iznos razlomka procjenjivan vizualno, a temperatura granične mjerke i zraka mjereni živinim termometrom. Tlak i relativna vlažnost također su mjereni analognim instrumentima. Osnovni problem s aspekta mjerne rezolucije ovdje predstavlja vizualna procjena razlomka, koja limitira točnost na otprilike 10% razmaka između interferencijskih pruga ($0,1 \lambda/2 \approx 30 \text{ nm}$). Iako su se za mjerenje temperature, tlaka i vlažnosti koristili stariji analogni uređaji, njihova je točnost zapravo zadovoljavajuća; znatno veći problem predstavlja vrijeme potrebno da se ova mjerenja izvrše i moguće greške pri očitavanju. Prije nego što je započeto istraživanje o sklopu ovog rada, u interferometar su ugrađeni digitalni senzori za mjerenje temperature granične mjerke i zraka, te digitalni senzori za mjerenje tlaka i relativne vlažnosti zraka (Slika 44). Također, ugrađena je digitalna kamera sa sensorom VGA rezolucije (640x480 piksela) za snimanje interferograma.



Slika 44 Senzor za mjerenje temperature granične mjerke; iznad granične mjerke vidi se senzor za mjerenje temperature zraka, a ispod dio senzora za mjerenje tlaka i relativne vlažnosti zraka.

Iz prethodnog je uvoda jasno da se najviša točnost interferencijskog umjeravanja može ostvariti samo simultanim snimanjem interferograma i podataka sa senzora.

Također, jasno je da je rezolucija interferograma direktno povezana s točnošću određivanja razlomaka, a prednosti potencijalnog unapređenja mjerenja razlomaka prikazane su u poglavlju 6.3.1. Iz tog je razloga nabavljena digitalna kamera rezolucije 5 MP; na taj je način osigurano da površina granične mjerke horizontalno zauzima oko 1500 piksela. Ako se na površinu granične mjerke tipično postavlja približno 5 do 7 interferencijskih pruga, tada tipični razmak između interferencijskih pruga mjeren u pikselima iznosi približno 200 piksela. Ovolika količina aktivnih piksela osigurava robusnost u određivanju razlomka, a omogućuje i postizanje visokih točnosti u njihovom utvrđivanju. Radi usporedbe, na Slici 45 prikazani su interferogrami snimljeni s novom i s ranije korištenom kamerom; zbog jasnijeg prikaza slike su u mjerilu samo u vertikalnom smjeru. Snimanje interferograma je relativno jednostavan zadatak, za koji je dovoljno osigurati adekvatnu osjetljivost senzora kamere i dovoljnu svjetlosnu jakost objektiva; sensor korištene kamere ima osjetljivost $1 \text{ V}/(\text{lux} \cdot \text{s})$ a objektiv svjetlosnu jakost $f/1,2$. Žarišna duljina objektiva, definirana veličinom senzora kamere i vidnim poljem interferometra, iznosi $f = 50 \text{ mm}$.



Slika 45 Usporedba veličine vidnog polja nakon (lijevo) i prije (desno) unapređenja akvizicije interferograma.

Kako je prije objašnjeno, razlomak je moguće utvrditi klasičnom analizom interferograma, ili metodom faznih pomaka. Obje su metode numerički intenzivne, pa je u sklopu ovog rada

izrađen softverski paket koji omogućuje njihovu primjenu. Softver koji je razvijen integrira cjelokupni mjerni postupak, od snimanja interferograma i podataka sa senzora okoliša, analize interferograma, do izrade mjernog izvještaja.

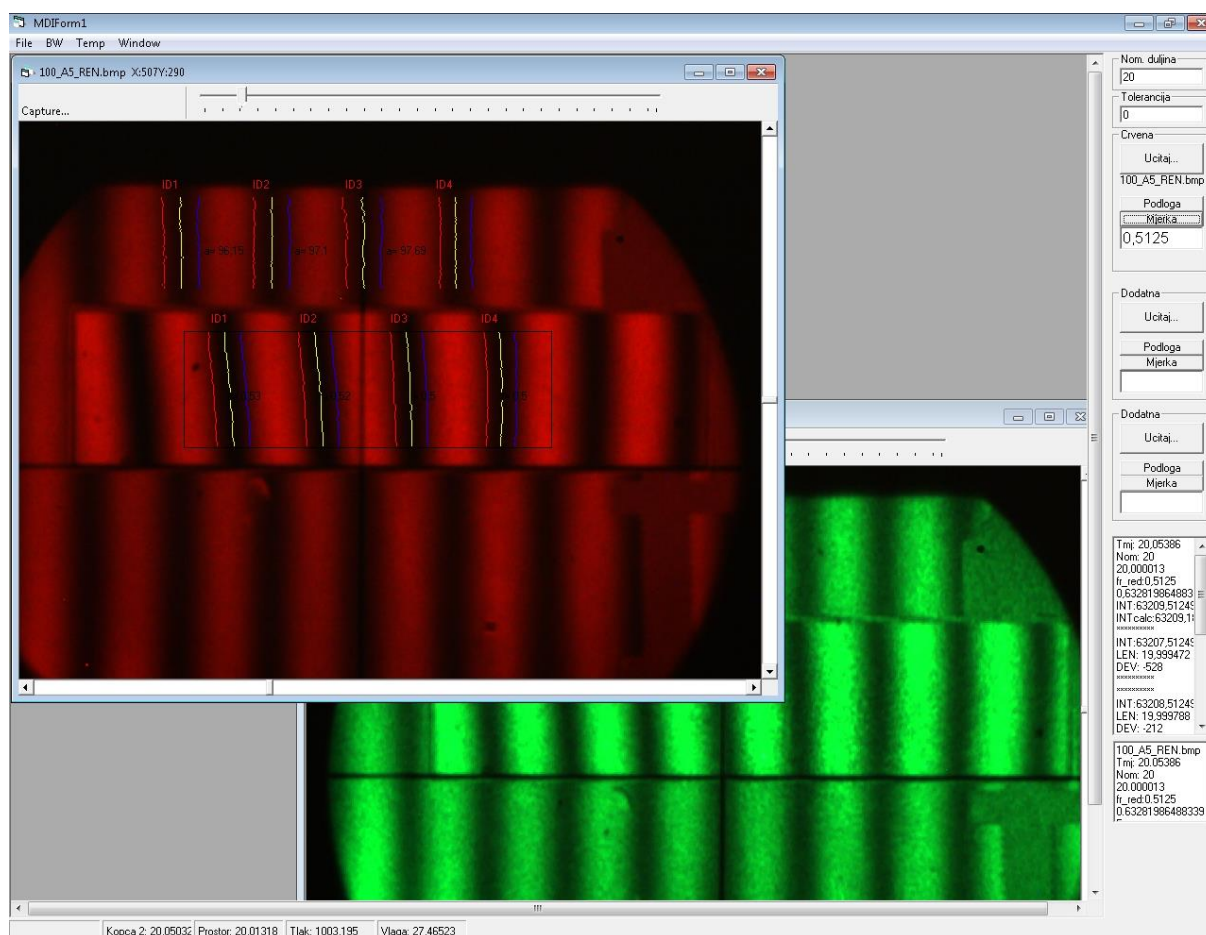
4.2.3 Softver za akviziciju i analizu interferograma

Integralni pristup interferencijskom umjeravanju graničnih mjerki osiguran je izradom softverskog sustava kojim se provodi mjerenje, Slika 46. Ovim se sustavom vrši pristup digitalnoj kameri i sensorima granične mjerke i zraka (akvizicija) i obrađuju tako prikupljeni podaci (analiza). Softver se može podijeliti u nekoliko cjelina, ili modula, prema kronologiji mjerenja:

- Snimanje interferograma i očitavanje temperature granične mjerke i temperature, tlaka i relativne vlažnosti zraka;
- Analiza interferograma;
- Prikaz mjerenja i izrada izvješća o mjerenju.

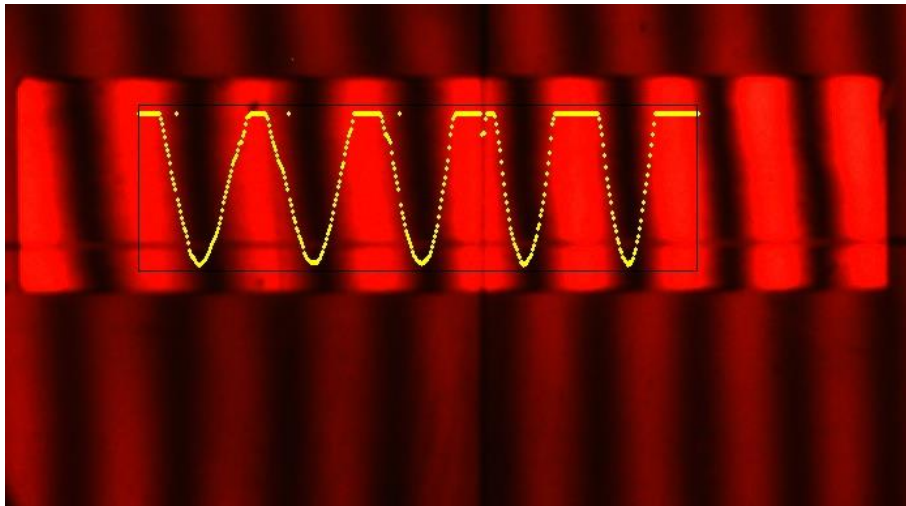
Ovisno o načinu utvrđivanja razlomka, razlikuju se i rutine za snimanje interferograma. Ako se radi o klasičnom utvrđivanju razlomka preko odnosa interferencijskih pruga, snima se jedan interferogram. Softver pri tome omogućuje prikaz Uz svaki se interferogram stvara i tekstualna datoteka u koju se zapisuju temperature granične mjerke, te tlak, temperatura i relativna vlažnost okolnog zraka.

Algoritam koji utvrđuje centre interferencijskih pruga, a potom i njihov odnos, predstavlja jedan od značajnijih doprinosa ovog rada predmetnoj temi. Na interferogramu u boji se prvo selektira područje granične mjerke, a potom područje mjerne podloge.

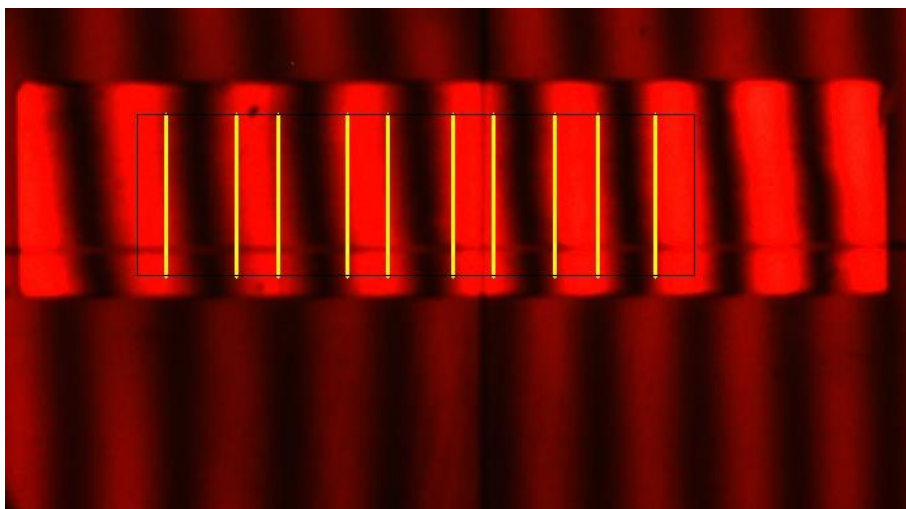


Slika 46 Softver za interferencijsko mjerenje etalona duljine.

Algoritam je isti u oba slučaja: kroz selektirano područje se računa više horizontalnih histograma s određenim vertikalnim razmakom, čime se dobiva okvirna informacija o položaju i širini interferencijskih pruga; potom se za svaku interferencijsku prugu kreira regija unutar koje se na temelju novih histograma definira prag za binarizaciju interferencijske pruge; na binariziranoj interferencijskoj pruzi korištenjem algoritma za detekciju ruba pronalaze se lijevi i desni rub, a potom i centar interferencijske pruge. Ovaj algoritam rezultira poljem koordinata centara interferencijskih pruga na graničnoj mjerki i na mjernoj podlozi, nakon čega je jednostavno izračunati njihov međusobni odnos. Osnovna je prednost ovog algoritma njegova adaptivnost; bez obzira na promjene u kontrastu i oštirini preko interferograma, algoritam može konzistentno davati ponovljive rezultate jer se svakoj interferencijskoj pruzi pristupa individualno, na temelju neposrednog okoliša. Također, u algoritam su ugrađene brojne kontrole za neprekinutost ruba i ograničavanje maksimalnih gradijenata ruba, što minimizira detekciju lažnih rubova, poput ogrebotina na mjernim površinama, gravure na mjernim površinama manjih graničnih mjerki, ili postojanjem nitnog križa u vidnom polju. Osnovni koraci algoritma za detekciju centara interferencijskih pruga prikazani su na Slikama 47-51.



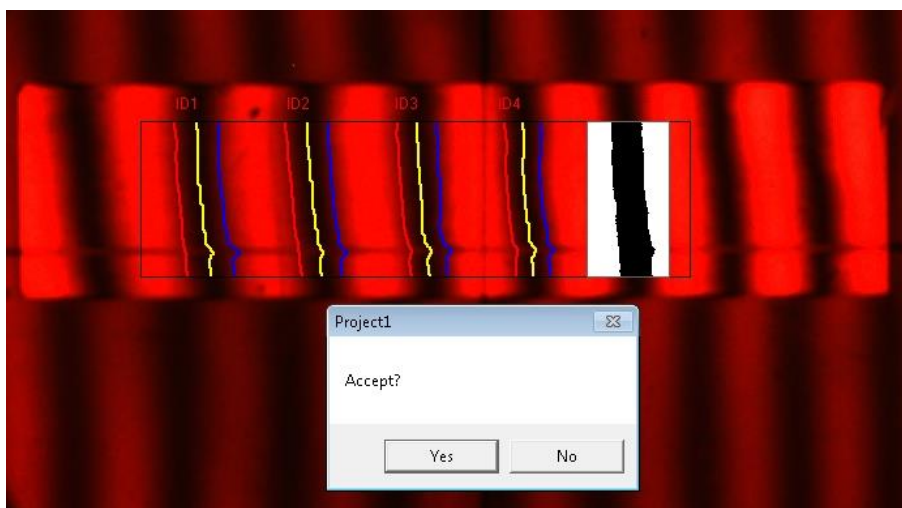
Slika 47 Izračun histograma za odabranu regiju interferograma.



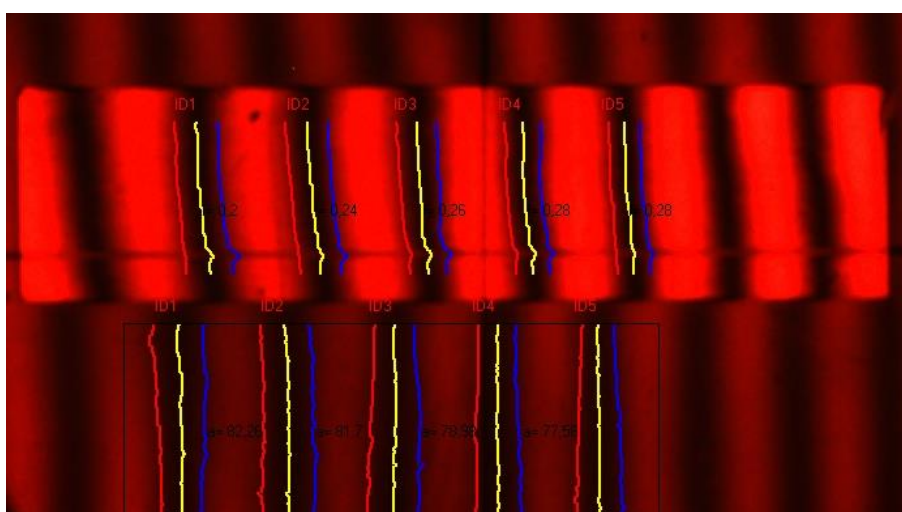
Slika 48 Inicijalno definiranje lokacija interferencijskih pruga.



Slika 49 Binarizacija prethodno utvrđenog područja lokacije interferencijske pruge



Slika 50 Definiranje centra interferencijske pruge detektiranjem lijevog i desnog ruba.



Slika 51 Potpuno definirani odnosi interferencijskih polja granične mjerke i mjerne podloge.

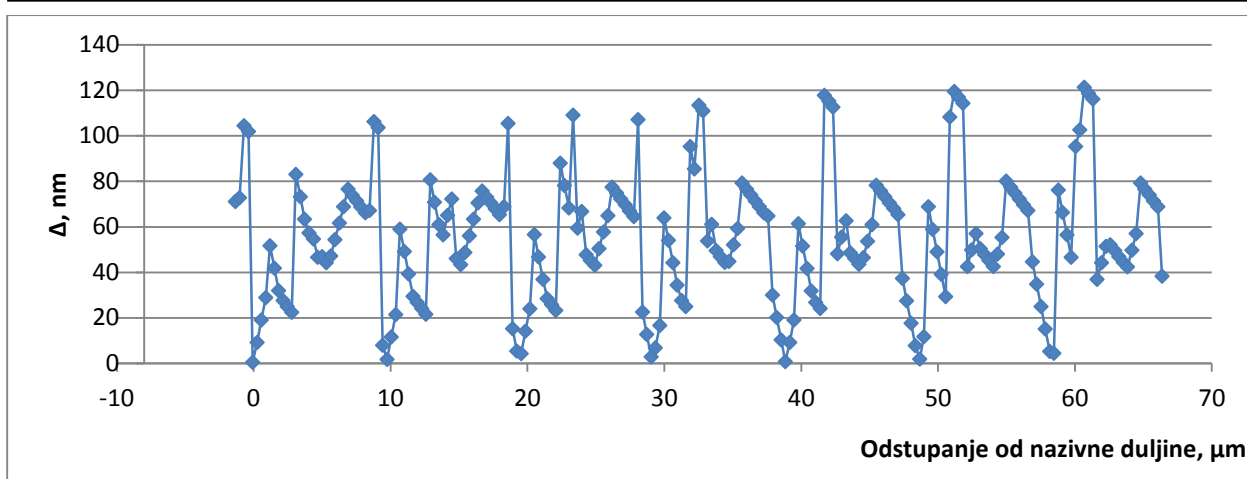
Ponovljenim mjerenjima istog interferograma utvrđeno je da nesigurnost mjerenja razlomka primjenom ovog algoritma iznosi $u(F)=0,005$. Nakon što se odredi razlomak, odnosno njegova distribucija preko površine granične mjerke, softver učitava podatke o stanju zraka u trenutku mjerenja i računa korigiranu valnu duljinu. Valna duljina u vakuumu, koja je poznata za određeni izvor, dijeli se s indeksom loma zraka koji se računa korištenjem modificirane Edlenove jednadžbe [30]. Iz nominalne duljine granične mjerke računa se početni puni broj polualova, a iz tolerancije mehaničkog mjerenja računa se njegov raspon. Iz tih se podataka računa duljina granične mjerke za svaki puni broj polualova unutar definiranog raspona. Ovaj se postupak ponavlja s dodatnim valnim duljinama, pri čemu se mjerenja u svakoj novoj valnoj duljini dinamički uspoređuje s mjerenjem prethodnom valnom duljinom. Onaj broj polualova pri kojemu je suma odstupanja izmjerenog i izračunatog razlomka minimalna proglašava se najboljim kandidatom i potom računa odgovarajuća duljina korigirana na 20 °C.

U nastavku su prikazani rezultati mjerenja keramičke granične mjerke nazivne duljine $L = 100$ mm, uz primjenu tri dodatne valne duljine.

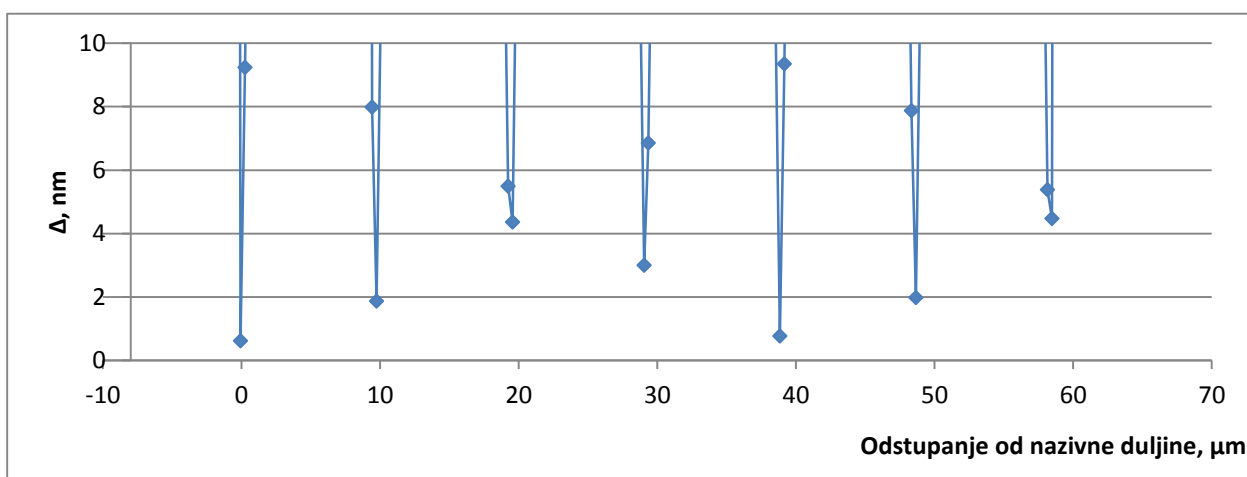
Tablica 4.1 Primjer mjerenja granične mjerke metodom točnih razlomaka, s tri dodatne valne duljine

| | | | | | |
|---------------------------------|------------------|----------------|----------------|----------------|---------------|
| L_{naz} , mm | 100 | | | | |
| α , $10^{-6}K^{-1}$ | 9,3 | | | | |
| | λ_1 | λ_2 | λ_3 | λ_4 | |
| ϑ_M , °C | 20,025 | 20,025 | 20,026 | 20,026 | |
| ϑ_Z , °C | 19,987 | 19,988 | 19,989 | 19,989 | |
| p , Pa | 100098,2 | 100097,0 | 100092,8 | 100097,3 | |
| RH , % | 28,31 | 28,31 | 28,32 | 28,31 | |
| λ_{vac} , μm | 0,63299058027 | 0,54351602 | 0,61197085 | 0,59333160 | |
| n | 1,00026828 | 1,00026967 | 1,00026854 | 1,00026882 | |
| λ_0 , μm | 0,63282080549 | 0,54336949 | 0,61180656 | 0,59317214 | |
| F_i | 0,011 | 0,415 | 0,485 | 0,010 | |
| N_1 | 316045 | | | | |
| Metoda točnih razlomaka: | | | | | |
| $\sum_{i=-5}^5 N_1 + i + F_1$ | L_{fit} , mm | $N_2 + F_{2t}$ | $N_3 + F_{3t}$ | $N_4 + F_{4t}$ | Δ , nm |
| 316041 | 99,998663 | 368068,75 | 326896,34 | 337165,74 | 87,50 |
| 316042 | 99,998980 | 368069,91 | 326897,38 | 337166,81 | 97,17 |
| 316043 | 99,999296 | 368071,08 | 326898,41 | 337167,88 | 139,48 |
| 316044 | 99,999612 | 368072,24 | 326899,45 | 337168,94 | 136,02 |
| 316045 | 99,999929 | 368073,41 | 326900,48 | 337170,01 | 0,82 |
| 316046 | 100,000245 | 368074,57 | 326901,52 | 337171,08 | 12,31 |
| 316047 | 100,000562 | 368075,74 | 326902,55 | 337172,14 | 25,45 |
| 316048 | 100,000878 | 368076,90 | 326903,58 | 337173,21 | 38,59 |
| 316049 | 100,001195 | 368078,06 | 326904,62 | 337174,28 | 69,02 |
| L_{20} , mm | 99,999905 | | | | |

U Tablici 4.1 puni broj valova je zbog jasnijeg prikaza variran u uskom rasponu. Ako bi se prikazani proračun proveo za znatno šire područje N_1 , tada bi se dobili rezultati za Δ prikazani na Slici 52.



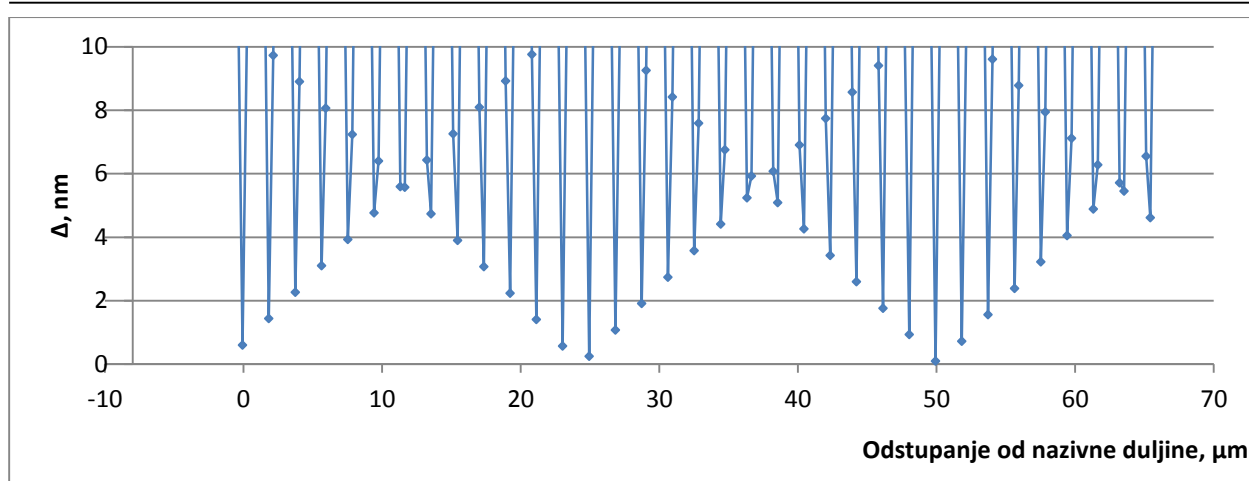
Slika 52 Distribucija srednjih vrijednosti Δ prema mogućim rješenjima za odstupanje od nazivne duljine, za primjer iz Tablice 4.1.



Slika 53 Podaci za $\Delta < 10$ nm

Iz dijagrama na Slici 52 može se zaključiti da širina mjernog područja s tri dodatne valne duljine iznosi oko $10 \mu\text{m}$, koliko iznosi razmak između minimuma na dijagramu. Ako se prikažu samo podaci za $\Delta < 10$ nm (Slika 53), i uzme u obzir da algoritam za određivanje decimalnog dijela valne duljine ima nesigurnost $u(F) = 0,005$ ($\sim 1,5$ nm), tada je jasno da nije moguće pouzdano razlučiti između susjednih rješenja koja su razmaknuta $10 \mu\text{m}$.

Zanimljivo je i analizirati mjerno područje u slučaju korištenja samo jedne dodatne valne duljine. Ukoliko bi se mjerenje obavilo primjenom samo λ_1 i λ_2 , prema Tablici 4.1, distribucija razlika duljina Δ postaje još nepovoljnija (Slika 54).



Slika 54 Distribucija razlika duljina Δ za mjerenje s jednom dodatnom valnom duljinom, za primjer iz Tablice 4.1.

Uz navedenu nesigurnost nije moguće pouzdano razlučiti potencijalna rješenja, koja su sada razmaknuta za samo 2 μm . U oba prikazana slučaja mjerni raspon metode točnih razlomaka pada na razinu definiranu sintetskom valnom duljinom, 10 μm i 2 μm . Međutim, kasnije će biti pokazano da mjerenje decimalnog dijela valne duljine metodom faznih pomaka, koja je implementirana u Zeiss interferometar, može osigurati dovoljnu točnost za pouzdano razlučivanje potencijalnih rješenja; na taj će način biti ostvareno jednako mjerno područje uz korištenje samo jedne dodatne valne duljine.

4.3 Mjerna nesigurnost ostvarena modifikacijom Zeiss interferometra

S obzirom na široku primjenu Zeiss interferometra, odgovarajuća mjerna nesigurnost interferencijskog umjeravanja etalona duljine njegovom primjenom je dobro poznata [31], [32]; i u Nacionalnom laboratoriju za duljinu ranije je nastala doktorska disertacija na tu temu, [33]. Iz tih se razloga ovdje neće detaljno razraditi sinteza mjerne nesigurnosti, već će se samo kratko opisati sve sastavnice i dati sumarni budžet mjerne nesigurnosti.

Mjerna nesigurnost iskazana je prema GUM metodi, [34]. Matematički model interferencijskog umjeravanja kratkih graničnih mjerki (do 100 mm) prikazan je sljedećim izrazom:

$$d = l - L$$

$$d = l_{\text{fit}} - L + l_t + l_w + l_A + l_\Omega + l_n + l_G + l_\phi, \quad 4.1$$

gdje je

- L -Nazivna duljina granične mjerke,
- d -Odstupanje od nazivne duljine L ,
- l_{fit} -Duljina granične mjerke prema metodi točnih razlomaka (izraz 6.2),
- l_t -Temperaturna korekcija granične mjerke,
- l_w -Debljina kontaktnog sloja,
- l_A -Korekcija zbog nesavršenosti optičkih elemenata interferometra,
- l_Ω -Korekcija zbog kolimacije svjetlosnog snopa,
- l_n -Korekcija indeksa loma zraka,
- l_G -Korekcija geometrije granične mjerke,
- l_ϕ -Korekcija zbog nejednake promjene faze pri refleksiji s mjerne podloge i granične mjerke.

Prema [34], kombinirana mjerna nesigurnost kvadratna je suma mjernih nesigurnosti $u(x_i)$ svih utjecajnih veličina x_i , kojima su pridruženi odgovarajući koeficijenti osjetljivosti c prema sljedećim izrazima:

$$u_c^2(d) = \sum_{i=1}^N c_i^2 u^2(x_i) + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \left[\frac{1}{2} c_{ij}^2 + c_i c_{ijj} \right] u^2(x_i) u^2(x_j) \quad 4.2$$

$$c_i = \frac{\partial d}{\partial x_i}, c_{ij} = \frac{\partial^2 d}{\partial x_i \partial x_j}, c_{ijj} = \frac{\partial^3 d}{\partial x_i \partial x_j^2}.$$

Model prikazan gornjim izrazom potrebno je primijeniti na matematički model mjerenja pa će se zbog jednostavnosti kompleksniji doprinosi mjernoj nesigurnost obraditi zasebno.

4.3.1 Nesigurnost korištenih valnih duljina

Mjerna nesigurnost laserskih izvora zračenja obično se rastavlja na dva dominantna dijela, nesigurnost umjeravanja lasera i prosječnu promjenu frekvencije unutar jedne godine. Za Renishaw ML10 nesigurnost umjeravanja iznosi 3 MHz, a prosječna godišnja promjena frekvencije 5 MHz, pa kombinirana standardna nesigurnost iznosi

$$u_c(\lambda) = \sqrt{\left(\frac{3 \cdot 10^6}{474 \cdot 10^{12}} \lambda\right)^2 + \left(\frac{5 \cdot 10^6}{474 \cdot 10^{12}} \lambda\right)^2}$$

$$u_c(\lambda) = 0,01 \cdot 10^{-6} \cdot \lambda \quad 4.3$$

Umjeravanje REO lasera provedeno je za tri valne duljine, prema Prilogu 2. Nesigurnost umjeravanja procijenjena je na 10 MHz, a tipična godišnja promjena frekvencije za temperaturno stabilizirane helij neon lasere iznosi 20 MHz; uz ove parametre kombinirana standardna nesigurnost valne duljine REO lasera iznosi

$$u_c(\lambda_{543}) = \sqrt{\left(\frac{10 \cdot 10^6}{551 \cdot 10^{12}} \lambda\right)^2 + \left(\frac{20 \cdot 10^6}{551 \cdot 10^{12}} \lambda\right)^2}$$

$$= 0,04 \cdot 10^{-6} \cdot \lambda$$

$$u_c(\lambda_{594}) = \sqrt{\left(\frac{10 \cdot 10^6}{505 \cdot 10^{12}} \lambda\right)^2 + \left(\frac{20 \cdot 10^6}{505 \cdot 10^{12}} \lambda\right)^2}$$

$$= 0,04 \cdot 10^{-6} \cdot \lambda \quad 4.4$$

$$u_c(\lambda_{612}) = \sqrt{\left(\frac{10 \cdot 10^6}{490 \cdot 10^{12}} \lambda\right)^2 + \left(\frac{20 \cdot 10^6}{490 \cdot 10^{12}} \lambda\right)^2}$$

$$= 0,05 \cdot 10^{-6} \cdot \lambda$$

4.3.2 Izračun duljine granične mjerke prema metodi točnih razlomaka

Prema izrazu 3.2 duljina granične mjerke izmjerene u q valnih duljina glasi:

$$l_{\text{fit}} = \frac{1}{q} \sum_{i=1}^q (N_i + f_i) \frac{\lambda_i}{2}. \quad 4.5$$

Primjenom GUM metode za procjenu mjerne nesigurnosti na gornji izraz, dobiva se sljedeća jednadžba:

$$u_c^2(l_{\text{fit}}) = c_{N_i}^2 u^2(N_i) + c_{f_i}^2 u^2(f_i) + c_{\lambda_i}^2 u^2(\lambda_i), \quad 4.6$$

pri čemu su odgovarajući koeficijenti osjetljivosti

$$c_{N_i} = \frac{\partial l_{\text{fit}}}{\partial N_i}; c_{f_i} = \frac{\partial l_{\text{fit}}}{\partial f_i}; c_{\lambda_i} = \frac{\partial l_{\text{fit}}}{\partial \lambda_i}. \quad 4.7$$

Ako se izračunaju parcijalne derivacije iz izraza 4.7 i uvrste u izraz 4.6, uz zanemarivanje doprinosa višeg reda, dobiva se sljedeći izraz:

$$u_c^2(l_{\text{fit}}) = \sum_{i=1}^q \left(\frac{\lambda_i}{2q} \right)^2 u^2(f_i) + \sum_{i=1}^q \left(\frac{N_i + f_i}{2q} \right)^2 u^2(\lambda_i). \quad 4.8$$

Radi jednostavnosti, drugi član u gornjem izrazu može se korištenjem izraza 3.2 zapisati kao

$$u_c^2(l_{\text{fit}}) = \sum_{i=1}^q \left(\frac{\lambda_i}{2q} \right)^2 u^2(f_i) + \sum_{i=1}^q \left(\frac{L}{q\lambda_i} \right)^2 u^2(\lambda_i). \quad 4.9$$

Nesigurnost određivanja razlomka iznosi $u(f_i) = 0,005$ poluvala ($\lambda/2$). S obzirom da se dodatne valne duljine koriste samo za utvrđivanje punog broja poluvalova N_i , a za računanje duljine granične mjerke koristi samo valna duljina Renishaw lasera, tada je $q = 1$, te nesigurnost utvrđivanja duljine granične mjerke metodom točnih razlomaka postaje

$$u_c^2(l_{\text{fit}}) = (3 \text{ nm})^2 + (0,01 \cdot L \text{ nm})^2 \quad 4.10$$

4.3.3 Temperaturna korekcija granične mjerke

Temperaturna korekcija granične mjerke, koja nastaje jer temperatura granične mjerke odstupa od 20 °C, može se izraziti kao

$$l_t = L\alpha\Delta\vartheta, \quad 4.11$$

gdje je $\Delta\vartheta = 20 - \vartheta_m$, a α linearni koeficijent temperaturnog rastezanja. Procjena nesigurnosti ove korekcije prema GUM metodi rezultira brojnim faktorima, od kojih se mogu izdvojiti tri značajna doprinosa: nesigurnost mjerenja temperature granične mjerke, nesigurnost koeficijenta temperaturnog rastezanja, te nesigurnosti višeg reda za ova dva parametra.

Nesigurnost mjerenja temperature granične mjerke $u_c(\Delta\vartheta)$ može se podijeliti na nesigurnost termistora $u_c(t)$ i nesigurnost zbog mogućih temperaturnih gradijenata unutar granične mjerke $u_c(\Delta\vartheta_{\text{grad}})$. Nesigurnost termistora kombinacija je nesigurnosti umjeravanja termistora $u_c(t_{\text{cal}})$, nesigurnosti očitavanja termistora $u_c(t_{\text{read}})$, te nesigurnosti zbog vremenske promjene karakteristika termistora $u_c(t_{\text{drift}})$. Ukupna nesigurnost termistora iznosi

$$u_c(t) = \sqrt{u_c(t_{\text{cal}})^2 + u_c(t_{\text{read}})^2 + u_c(t_{\text{drift}})^2}, \quad 4.12$$

a za konkretni mjerni sustav ugrađen u Zeiss interferometar vrijednost ove sastavnice je

$$u_c(t) = \sqrt{(2 \text{ mK})^2 + (0,1 \text{ mK})^2 + (0,5 \text{ mK})^2} = 2 \text{ mK}. \quad 4.13$$

Iz gornjeg izraza slijedi da je doprinos ove sastavnice mjernoj nesigurnosti utvrđivanja odstupanja od nazivne duljine jednak

$$u_c(t)L\alpha = (0,002 \text{ K})(11,5 \times 10^{-6} / \text{K})L = 0,023L \text{ nm}, \quad 4.14$$

ako se pretpostavi $\alpha = 11,5 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, što je tipična vrijednost za čelične granične mjerke.

Temperaturni gradijenti unutar komore interferometra izmjereni su u iznosu do 5 mK, pa je njihov doprinos mjernoj nesigurnosti utvrđivanja odstupanja od nazivne duljine jednak

$$u_c(\Delta\vartheta_{\text{grad}})L\alpha = (0,005 \text{ K})(11,5 \times 10^{-6} / \text{K})L = 0,058L \text{ nm}. \quad 4.15$$

Za standardnu nesigurnost koeficijenta temperaturnog rastezanja tipično se uzima 10% vrijednosti deklarirane od strane proizvođača granične mjerke, uz pravokutnu razdiobu. Ova je sastavnica vezana uz iznos $\Delta\vartheta$, koji rijetko prelazi 50 mK; uz ovakav izbor parametara doprinos nesigurnosti koeficijenta temperaturnog rastezanja mjernoj nesigurnosti utvrđivanja odstupanja od nazivne duljine jednak je

$$u(\alpha)\Delta\vartheta L = \left(\frac{0,1 \cdot 11,5 \cdot 10^{-6} / \text{K}}{\sqrt{3}} \right) (0,05 \text{ K})L = 0,033L \text{ nm}. \quad 4.16$$

Ostali članovi višeg reda predstavljaju utjecaj kombinacije nesigurnosti mjerenja temperature i utvrđivanja koeficijenta temperaturnog rastezanja, prema izrazu $u(\alpha)u_c(\Delta\vartheta)L$. Doprinos ove sastavnice jednostavno je izračunati primjenom prethodno izračunatih izraza:

$$\begin{aligned} u(\alpha)u_c(\Delta\vartheta)L &= \left(0,66 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{K}} \right) \sqrt{(2 \text{ mK})^2 + (10 \text{ mK})^2} \\ &= 0,007L \text{ nm}. \end{aligned} \quad 4.17$$

4.3.4 Nesigurnost debljine kontaktnog sloja

U literaturi se mogu pronaći različiti načini utvrđivanja iznosa ove nesigurnosti. Nesigurnost debljine kontaktnog sloja varira u objavljenim radovima između $u(l_w) = 2 \text{ nm}$ do $u(l_w) = 10 \text{ nm}$, [31], [25], [26]. Stoga je ovdje odabrana konzervativna, veća vrijednost za ovu nesigurnost:

$$u(l_w) = 10 \text{ nm}. \quad 4.18$$

Standardni pristup za utvrđivanje ove nesigurnosti uključuje odabir kratke granične mjerke, kako bi se minimizirali temperaturni utjecaji, sa što je moguće boljom geometrijom, te njezino ponovljeno mjerenje. Naravno, taj je postupak s jedne strane vrlo dugotrajan, a s druge strane i njega karakterizira relativno visoka nesigurnost. Iz tog je razloga u Poglavlju 6 posvećena dodatna pažnja upravo utvrđivanju debljine kontaktnog sloja i predložena nova metoda za njegovo direktno mjerenje.

4.3.5 Nesigurnost zbog optičkih elemenata interferometra

Nesavršenost optičkih elemenata Zeiss interferometra predstavlja određenu nepoznanicu. Dok je za mjerne podloge, nabavljene u sklopu ovog istraživanja, poznato odstupanje od oblika (na razini $\lambda/50$ nm), nije poznato koja je točnost izrade djelitelja snopa, kompenzatora i referentnog zrcala koji su ugrađeni u interferometar. Ipak, budući da je odstupanje mjerne podloge poznato, ona se može iskoristiti kao svojevrsni etalon; ako se provede fiktivno mjerenje bez granične mjerke pri čemu se interferencijske pruge na centru mjerne podloge proglaše da pripadaju fiktivnoj graničnoj mjerki, svako odstupanje veće od nule može se pripisati aberacijama u valnim frontama referentnog i ispitnog vala. Na taj je način utvrđeno da maksimalne pogreške iznose 10 nm, a uz pretpostavku pravokutne distribucije ovog efekta dolazi se do iznosa standardne mjerne nesigurnosti

$$u(l_A) = \frac{10 \text{ nm}}{\sqrt{3}} = 6 \text{ nm.} \quad 4.19$$

4.3.6 Nesigurnost kolimacije svjetlosnog snopa

Kako je ranije objašnjeno, savršena kolimacija divergirajućeg izvora podrazumijevala bi da je izvor matematička točka koja je postavljena točno u fokus idealne leće. S obzirom da ovo u praksi nije moguće ostvariti, potrebno je izračunati utjecaj veličine izvora svjetla i pogreški u njegovom pozicioniranju na odstupanje od idealne kolimacije i posljedičnu mjernu nesigurnost. Konačna veličina izvora svjetla znači da nije moguće postići idealno planarne valove nakon kolimacije, već će kroz interferometar propagirati sferni valovi vrlo velikog promjera. Korekcija zbog konačne veličine izvora svjetla kružnog presjeka može se izračunati prema sljedećem izrazu, [35]

$$l_\Omega = \left(\frac{d^2}{16f^2} + \frac{x^2}{2f^2} \right) L. \quad 4.20$$

Promjer korištenog optičkog vlakna iznosi $d = 400 \text{ }\mu\text{m}$, žarišna duljina kolimacijske leće iznosi $f = 400 \text{ mm}$, a radijalna udaljenost fokusne točke kolimacijske leće od optičke osi interferometra iznosi $x = 0$ (što proizlazi iz Twyman-Green konfiguracije Zeiss interferometra). Primjenom GUM metode može se izraziti standardna nesigurnost zbog konačne veličine izvora svjetla kako slijedi:

$$u_{c,1}^2(l_\Omega) = \left(\frac{dL}{8f^2} \right)^2 u^2(d) + \left(\frac{-d^2L}{8f^3} \right) u^2(f). \quad 4.21$$

Ako se zanemari drugi član u ovom izrazu i uvrste poznate vrijednosti, dolazi se do iznosa standardne nesigurnosti zbog konačne veličine izvora svjetla:

$$u_{c,1}(l_{\Omega}) = 0,002L \text{ nm.} \quad 4.22$$

Nesigurnost zbog odstupanja u pozicioniranju izvora svjetla može se izračunati prema sljedećem izrazu [31]:

$$u_{c,2}(l_{\Omega}) = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{L}{f^2}\right) u^2(x)}. \quad 4.23$$

S obzirom da optomehanički sustav koji je izrađen za unos svjetlosti u ulaznu aperturu omogućuje precizno i stabilno pozicioniranje ulaznog snopa, procijenjeno je da nesigurnost u radialnom pozicioniranju ulaznog snopa iznosi $u(x)=0,01$ mm. Ako se ta vrijednost uvrsti u gornji izraz, tada je iznos standardne nesigurnosti zbog odstupanja u pozicioniranju izvora svjetla

$$u_{c,2}(l_{\Omega}) = 0,001L \text{ nm.} \quad 4.24$$

4.3.7 Nesigurnost korekcije indeksa loma zraka

Indeks loma zraka računa se prema modificiranoj Edlenovoj jednadžbi:

$$\begin{aligned} (n - 1) \times 10^8 = & \left(8342,54 + \frac{2406147}{130 - (1/\lambda)^2} + \frac{15998}{38,9 - (1/\lambda)^2} \right) \\ & \cdot \left(\frac{p}{96095,43} \right) \cdot \left(\frac{1 + 10^{-8}(0,601 - 0,00972t)p}{1 + 0,003661t} \right) \\ & - RH(8,753 + 0,036588t^2)(0,037345 \\ & - 0,000401(1/\lambda)^2), \end{aligned} \quad 4.25$$

gdje je p atmosferski tlak zraka u Pa, t temperatura zraka u °C, a RH relativna vlažnost zraka u izražena u postotku. S obzirom na kompleksnost aplikacije jednadžbe 4.2 na gornji izraz, gdje je potrebno parcijalno derivirati po tlaku, relativnoj vlažnosti i temperaturi, u nastavku će biti dani krajnji izrazi za pojedine sastavnice mjerne nesigurnosti.

Nesigurnost mjerenja temperature zraka računa se analogno nesigurnosti mjerenja temperature granične mjerke, prema izrazu

$$u_c(t_z) = \sqrt{(2 \text{ mK})^2 + (0,1 \text{ mK})^2 + (0,5 \text{ mK})^2} = 2 \text{ mK,} \quad 4.26$$

uz koeficijent osjetljivosti

$$\frac{\partial l_n}{\partial t} = -9,5 \cdot 10^{-7} L / K. \quad 4.27$$

Nesigurnost mjerenja tlaka zraka računa se kao kombinacija nesigurnosti umjeravanja senzora tlaka, nesigurnosti očitavanja senzora tlaka te godišnje promjene karakteristike senzora, prema

$$u_c(p) = \sqrt{(2 \text{ Pa})^2 + (0,1 \text{ Pa})^2 + (10 \text{ Pa})^2} = 10 \text{ Pa}, \quad 4.28$$

uz koeficijent osjetljivosti

$$\frac{\partial l_n}{\partial p} = 2,7 \cdot 10^{-9} L / \text{Pa}. \quad 4.29$$

Nesigurnost mjerenja relativne vlažnosti zraka računa se analogno nesigurnosti mjerenja tlaka zraka, prema izrazu

$$u_c(R) = \sqrt{\left(\frac{0,03}{\sqrt{3}}\right)^2 + \left(\frac{0,001}{\sqrt{12}}\right)^2 + (0,01)^2} = 2 \%, \quad 4.30$$

uz koeficijent osjetljivosti

$$\frac{\partial l_n}{\partial R} = -8,5 \cdot 10^{-9} L / \%. \quad 4.31$$

4.3.8 Nesigurnost geometrije granične mjerke

Ova komponenta mjerne nesigurnosti proizlazi iz mogućeg odstupanja od ravnosti i paralelnosti mjernih površina granične mjerke. S obzirom da se želi izmjeriti centralna duljina, netočnost odabira idealne centralne točke na mjernoj površini granične mjerke definirat će iznos ove nesigurnosti. Ako se pretpostavi da je ova pogreška reda veličine 0,1 mm u odnosu na širinu mjerne površine koja iznosi 9 mm te da su granične mjerke sukladne propisu ISO 3650 za Klasu K⁷, odnosno da je odstupanje od ravnosti i paralelnosti $\leq 50 \text{ nm}$, tada se nesigurnost zbog geometrije granične mjerke može izraziti kao geometrijski odnos navedenih parametara:

$$u(l_G) = \frac{50 \text{ nm} \cdot 0,5 \text{ mm}}{9 \text{ mm}} \approx 3 \text{ nm}. \quad 4.32$$

⁷ Ova je pretpostavka valjana jer se za interferencijsko umjeravanje tipično koriste upravo granične mjerke klase K; niže klase točnosti umjeravaju se mehaničkom usporedbom.

4.3.9 Nesigurnost fazne korekcije

Matematički model mjerenja fazne korekcije prikazan u poglavlju 3.5.2 glasi

$$l_{\Phi} = \frac{1}{m-1} \left(L_{AB} - \sum_{i=1}^m L_m \right), \quad 4.33$$

a za mjerenje fazne korekcije korištenjem dvije granične mjerke, što je korišteno u ovom radu, gornji izraz prelazi u

$$l_{\Phi} = L_{AB} - L_A - L_B. \quad 4.34$$

Iz opisa metode slaganja graničnih mjerki može se zaključiti da takvo mjerenje fazne korekcije predstavlja mjeru razlike između istovrsnih mjerenja. Budući da se radi o relativnim mjerenjima, korelirane komponente mjerne nesigurnosti jednake su nuli, i preostaju samo slučajni utjecaji.

Iz tog se razloga nesigurnost fazne korekcije može izraziti kao kombinacija nekoreliranih komponenti nesigurnosti interferencijskog mjerenja duljine, prema izrazu

$$u_c^2(l_{\Phi}) = u^2(L_{AB}) + u^2(L_A) + u^2(L_B). \quad 4.35$$

Kako su za kratke granične mjerke nekorelirani utjecaji ovisni o duljini zanemarivi, preostaju samo utjecaji navedeni u sljedećem izrazu:

$$u_c^2(l_{\Phi}) \approx 3(u^2(F_i) + u^2(l_w) + u^2(l_A) + u^2(l_G)) \quad 4.36$$

odnosno nakon uvrštavanja odgovarajućih nesigurnosti:

$$u(l_{\Phi}) \approx 12 \text{ nm}. \quad 4.37$$

Kako bi se ova nesigurnost reducirala, provodi se 10 ponovljenih mjerenja, što rezultira nesigurnošću fazne korekcije u konačnom iznosu

$$u(l_{\Phi}) \approx \frac{12 \text{ nm}}{\sqrt{10}} \approx 4 \text{ nm} \quad 4.38$$

4.3.10 Ukupna mjerna nesigurnost

Sve sastavnice mjerne nesigurnosti sumarno su prikazane u Tablici 4.2.

Tablica 4.2 Budžet mjerne nesigurnosti modificiranog Zeiss interferometra, za čelične granične mjerke ≤ 100 mm.

| Sastavnica mjerne nesigurnosti x_i | Izvor mjerne nesigurnosti | $u(x_i)$ | $c_i = \partial l / \partial x_i$ | $u_i(l)$ u nm, za L u mm |
|--------------------------------------|--------------------------------------|-------------------------------------|-----------------------------------|----------------------------|
| $u_c(l_{\text{fit}})$ | Izračun duljine | | | |
| $u(\lambda_i)$ | Valna duljina u vakuumu | $0,01 \cdot 10^{-6} \lambda$ | L/λ | $0,01L$ |
| $u(F_i)$ | Utvrđivanje razlomka | 0,005 | $\lambda/2$ | 1,583 |
| | Utjecaj temperature | | | |
| $u_c(\Delta\vartheta)$ | Mjerenje temperature granične mjerke | 7 mK | $\alpha \cdot L$ | $0,08L$ |
| $u(\alpha)$ | Koeficijent temp. rastezanja | $0,66 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ | $(20 - t_g)L = 50L \text{ mK}$ | $0,033L$ |
| $u_c(\vartheta)u(\alpha)$ | Temperaturni utjecaj drugog reda | - | - | $0,007L$ |
| $u(l_w)$ | Kontaktни sloj | 6 | 1 | 6 |
| | Optički elementi interferometra: | | | |
| $u_c(l_A)$ | Nesavršenost optičkih površina | 3 | 1 | 3 |
| $u_c(l_\Omega)$ | Nesavršenost kolimacije snopa | - | - | $0,003L$ |
| | Indeks loma zraka | | | |
| $u(E)$ | Edlenova jednadžba | 10^{-8} | L | $0,01L$ |
| $u_c(t_z)$ | Mjerenje temperature zraka | 2 mK | $-9,5 \cdot 10^{-7} L / \text{K}$ | $0,002L$ |
| $u_c(p)$ | Mjerenje tlaka zraka | 10 Pa | $2,7 \cdot 10^{-9} L / \text{Pa}$ | $0,027L$ |
| $u_c(R)$ | Mjerenje relativne vlažnosti zraka | 2 % | $-8,5 \cdot 10^{-9} L$ | $0,02L$ |
| $u_c(\lambda)$ | Valna duljina u vakuumu | $0,01 \cdot 10^{-6}$ | $-1,2 \cdot 10^{-5} L$ | ~ 0 |
| $u_c(l_G)$ | Geometrija granične mjerke | 3 nm | 1 | 3 |
| $u_c(l_\phi)$ | Fazna korekcija | 4 nm | 1 | 4 |

Ukupna standardna mjerna nesigurnost interferencijskog umjeravanja graničnih mjerki korištenjem modificiranog Zeiss interferometra glasi:

$$u(d) = \sqrt{8,6^2 + 0,09^2 L^2}. \quad 4.39$$

Proširena mjerna nesigurnost iznosi

$$U(d) \approx \sqrt{17^2 + 0,18^2 L^2} \text{ nm za } L \text{ u mm; } k = 2, \quad 4.40$$

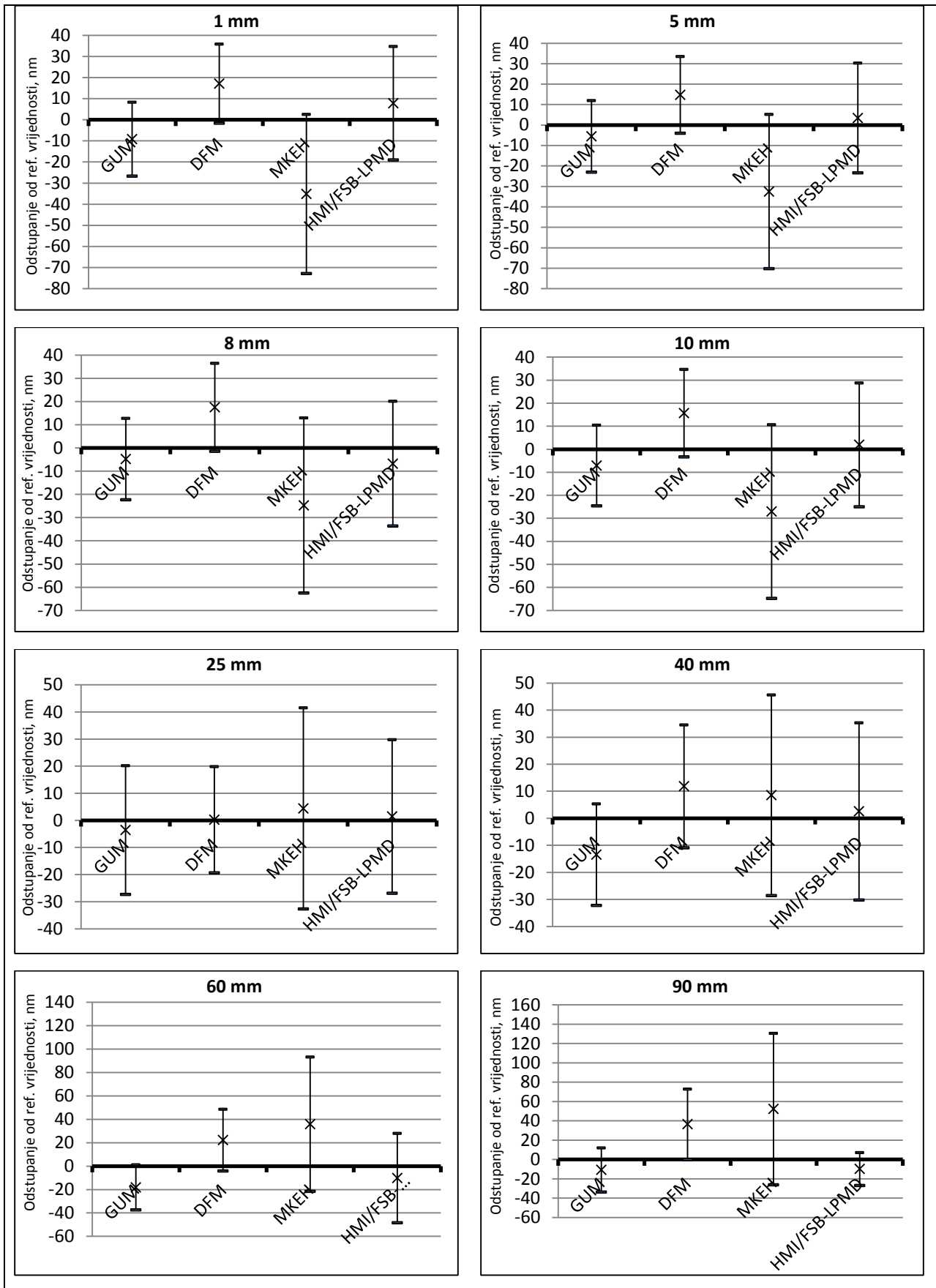
odnosno

$$U(d) \approx Q[17; 0,18L] \text{ nm za } L \text{ u mm; } k = 2. \quad 4.41$$

4.4 EURAMET L-K1.2 međunarodna usporedba

Međunarodno priznanje mjernih mogućnosti jedan je od najvažnijih strateških ciljeva Nacionalnog laboratorija za duljinu. Kako bi se dokazale mjerne mogućnosti na području interferencijskog umjeravanja kratkih graničnih mjerki Laboratorij je 2009. godine inicirao, a potom tijekom 2010. godine i vodio međunarodnu ključnu usporedbu EURAMET L-K1.2 „*Comparison of gauge blocks by interferometry*“, [36]. Budući da u ključnim usporedbama mogu sudjelovati samo nacionalni laboratoriji, uspješna realizacija mjerenja u sklopu takve usporedbe prihvaća se kao dokaz mjerne mogućnosti i predstavlja podlogu za objavu odgovarajuće CMC (eng. *Calibration and measurement capability*) vrijednosti u CIPM MRA KCDB bazu podataka. U navedenoj su usporedbi sudjelovali danski (DFM), mađarski (MKEH), poljski (GUM) i egipatski (NIS) nacionalni laboratoriji, a za usporedbu je odabrano 8 čeličnih graničnih mjerki.

Ključna usporedba provodi se uspoređivanjem rezultata svakog laboratorija s referentnom vrijednošću usporedbe (eng. KCRV, „key comparison reference value“), koja se računa kao aritmetička sredina rezultata pojedinog laboratorija pomnoženog s težinskim faktorom laboratorija. Težinski faktor računa se prema prijavljenoj mjernoj nesigurnosti laboratorija, na način da se rezultatu laboratorija s manjom mjernom nesigurnošću pridaje veći težinski faktor; ovo zapravo znači da rezultat laboratorija s manjom mjernom nesigurnošću više doprinosi formiranju referentne vrijednosti usporedbe u odnosu na laboratorij koji prijavi veću mjernu nesigurnost. Ovakav sustav usporedbe značajno ovisi o vjerodostojnosti prijavljenih nesigurnosti svakog laboratorija, pa je uobičajena praksa da Laboratorij koji prvi put sudjeluje u ključnoj usporedbi na nekom području na neki način „umanji“ svoj doprinos referentnoj vrijednosti [37], [38]. Slijedom navedenog, prilikom prijave mjernih mogućnosti Laboratorija odlučeno je da se mjerna nesigurnost mjerenja na Zeiss interferometru za potrebe usporedbe praktički udvostruči, na razinu $U = Q[30 ; 0,5L]$ uz $k = 2$. S obzirom na ovako povećanu mjernu nesigurnost, rezultati mjerenja Laboratorija nisu znatno utjecali na referentnu vrijednost usporedbe. Budući da su se mjerenja Laboratorija i u ovim okolnostima vrlo dobro slagala s referentnim vrijednostima usporedbe (Slika 55), Laboratoriju je priznata prijavljena mjerna sposobnost. Odgovarajuća CMC vrijednost, za interferencijsko umjeravanje kratkih graničnih mjerki na razini mjerne nesigurnosti $U = Q[30 ; 0,5L]$ uz $k = 2$, objavljena je u KCDB bazi podataka 2012. godine.



Slika 55 Grafički prikaz stupnjeva ekvivalencije (DoE) mjernih rezultata s referentnim vrijednostima usporedbe.

S aspekta istraživanja u ovom radu i validacije provedenih modifikacija na Zeiss interferometru, zanimljivo je provjeriti bi li i mjerna nesigurnost utvrđena u poglavlju 4.4.10 omogućila uspješno sudjelovanje u navedenoj usporedbi. Ponovljena analiza rezultata usporedbe (Slika 56) uz uvrštenu mjernu nesigurnost $U = Q[17 ; 0,18L]$, $k = 2$, jasno pokazuje da je ta razina mjerne nesigurnosti utemeljena te da predstavlja stvarnu mjernu mogućnost Laboratorija. Radi usporedbe, ova razina mjerne nesigurnosti smješta Nacionalni laboratorij za duljinu među pet najboljih europskih instituta na području interferencijskog umjeravanja kratkih graničnih mjerki.

Nakon što su provedena mjerenja u sklopu EURAMET L-K1.2 ključne usporedbe, dodatno je poboljšano umjeravanje senzora temperature granične mjerke i zraka (termistora), te senzora tlaka zraka. Posebno treba naglasiti upravo umjeravanje termistora, za što je korištena alkoholna kupka i kvarcni referentni termometar umjeren u trojnoj točki galija. Procijenjeno je da mjerna nesigurnost mjerenja temperature nakon ovakvog umjeravanja termistora iznosi 1 mK, što snižava odgovarajuće nesigurnosti na sljedeće iznose:

$$\begin{aligned} u_c(\Delta\vartheta) &= 0,07L, \\ u_c(t_z) &= 0,001L. \end{aligned} \tag{4.42}$$

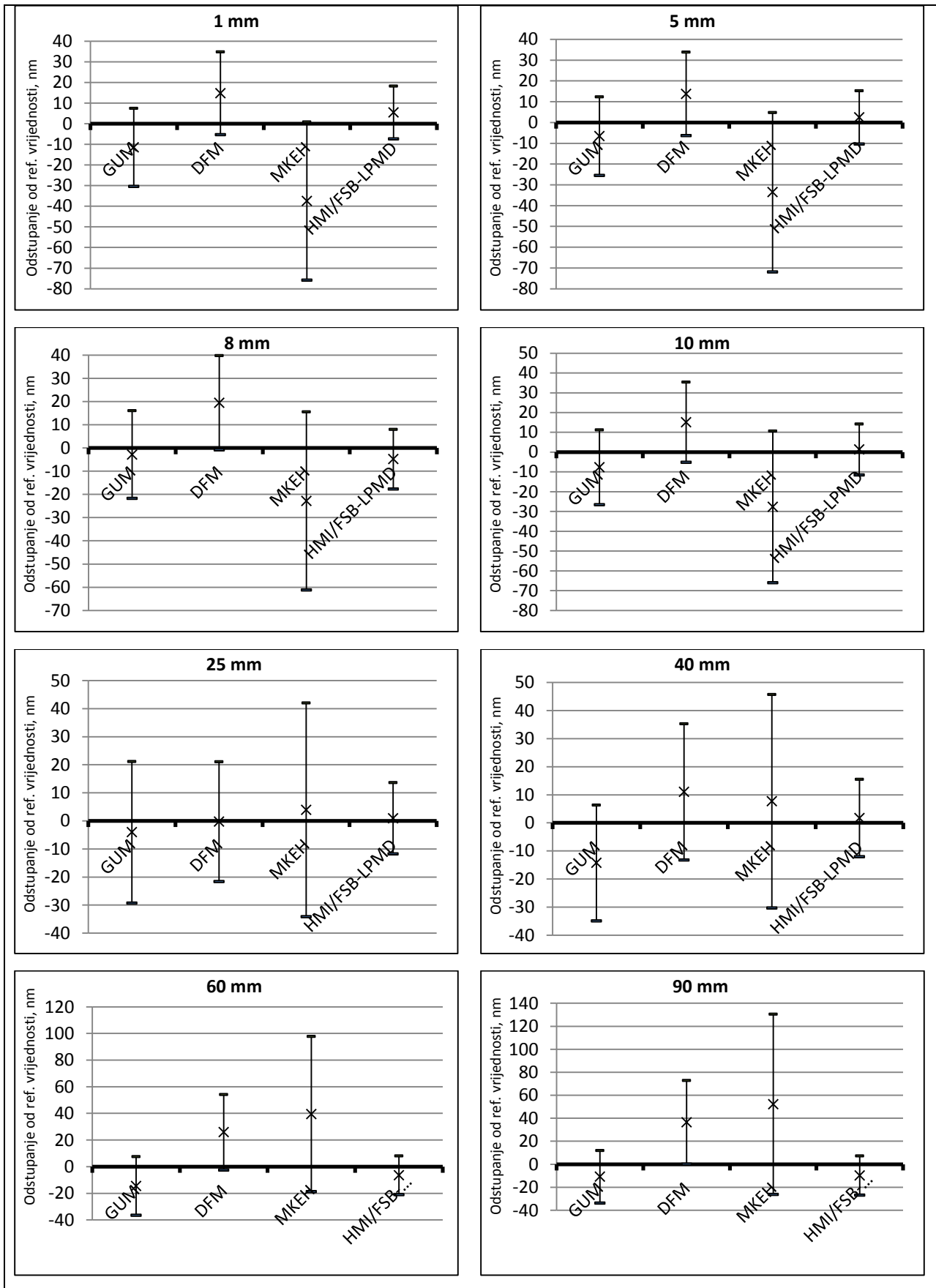
Mjerna nesigurnost zbog mjerenja tlaka nakon poboljšanog umjeravanja iznosi 2 Pa, pa je doprinos ove sastavnice sada:

$$u_c(p) = 0,005L. \tag{4.43}$$

Ta poboljšanja rezultiraju dodatnim smanjenjem ukupne proširene mjerene nesigurnosti modificiranog Zeiss interferometra na sljedeću razinu:

$$U \approx Q[17; 0,16L]; k = 2 \tag{4.44}$$

Utjecaj ovih poboljšanja nije velik po svom iznosu ($\sim 0,02L$), ali ipak značajno smanjuje rasipanje ponovljenih mjerenja na duljim graničnim mjerkama. S obzirom da su u trenutku pisanja ovog rada u Laboratoriju upravo završena mjerenja u sklopu EURAMET L-K1 svjetske ključne usporedbe, u kojoj sudjeluje 25 europskih nacionalnih laboratorija, u Tablici 4.3 prikazana je usporedba ponovljenih mjerenja u sklopu EURAMET L-K1.2 (07.2010.) i EURAMET L-K1 (01.2013.). Primjetno je smanjenje rasipanja nastalo nakon poboljšanog umjeravanja senzora temperature i tlaka.



Slika 56 Grafički prikaz stupnjeva ekvivalencije (DoE) uz mjernu nesigurnost prema izrazu 3.68.

Tablica 4.3 Usporedba varijabilnosti ponovljenih mjerenja u sklopu EURAMET L-K1.2 i EURAMET L-K1 ključnih usporedbi

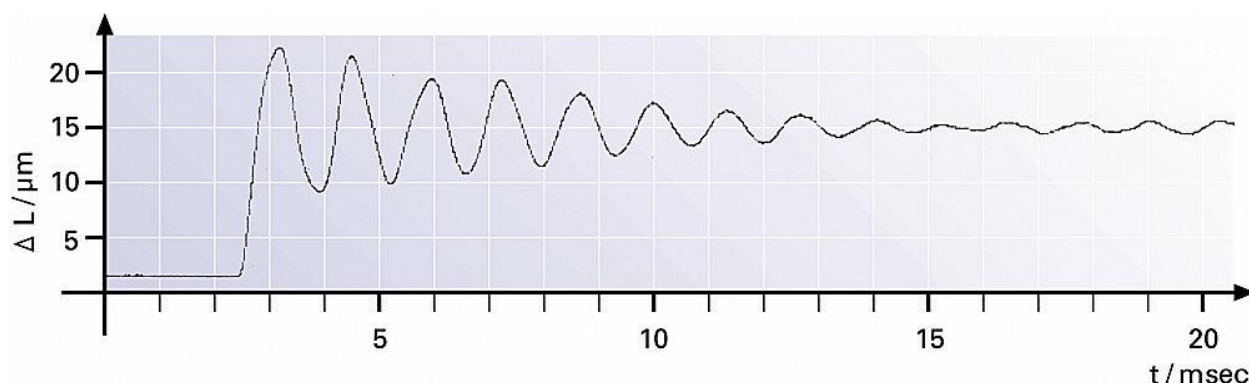
| Ključna usporedba: | EURAMET L-K1.2 | EURAMET L-K1 |
|---------------------|------------------|------------------|
| Nazivna duljina: | 90 mm | 100 mm |
| Redni br. mjerenja: | Odstupanje, [nm] | Odstupanje, [nm] |
| 1 | 123 | -617 |
| 2 | 140 | -615 |
| 3 | 135 | -625 |
| 4 | 127 | -624 |
| 5 | 125 | -621 |
| Raspon, nm | 17 | 10 |
| s, nm | 8 | 5 |

5 IMPLEMENTACIJA METODE FAZNIH POMAKA

Prednosti koje se mogu ostvariti primjenom metode faznih pomaka pri interferencijskom umjeravanju etalona duljine predstavljale su značajan motiv da se ta metoda implementira u Zeiss interferometar. Pri tome se istraživanje može podijeliti na dva potpuno odvojena pitanja: kako ostvariti fazne pomake u zadanom okviru Zeiss interferometra, i kako obraditi prikupljene podatke.

5.1 Realizacija faznih pomaka

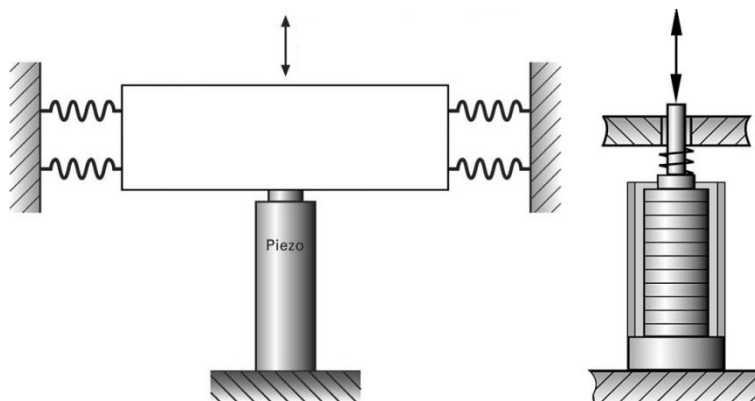
Odabir odgovarajuće metode za ostvarivanje faznih pomaka u velikoj je mjeri bio uvjetovan karakteristikama Zeiss interferometra. Budući da je optički sustav Zeiss interferometra zatvoren nije bilo moguće implementirati optičke metode, pa je odlučeno da se fazni pomaci ostvare piezoaktuatom. Prihvat referentnog zrcala nije bilo moguće modificirati, što je dodatno suzilo izbor primjerene metode; primijenjen je piezoaktuator s vertikalnim pomakom na koji se smješta sklop mjerne podloge i granične mjerke. Odabran je piezoaktuator proizvođača Physik Instrumente GmbH, ukupnog pomaka $100\ \mu\text{m}$ s minimalnim pomakom u iznosu $0,2\ \text{nm}$. Taj piezoaktuator opremljen je kapacitivnim mjernim sustavom za mjerenje pomaka i servo kontrolerom za pozicioniranje, što znači da je nelinearnost minimalna; proizvođač deklarira da su greške pozicioniranja unutar cijelog hoda manje od $0,1\ \text{nm}$. Ovako visoka točnost pozicioniranja čini ovaj piezoaktuator idealnim za realizaciju metode faznih pomaka, međutim servo sustav uzrokuje i određene probleme o kojima treba voditi računa. Tipičan problem svakog servo sustava predstavlja pojava prebačaja zadane pozicije [39] (eng. *Overshoot*, Slika 57), što u konkretnoj primjeni znači da može doći do vibriranja slobodne mase (mjerna podloga + granična mjerka) postavljenih na piezoaktuator.



Slika 57 Oscilacije piezoaktuatora pri postavljanju na zadanu poziciju ($15\ \mu\text{m}$), uzrokovane inercijom slobodne mase.

Preporuku proizvođača da se ovakve oscilacije priguše stvaranjem „prednapreznja“ (Slika 58 lijevo), odnosno pritiskanjem slobodne mase opružnim elementom na piezoaktuator, ovdje zbog praktičnih razloga nije moguće ostvariti. Iz tog su razloga oscilacije prigušene

postavljanjem gumene podloge između piezoaktuatora i slobodne mase, što odgovara prikazu na Slici 58 desno. Ipak, ovisno o masi granične mjerke i ovo rješenje može rezultirati vibracijama, pa je u softverski paket implementiran algoritam za pozicioniranje piezoaktuatora bez korištenja servo sustava; pri tome se i dalje koristi mjerni sustav piezoaktuatora pa nema problema s nelinearnošću, ali se vrijeme pozicioniranja povećava na otprilike dvije sekunde.



Slika 58 Preporučene metode prigušenja vibracija slobodne mase.

Iako je poželjno da vrijeme akvizicije bude što kraće, eliminacija vibracija je, uz točnost faznih pomaka, od najveće važnosti za točnost metode faznih pomaka. Ta je metoda vrlo osjetljiva na vibracije jer njihova amplituda uzrokuje promjenu faznih pomaka, što rezultira nastajanjem sinusoidalnih grešaka u faznoj mapi, [40]. Kasnije je ove greške vrlo teško, često i nemoguće, razdvojiti od stvarne fazne informacije. Iz tog se razloga za granične mjerke < 25 mm vibracije eliminiraju isključivanjem servo sustava, a za granične mjerke > 25 mm korištenjem gumene podloge između mjerne podloge i piezoaktuatora.

5.2 Analiza faznih pomaka

Analiza podataka dobivenih metodom faznih pomaka direktno je implementirana je u softverski paket koji je prikazan u prethodnom poglavlju. U modulu za prikaz trenutne slike s kamere selektira se područje koje se želi analizirati; tipično se radi o jednom dijelu granične mjerke i mjerne podloge. Softver potom upravlja piezoaktuatomerom kako bi se ostvarili potrebni pomaci, te pohranjuje prikupljene fazno pomaknute interferogramme u dvodimenzionalna polja. Upotrijebljen je Hariharanov algoritam za rekonstrukciju faze pa se snima pet interferograma i primjenjuje izraz 3.17 za svaki piksel. Pri tome se odmah proširuje područje definicije funkcije tangens korištenjem činjenice da su poznati predznaci nazivnika i brojnika u izrazu 3.17, prema Tablici 5.1.

Tablica 5.1 Proširenje područja definicije $\tan(\varphi)$ na $\pm\pi$.

| Vrijednost brojnika u izrazu 6.17: | Vrijednost nazivnika u izrazu 6.17: | Prilagođena faza $\varphi(x, y)$ |
|------------------------------------|-------------------------------------|----------------------------------|
| >0 | >0 | φ |
| >0 | <0 | $\varphi + \pi$ |
| <0 | <0 | $\varphi - \pi$ |
| <0 | >0 | φ |
| >0 | =0 | $\pi/2$ |
| =0 | <0 | π |
| <0 | =0 | $3\pi/2$ |
| =0 | >0 | 0 |

Rezultat ovog postupka je fazna distribucija analiziranog područja, u kojoj u većini slučajeva postoje 2π diskontinuiteti (Slika 59). Zato se u idućem koraku pokreće modul za rekonstrukciju faze, temeljen na dvodimenzionalnom Itohovom algoritmu. Taj se algoritam pokazao dovoljno robusnim za analizu kvalitetnih interferograma, kakvi se tipično dobivaju na modificiranom Zeiss interferometru; ovdje se misli na nepostojanje sekundarne interferencije i generalno glatku i neprekinutu sliku. Algoritam rekurzivno rekonstruira faznu mapu, proširenu prema Tablici 5.1, u sljedećim koracima:

- Definiraju se fazne razlike između susjednih piksela u x i y smjeru, prema izrazima:

$$\begin{aligned}\Delta\phi_{i,j}^x &= \phi_{i+1,j} - \phi_{i,j} \\ \Delta\phi_{i,j}^y &= \phi_{i,j+1} - \phi_{i,j}\end{aligned}\tag{5.1}$$

,gdje se $\phi_{i,j}$ odnosi na izmjereni iznos nerekonstruirane faze.

- Odabire se početna točka rekonstrukcije, za koju vrijedi $\varphi_{i,j} = \phi_{i,j}$,

- Računaju se rekonstruirane faze za piksele oko $\varphi_{i,j}$:

$$\varphi_{i-1,j} = \varphi_{i,j} - \Delta\phi_{i-1,j}^x$$

$$\varphi_{i+1,j} = \varphi_{i,j} + \Delta\phi_{i,j}^x$$

$$\varphi_{i,j-1} = \varphi_{i,j} - \Delta\phi_{i,j-1}^y$$

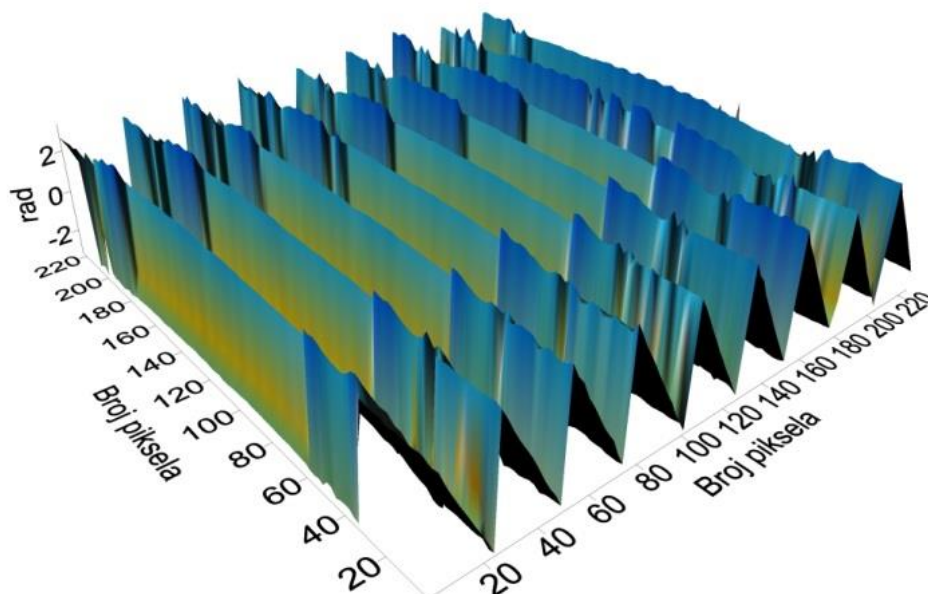
$$\varphi_{i,j+1} = \varphi_{i,j} - \Delta\phi_{i,j}^y$$

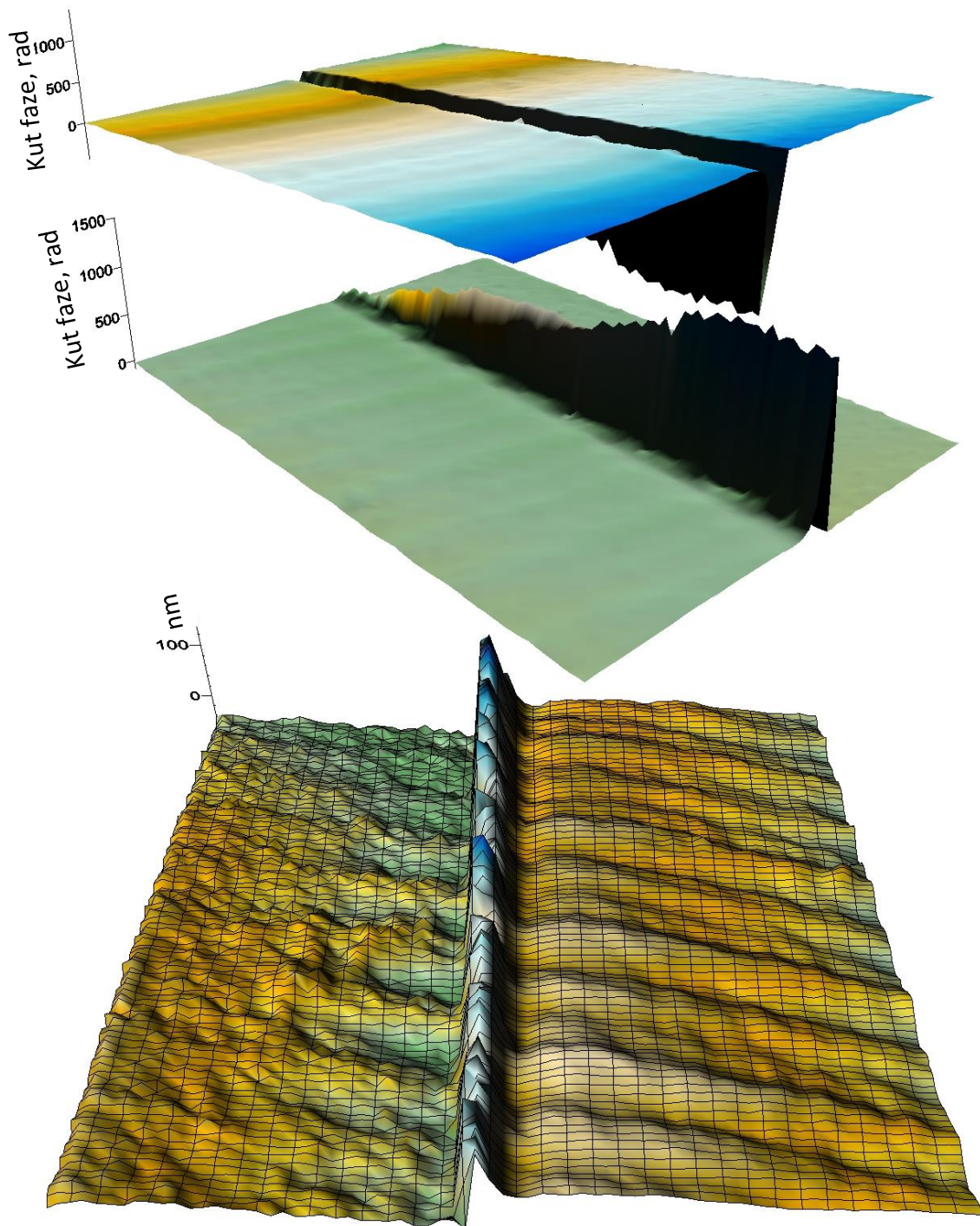
5.2

- Izrazi 6.2 računaju se za sve piksele interferograma.

Sljedeći je korak eliminacija nagiba između površina mjerne podloge i granične mjerke te referentnog zrcala, Slika 20, koji je postavljen kako bi se ostvarilo polje interferencijskih pruga. Ovaj nagib rezultira nagibom rekonstruirane faze, što otežava izračun faznih razlika. Stoga se prema metodi najmanjih kvadrata računa ravnina koja najbolje opisuje točke koje pripadaju mjernoj podlozi, a potom se sve se izmjerene točke korigiraju („svode“) na tu ravninu. Ovim je korakom rekonstrukcija fazne informacije završena; rezultat je set točaka u prostoru čije X i Y koordinate odgovaraju položaju na interferogramu, a Z koordinate odgovaraju apsolutnoj fazi. Tijek ovog dijela algoritma rekonstruiranja faze prikazan je na Slici 60.

Posljednji je korak računanje srednjih vrijednosti faze valova koji dolaze s mjerne podloge i valova koji dolaze s površine granične mjerke te računanje razlike tih srednjih vrijednosti; taj podatak predstavlja decimalni dio valne duljine koji opisuje duljinu granične mjerke. Softver omogućuje proizvoljan izbor područja za koje se računa srednja vrijednost faze, a standardno se koriste zone veličine 10 x 10 piksela.

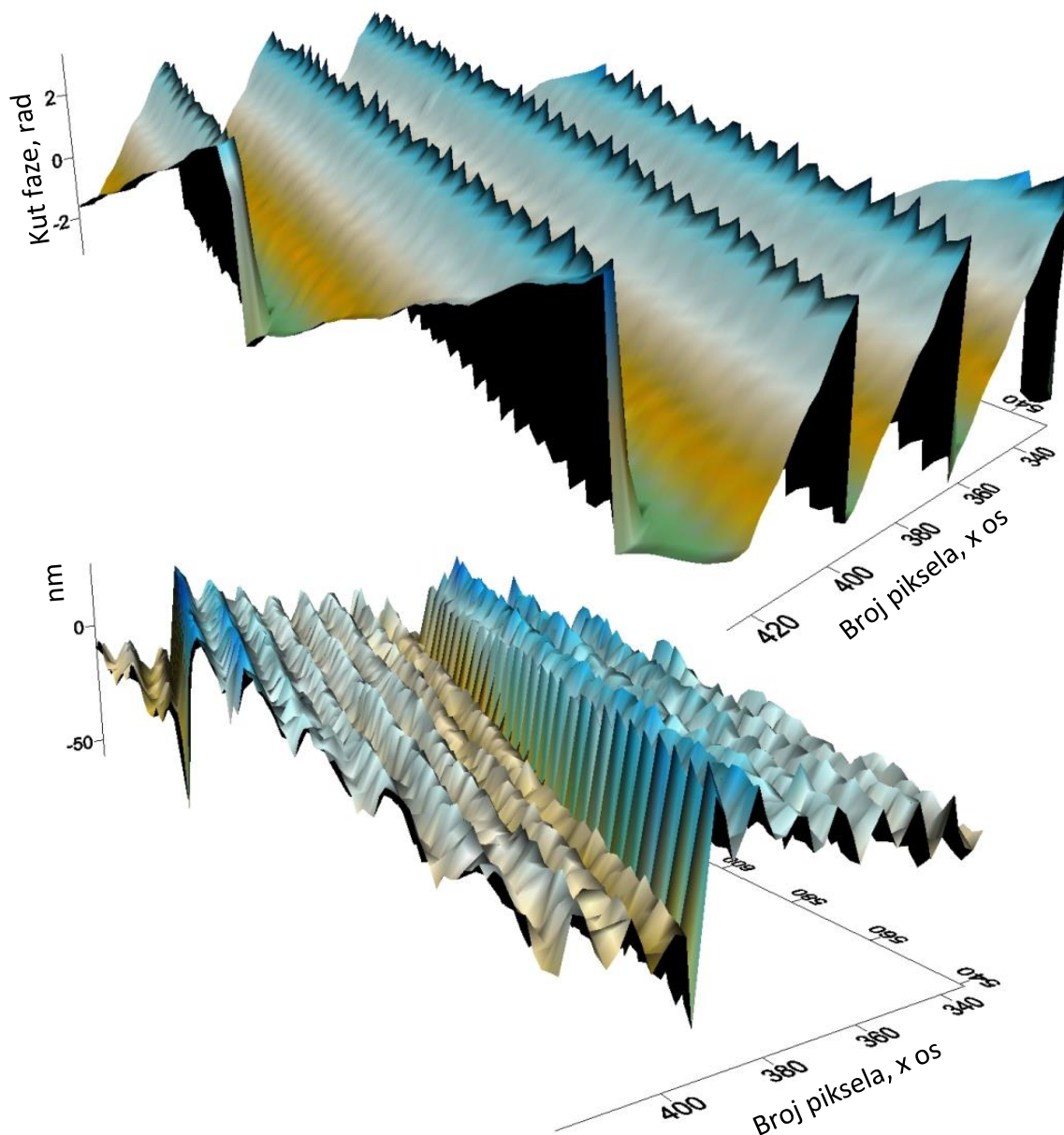

 Slika 59 Izmjerena fazna distribucija s 2π diskontinuitetima.



Slika 60 Postupak eliminacije nagiba fazne mape. Na donjoj je slici potpuno rekonstruirana mjerna površina, pri čemu se lijevo nalazi dio mjerne podloge, a desno dio granične mjerke; širina i dužina analizirane površine iznosi 6 x 8 mm. Na površini granične mjerke može se primijetiti karakteristična valovitost nastala poliranjem mjerne površine, ukupnog iznosa oko 10 nm.

Primjenom izraza 3.18 na sve piksele dobiva se topografija površina mjerne podloge i granične mjerke sa nanometarskom vertikalnom rezolucijom (Slika 60), što ovu metodu čini vrijednim alatom u analizi geometrije same površine. Softver omogućuje da se ravnina regresije izračuna i za točke koje leže na graničnoj mjerki, čime se dobiva direktan uvid u odstupanje od paralelnosti granične mjerke, te njeno odstupanje od ravnosti.

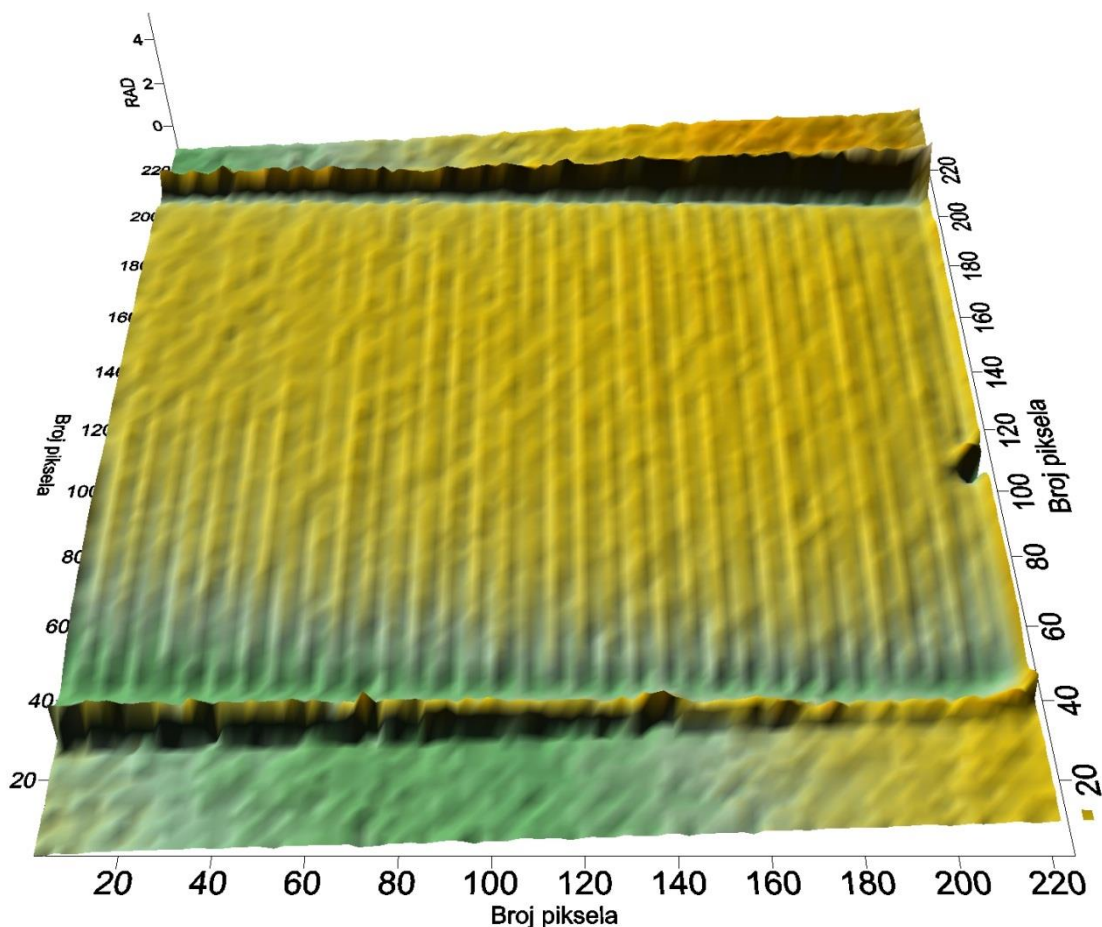
Situacija na Slici 61, gdje Itohov algoritam nije uspješno rekonstruirao faznu distribuciju, zanimljiva je s aspekta iskoristivosti metode.



Slika 61 Faza ispitnog vala prije rekonstrukcije (gornja slika) i pogrešno rekonstruirana faza (donja slika); primjetan je diskontinuitet u centralnom dijelu.

Uzrok ovakvim pogreškama uglavnom su razni artefakti na mjernim površinama graničnih mjerki, najčešće male ogrebotine ili oznake koje se na manjim graničnim mjerkama nalaze na

mjernoj površini. Stoga je i jedan od budućih pravaca razvoja ovog softvera upravo implementacija naprednijih algoritama za rekonstrukciju faze.



Slika 62 Mjerenje decimalnog dijela valne duljine metodom faznih pomaka.

Slika 62 pruža uvid u prednosti metode faznih pomaka u odnosu na klasičnu analizu odnosa interferencijskih pruga. Graničnu mjerku prikazanu na slici gotovo u potpunosti opisuje puni broj valova, pri čemu je decimalni dio valne duljine vrlo malog iznosa. Klasičnom analizom odnosa interferencijskih pruga dostupno bi bilo tek nekoliko mjerenja decimalnog dijela valne duljine, ovisno o tome koliko se interferencijskih pruga postavi na prikazanoj površini. Mjerenjem metodom faznih pomaka na poprečnom presjeku površine granične mjerke nalazi se 160 piksela, od kojih svaki predstavlja mjerenje decimalnog dijela valne duljine. Na slici je prikazan dio granične mjerke dugačak oko 12 mm, na kojem postoji 220 poprečnih presjeka; dakle, ukupno je ostvareno približno 35000 mjerenja decimalnog dijela valne duljine. Na centralnom dijelu prikazane granične mjerke fazna razlika između mjerne podloge i granične mjerke iznosi samo $0,03 \text{ rad}$, što odgovara decimalnom dijelu valne duljine $F=0,0047$; ako se uzme u obzir mjerna nesigurnost analize odnosa interferencijskih pruga ($u(F)=0,005$) tada je jasno da se klasičnim mjerenjem ne bi mogao pouzdano utvrditi ovaj iznos. Uvid u geometriju

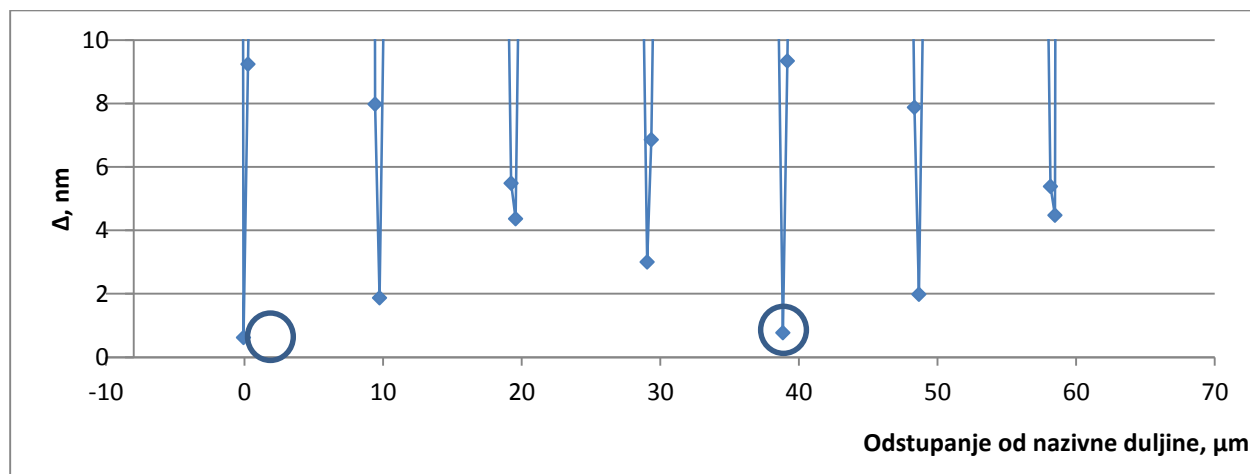
granične mjerke koji proizlazi iz tolikog broja mjernih podataka također je jasno vidljiv, pri čemu se odstupanje od paralelnosti mjerne površine u odnosu na mjernu podlogu manifestira promjenom predznaka faznih razlika gledano s lijeva na desno. Visoka točnost omogućuje čak i mjerenje ogrebotina koje su karakteristične za rubove mjernih površina graničnih mjerki; ogrebotina na desnom rubu duboka je ~ 20 nm.

Nesigurnost mjerenja decimalnog dijela valne duljine metodom faznih pomaka utvrđena je na isti način kao i kod algoritma za analizu odnosa interferencijskih pruga, ponovljenim mjerenjem iste fazne distribucije. S obzirom na znatno veći broj mjernih podataka koji proizlaze iz ove metode, te njihovo osrednjavanje prilikom izračuna decimalnog dijela valne duljine, mjerna nesigurnost ove metode je oko tri puta manja i iznosi $u(F)=0,002$ ili $\lambda/1000$. Iako postoji potencijal za daljnje smanjenje ove mjerne nesigurnosti, zbog ograničene mogućnosti fiksiranja piezoaktuatora u Zeiss interferometru ga nije moguće ostvariti.

5.3 Utjecaj na mjerno područje metode točnih razlomaka

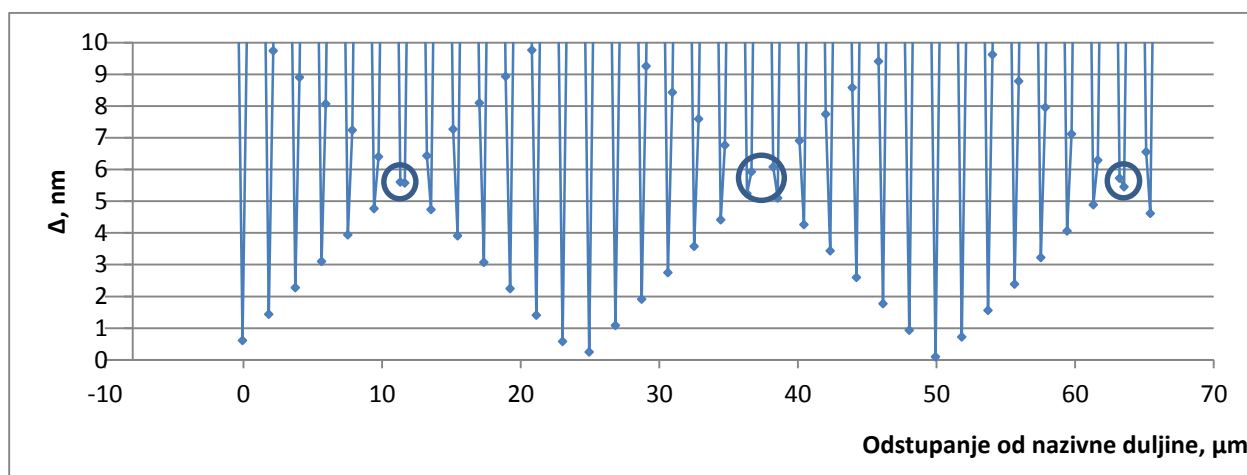
Na kraju poglavlja 3.3.1 objašnjeni su potencijalni učinci točnijeg mjerenja decimalnog dijela valne duljine; iako su efekti prilikom mjerenja same duljine granične mjerke manje važni, postoji granična točnost mjerenja decimalnog dijela valne duljine kojom je moguće značajno povećati mjerno područje metode točnih razlomaka.

Ako se za primjer uzmu podaci prikazani u Tablici 4.1 te Slikama 52 i 53, te uzme u obzir mjerna nesigurnost mjerenja decimalnog dijela valne duljine metodom faznih pomaka, tada je situacija potpuno drukčija. Za metodu faznih pomaka ova nesigurnost iznosi $\sim 0,6$ nm, što omogućuje pouzdano razlučivanje između potencijalnih rješenja u znatno širem rasponu.



Slika 63 Mjerno područje uz primjenu metode faznih pomaka i tri dodatne valne duljine.

Na Slici 63 moguće je razlučiti sva susjedna rješenja osim za podatke koji su zaokruženi (lijevi podatak iznosi $\Delta = 0,62$ nm, a desni $\Delta = 0,77$ nm), da su se decimalni dijelovi valne duljine iz ovog primjera mjerili metodom faznih pomaka bilo bi ostvareno četverostruko povećanje mjernog područja, oko $40 \mu\text{m}$. Sličan zaključak slijedi i ako se analizira isti primjer uz korištenje samo dvije valne duljine (Slika 64), pri čemu se u tom slučaju mjerni raspon povećava pet puta, na $10 \mu\text{m}$; ovo je isti raspon za koji su ranije morale biti korištene tri dodatne valne duljine.



Slika 64 Mjerno područje uz primjenu metode faznih pomaka i jednom dodatnom valnom duljinom.

Ova analiza dokazuje da implementacija metode faznih pomaka predstavlja vrijedan doprinos mjernom sustavu u smislu značajnog olakšanja potrebnih mehaničkih mjerenja; toleranciju na razini desetak μm moguće je ostvariti i ručnim mjerilima.

Drugi bitni doprinos je ekonomske prirode. U radu je korišten temperaturno stabilizirani laser s više valnih duljina čija stabilnost, iako dovoljna za pouzdani izračun punog broja valnih duljina, nije dovoljna da bi ga se uključilo u izračun decimalnog dijela. Iz postupka izračuna mjerne nesigurnosti jasno je da ova činjenica povećava mjernu nesigurnost mjerenja decimalnog dijela valne duljine; iz izraza 3.33 jasno je da bi primjena dodatnog lasera, frekvencijski stabiliziranog, praktički prepolovila mjernu nesigurnost ove sastavnice. Točnost koja je demonstrirana u primjeni metode faznih pomaka znači da bi već i jedan dodatni laser osigurao dovoljno široko mjerno područje. S obzirom na visoku cijenu frekvencijski stabiliziranih lasera, mogućnost istovremenog povećanja i točnosti i mjernog područja korištenjem samo jednog takvog lasera ima vrlo veliku praktičnu korist.

6 IZRADA INTERFEROMETRA ZA UMJERAVANJE ETALONA DULJINE

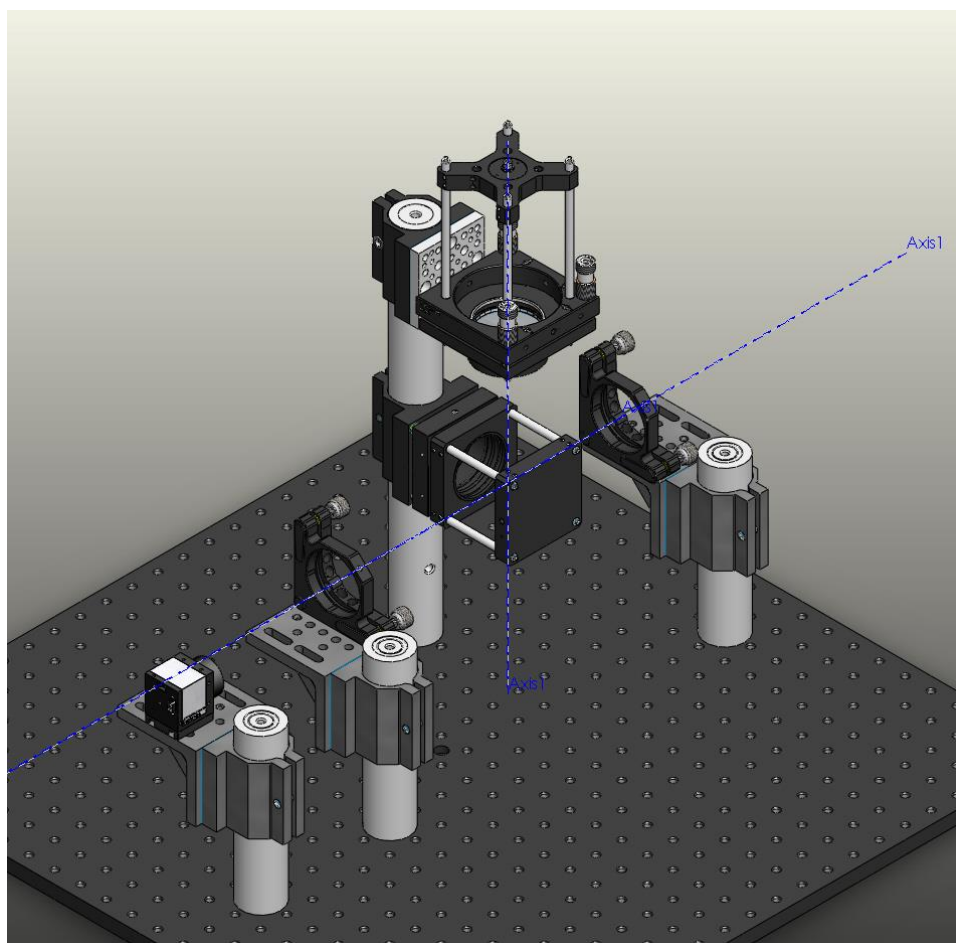
6.1 Ograničenja Zeiss interferometra

Modifikacijama koje su provedene na Zeiss interferometru osigurana je sljedivost interferencijskog umjeravanja kratkih graničnih mjerki u Nacionalnom laboratoriju za duljinu, a u prethodnom je poglavlju demonstrirano i da su ostvareni izvrsni rezultati na području mjerne nesigurnosti. Ipak, tijekom istraživanja i unapređenja Zeiss interferometra prepoznati su određeni, uvjetno rečeno, nedostaci tog interferometra. Primjerice, Kotersova prizma je nepotrebna u modificiranom Zeiss interferometru budući da se koriste monokromatski izvori svjetla, i predstavlja ograničenje u smislu brzine mjerenja. S obzirom da je predviđena vizualna procjena razlomka, u izlaznom optičkom sustavu je ugrađen nitni križ; kod digitalne akvizicije i obrade interferograma ovaj križ uzrokuje probleme jer predstavlja konstantan artefakt koji ne sadrži nikakvu mjernu informaciju, pa ga je potrebno stalno eliminirati iz analize slike. Taj je problem posebno izražen kod primjene metode faznih pomaka na Zeiss interferometru, jer na području interferograma gdje se nalazi nitni križ ne dolazi do odgovarajuće promjene intenziteta. Dodatni problem za primjenu metode faznih pomaka stvara postolje ispitnog kraka, na koje nije moguće na ponovljiv način postaviti piezoaktuator. Također, djelitelj snopa i referentni krak interferometra nisu dostupni, pa nije moguće očistiti optičke površine ili provjeriti točnost orijentacije i položaja tih elemenata.

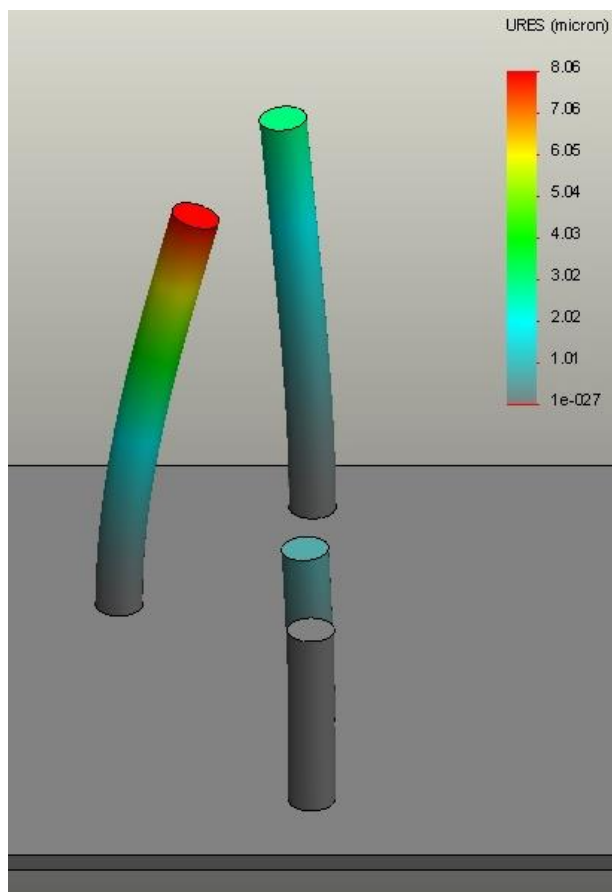
Po završetku zahvata na Zeiss interferometru stekao se dojam da je akumulirana dovoljna količina znanja kako bi se pokušao izraditi potpuno novi interferometar za granične mjerke. Iako su performanse Zeiss interferometra više nego dovoljne da bi Laboratorij bio konkurentan na tom području, razvojem novog interferometra otvorilo bi se znatno šire područje istraživanja. U nastavku je prikazan cijeli razvojni postupak, od izbora konfiguracije interferometra, razrade računalnih modela konstrukcije i numeričke simulacije deformacija mehaničkih elemenata, izbora odgovarajućih optičkih elemenata i njihovih prihvata, do same izrade interferometra i provjere njegovih performansi.

6.2 Konstrukcija interferometra

U samom je početku odlučeno da se će se koristiti Twyman-Green optička konfiguracija, zbog svih prethodno objašnjenih prednosti. Pregledom ponude na tržištu ustanovljeno je da je povoljnije kupiti gotove mehaničke elemente koji će tvoriti konstrukciju interferometra, nego ih izraditi prema specifikaciji. Stoga se i razrada konstrukcije temeljila na optimiranju upotrebe gotovih elemenata, za što su izrađeni odgovarajući modeli a potom i model sklopa konstrukcije interferometra. Za razliku od Zeiss interferometra, odlučeno je da će ulazna apertura biti postavljena vertikalno, na vrhu vertikalne optičke osi. Potom su odabrani odgovarajući prihvatci za optičke elemente, koji mogu osigurati dovoljno njihovo točno pozicioniranje i orijentaciju u odnosu na optičke osi interferometra. Računalni model ovako koncipirane konstrukcije prikazan je na Slici 65, pri čemu su modelirani samo osnovni elementi konstrukcije. S obzirom da su za ove elemente poznate mase, provedena je i simulacija deformacije konstrukcije zbog utjecaja vlastite težine primjenom metode konačnih elemenata, prikazana na Slici 66. Na taj su način odabrani odgovarajući nosivi dijelovi konstrukcije, kao i njihov optimalan položaj za koji su deformacije i posljedični pomaci optičkih elemenata od optičkih osi minimalni.



Slika 65 Konceptualni 3D model novog interferometra za granične mjerke.



Slika 66 Proračun nosivih elemenata konstrukcije; prikazani su konačno odabrani nosači, s kojima su pomaci elemenata na optičkim osima interferometra manji od $\sim 2 \mu\text{m}$.

Temeljem ovog proračuna utvrđeno je da maksimalno odstupanje glavnih optičkih elemenata od optičke osi interferometra može iznositi $\sim 10 \mu\text{m}$, pa su prema tom podatku izabrani prihvatili koji imaju jednako ili veće područje preciznog podešavanja.

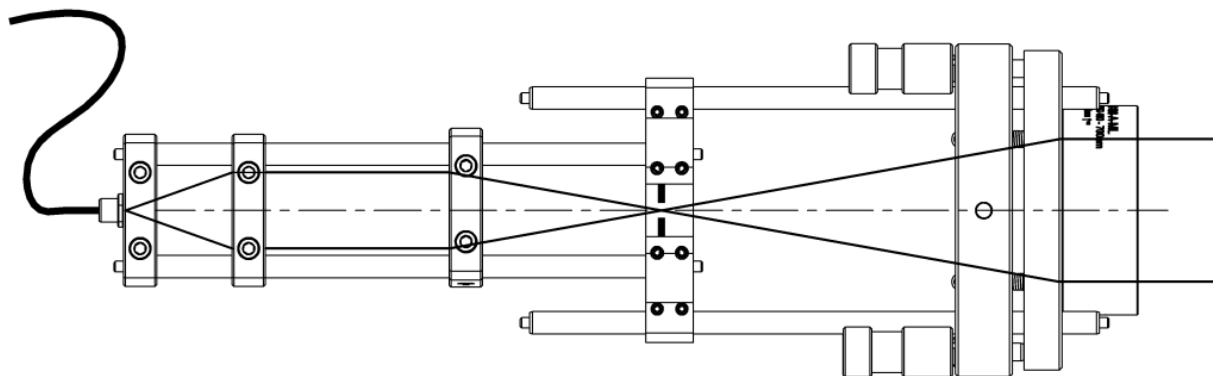
6.3 Proračun optičkih i mehaničkih komponenti

Optički sustav interferometra sastoji se od prostornog filtera ulaznog snopa, leće za kolimaciju snopa, djelatila snopa, referentnog zrcala te leće za dekolimaciju snopa. Ti elementi tvore tri glavna podsustava: sustav za ulaz svjetla, optički sustav interferometra, te sustav za prikaz vidnog polja.

6.3.1 Sustav za ulaz svjetla

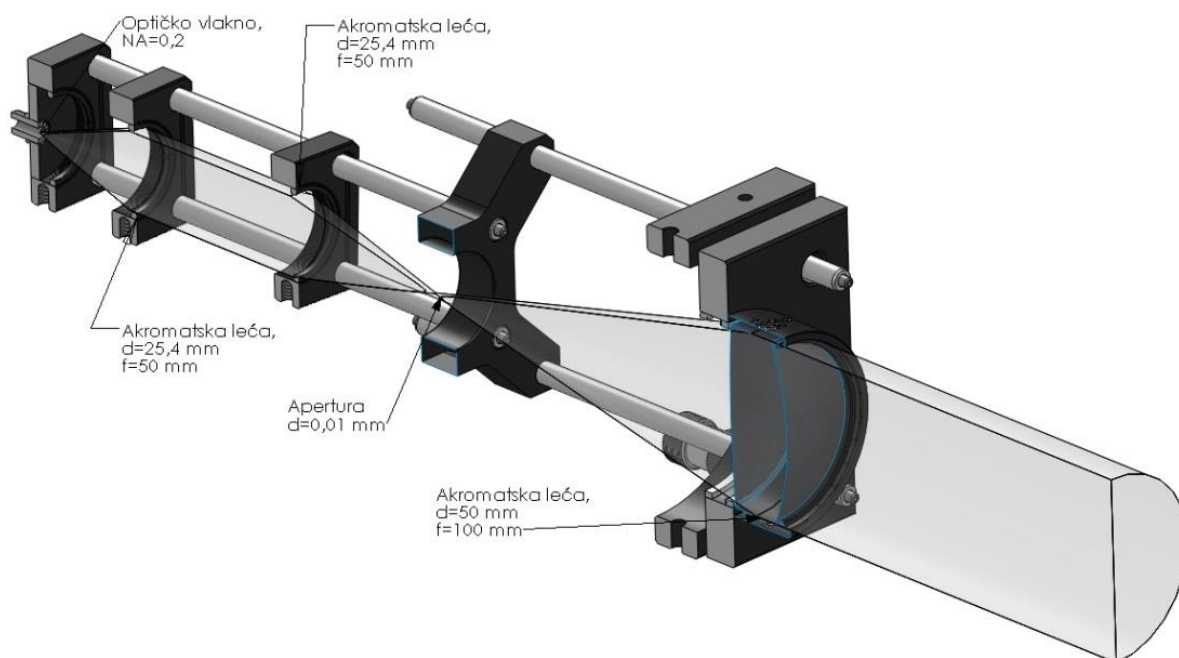
Sustav za ulaz svjetla (Slika 67) koncipiran je slično kao i rješenje primijenjeno na Zeiss interferometru. Za razliku od tog rješenja, a s obzirom na veću slobodu pri dizajnu novog interferometra, ovdje je primijenjen prostorni filter kao ulazna apertura. Prostorni filter koristi se za poboljšanje kvalitete valne fronte koja izlazi iz optičkog vlakna. Princip rada ovakvog sustava je da se divergentni snop iz optičkog vlakna kolimira i potom fokusira na vrlo malu aperturu, promjera $10 \mu\text{m}$; zbog difrakcije prolaz kroz ovako malu aperturu rezultira gotovo

idealno sferičnom valnom frontom. Dodatna je prednost što sada upravo ova apertura, a ne više promjer optičkog vlakna, predstavlja izvor svjetla; zato se može proizvoljno izabrati promjer optičkog vlakna, a da se ne utječe na veličinu ulazne aperture i posljedičnu mjernu nesigurnost. Leće koje se koriste odabrane su prema jednom od osnovnih ciljeva pri izradi novog interferometra, a to je mogućnost simultanog korištenja više valnih duljina. S obzirom da se



Slika 67 Skica sustava za ulaz svjetla

žarišna duljina obične leće mijenja ovisno o valnoj duljini, tada bi se za svaku valnu duljinu moralo ponovo optimirati kolimaciju snopa. Da bi se to izbjeglo, korištene su akromatske leće čija je žarišna duljina gotovo neovisna od korištene valne duljine. Također, da bi se smanjile neželjene refleksije s unutarnjih površina leća, odabrane su leće s antirefleksnim slojem optimiranim za vidljive valne duljine.



Slika 68 Parametri optičkih elemenata sustava za ulaz svjetla.

Nakon što su odabrani optički elementi koji će se koristiti proveden je trigonometrijski proračun promjera i žarišnih duljina leća u ulaznom optičkom sustavu, prema zadanom promjeru vidnog polja. Parametri odabrani proračunom prikazani su na Slici 68.

Granične točnosti površina pojedinih optičkih elementa deklarirane su od strane proizvođača i iznose $\lambda/10$ nm, odnosno oko 60 nm za crvenu valnu duljinu helij-neon lasera, čime je teoretski definirana i razlučivost interferometra. Čak i ako bi kolimacija snopa bila idealna, pri čemu bi na referentno zrcalo dolazila idealno planarna valna fronta, sa zrcala bi se reflektirala referentna valna fronta s varijacijom od 60 nm⁸; budući da se ova valna fronta uspoređuje s ispitnom, njena varijacija predstavlja limit ostvarive točnosti. Međutim, u nastavku će biti demonstrirano da je stvarna točnost referentnih površina znatno bolja od deklariranih graničnih vrijednosti.

6.3.2 Djelitelj snopa

Djelitelj snopa predstavlja jedan od ključnih elemenata interferometra. Kako se kod pločastog djelitelja snopa kakav se koristi u Zeiss interferometru pojavljuju dodatne refleksije koje je potrebno naknadno eliminirati, odabran je prizmatični djelitelj snopa sastavljen od dvije identične trokutaste prizme. Prednost ovog izbora leži i u činjenici da je ovakav djelitelj snopa sam po sebi kompenziran; i referentna i ispitna zraka prolaze kroz jednaku količinu stakla, pa nema potrebe za eventualnim kompenziranjem optičkog puta. Odabran je djelitelj snopa s vidljivom aperturom promjera 50 mm, čime je definirano maksimalno vidno polje interferometra.

6.3.3 Akvizicijski sustav

Za snimanje interferograma koristi se ista digitalna kamera kao i kod modificiranog Zeiss interferometra. Međutim, nakon dekolimacijske leće interferometra ugrađena je još jedna leća koja tvori afokalan sustav, poput sustava prikazanog na Slici 67. Ovakva konfiguracija omogućava znatno veću fleksibilnost u izboru kamere za akviziciju; odabirom kombinacije dekolimacijske leće i leće za formiranje slike može se ostvariti proizvoljan promjer kolimiranog izlaznog snopa koji se dovodi direktno na senzor, bez potrebe za korištenjem objektiva.

6.3.4 Prihvati optičkih elemenata

Prihvati optičkih elemenata moraju osigurati precizno pozicioniranje u odnosu na optičku os, ali i zadovoljavajuću mehaničku stabilnost postava. To je posebno važno kod prihvata

⁸ Na kvalitetu valne fronte utječe i površinska hrapavost optičkih elemenata; međutim, zbog modernih metoda površinske obrade utjecaj hrapavosti je zanemariv.

aperture prostornog filtera, gdje je potrebno osigurati dva radijalna i jedan aksijalni stupanj slobode gibanja s rezolucijom manjom od 1 μm ; naime, teoretski sferni promjer žarišne točke leće koja se koristi za fokusiranje na aperturu iznosi 8 μm a potrebno ju je centrirati na aperturu promjera 10 μm . Zato je ovaj prihvat opremljen diferencijalnim mikrometarskim vijcima, koji imaju i mogućnost zaključavanja čime se osigurava mehanička stabilnost. Ostali su prihvati opremljeni standardnim mikrometarskim vijcima kojima se ostvaruje željena translacija ili rotacija, ovisno o namjeni pojedinog prihvata.

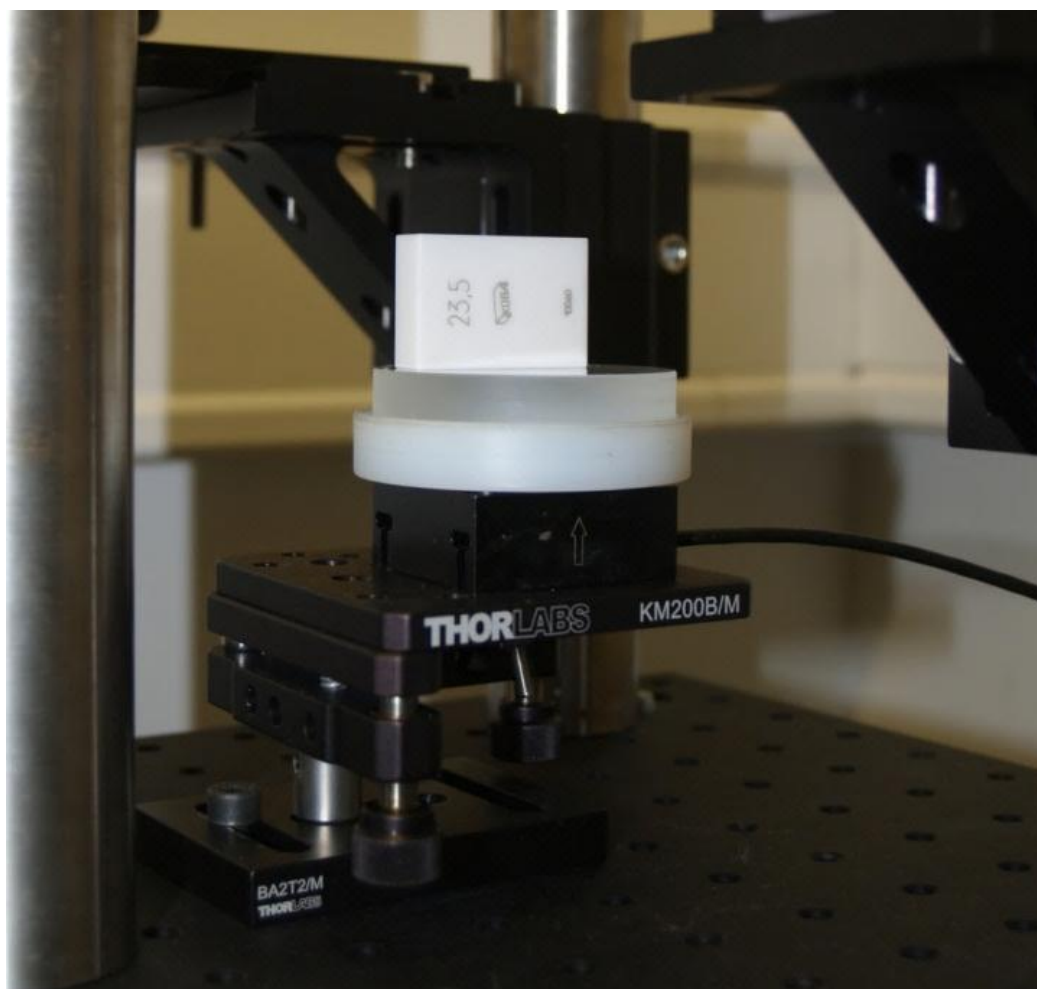
Najbolji uvid u mogućnosti pozicioniranja optičkih elemenata interferometra pruža činjenica da je ugrađen ukupno 21 stupanj slobode gibanja: 8 na sustavu za ulaz svjetla, 5 na referentnom zrcalu, 4 na djelitelju snopa i 4 na dekolimacijskoj leći. Jedan dio stupnjeva slobode je redundantan, s ciljem lakšeg ostvarivanja suosnosti optičkih elemenata.

6.3.5 Implementacija metode faznih pomaka

S obzirom na ciljeve istraživanja, posebna je pozornost posvećena integraciji piezoaktuatora u konstrukciju interferometra (Slika 69). Zbog ekonomičnosti upotrijebljen je isti piezoaktuator koji se koristi u Zeiss interferometru. Nagib piezoaktuatora u odnosu na optičku os interferometra, čime se ostvaruje polje interferencije, omogućuje dvoosni goniometar sa zajedničkom fiksnom točkom rotacije u obje osi. Piezoaktuator je vijcima pričvršćen za pomičnu površinu goniometra, a mjerna podloga se postavlja u posebno izrađeni adapter koji je pričvršćen na piezoaktuator; ovime je osigurano ponovljivo postavljanje mjerne podloge u interferometar. Goniometar omogućuje zakrete rezolucije 2', u rasponu $\pm 10^\circ$.

Budući da su ugrađeni akromatski optički elementi, na ovom je interferometru moguće realizirati metodu faznih pomaka pri simultanom osvjetljenju s više valnih duljina, [41], [42]. Na ovaj se način mjerno područje metode faznih pomaka može proširiti na nekoliko mikrometara, u odnosu na oko 150 nm za samo jednu valnu duljinu; takvo mjerno područje prikladno je i za mjerenje hrapavosti standardnih tehničkih površina.

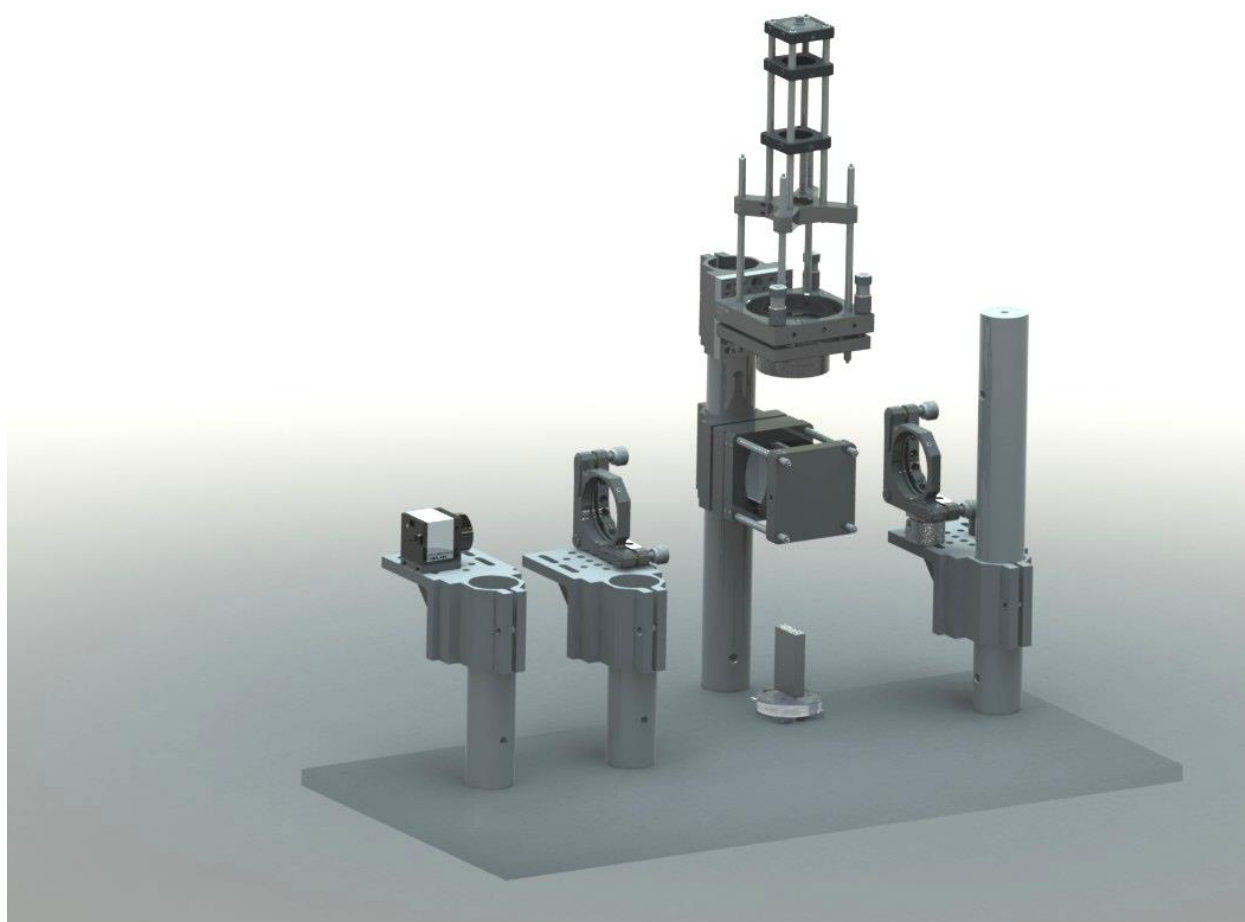
Osim implementacije metode faznih pomaka koja je ovdje primijenjena, u novom je interferometru moguće ostvariti sve standardne načine ostvarivanja faznih pomaka. Posebno je važna mogućnost pomicanja referentnog zrcala, čime se izbjegavaju ranije opisani problemi sa upravljanjem piezoaktuatorom.



Slika 69 Implementacija piezoaktuatora u novom interferometru.

6.4 Mjerne značajke interferometra

Nakon dovršetka izbora i modeliranja svih potrebnih komponenti na računalu (Slika 70), prema konačnom 3D modelu izrađen je interferometar za granične mjerke (Slika 71).



Slika 70 Završni CAD model interferometra.

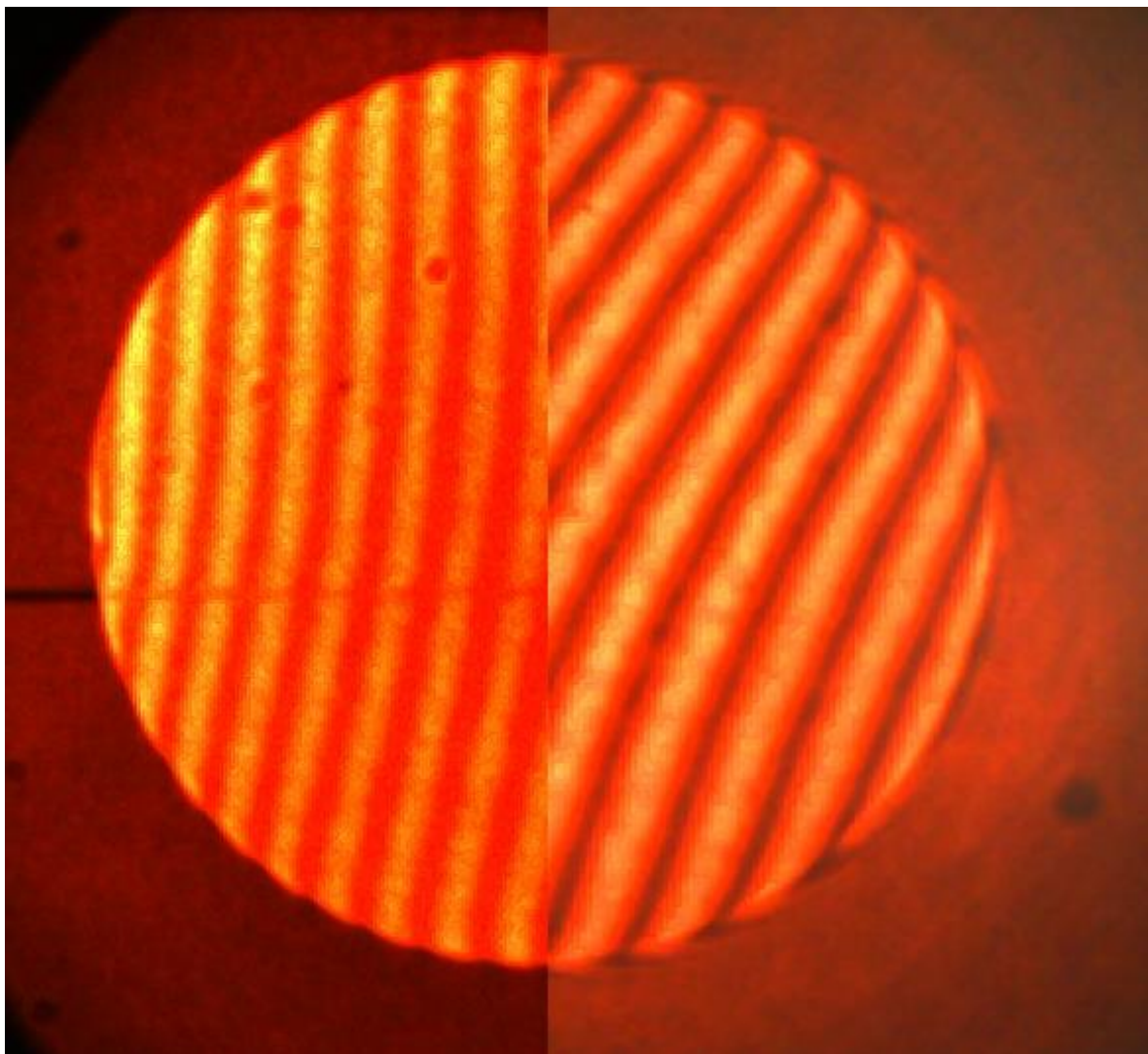
Primarna provjera interferometra odnosi se na učinkovitost iskorištenja raspoložive optičke snage na ulazu u interferometar. Za isti optički kabel i isti laserski izvor, novi interferometar ima znatno manje gubitke u odnosu na Zeiss interferometar, gdje snop prolazi i kroz Kosterovu prizmu i kompenzator optičkog puta. Naravno, manjim gubicima doprinosi i mogućnost redovitog čišćenja optičkih elemenata na novom interferometru. Manji gubici znače da se uz iste uvjete ulaznog snopa mogu ostvariti kraće ekspozicije prilikom snimanja interferograma, a time se smanjuje utjecaj vibracija na mjerenje.

Točnost referentnih površina interferometra provjerena je mjerenjem površine mjerne podloge metodom faznih pomaka. Odstupanje od ravnosti površina mjerne podloge iznosi $\lambda/50$ ili ~ 10 nm; uz deklariranu točnost djelitelja snopa i referentnog zrcala, tako malu varijaciju



Slika 71 Novi interferometar za granične mjerke.

površine ne bi bilo moguće izmjeriti. Međutim, mjerenja su pokazala da je varijacija površine mjerne podloge upravo na razini $\lambda/50$, iz čega se može zaključiti da je to minimalna točnost površina djelitelja snopa i referentnog zrcala. Postoji i mogućnost da je navedena točnost lošija, pri čemu se greške nastale pri refleksiji s referentnog zrcala poništavaju s greškama nastalim na površini djelitelja snopa, međutim ta je mogućnost malo vjerojatna. Usporedbom s istim mjerenjem na Zeiss interferometru, može se zaključiti da je ukupna točnost optičkih površina novog interferometra jednaka ili bolja od Zeiss interferometra (Slika 72).



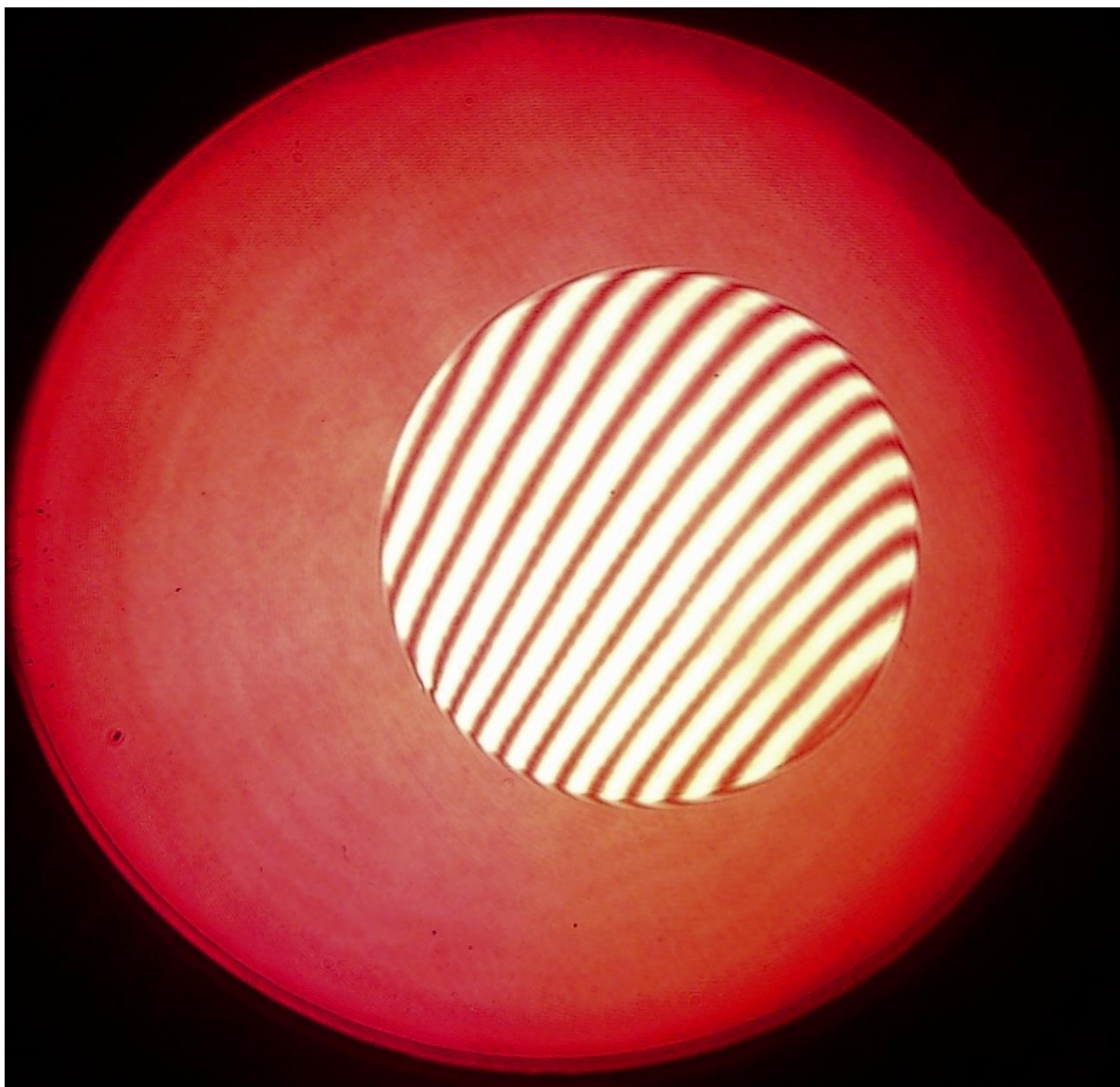
Slika 72 Interferogram istog zrcala snimljen na modificiranom Zeiss interferometru (lijevo) i novom interferometru (desno). Na desnom je interferogramu primjetan bolji kontrast interferencijskih pruga, što olakšava analizu slike.

U trenutku pisanja ovog rada još nije dovršen oklop interferometra pa nije moguće provesti korektna mjerenja graničnih mjerki jer se ne mogu ostvariti stacionarni uvjeti na optičkom putu interferometra. Mjerenje graničnih mjerki i nije primarni cilj izrade ovog interferometra, jer su performanse modificiranog Zeiss interferometra sasvim dovoljne; ipak, već je sada moguće procijeniti potencijalnu mjernu nesigurnost umjeravanja kratkih graničnih

mjerki novim interferometrom. Naime, poboljšanje ostvareno zbog manjeg izvora svjetla ($d = 10 \mu\text{m}$) i bolje mogućnosti postavljanja optičkih elemenata na optičku os interferometra rezultira smanjenjem mjerne nesigurnosti kolimacije snopa na iznos

$$u_c(l_\Omega) = 0,0006L + 0,0005L \approx 0,001L, \quad \mathbf{5.3}$$

što u maloj mjeri smanjuje komponentu nesigurnosti ovisnu o mjerenoj duljini. Ako se pretpostavi korištenje istog mjernog sustava za mjerenje temperature mjerke i parametara zraka kao i na Zeiss interferometru, tada je očito da će i mjerne nesigurnosti za oba interferometra biti na istoj razini. Dakle, iako cilj izrade novog interferometra nije bila zamjena Zeiss interferometra, krajnji rezultat pokazuje da je ova zamjena definitivno moguća. Naravno, pri tome bi bilo potrebno zatvoriti optički sustav i izraditi fiksni oklop, a to bi poništilo stvarnu svrhu novog interferometra- istraživanje i razvoj.

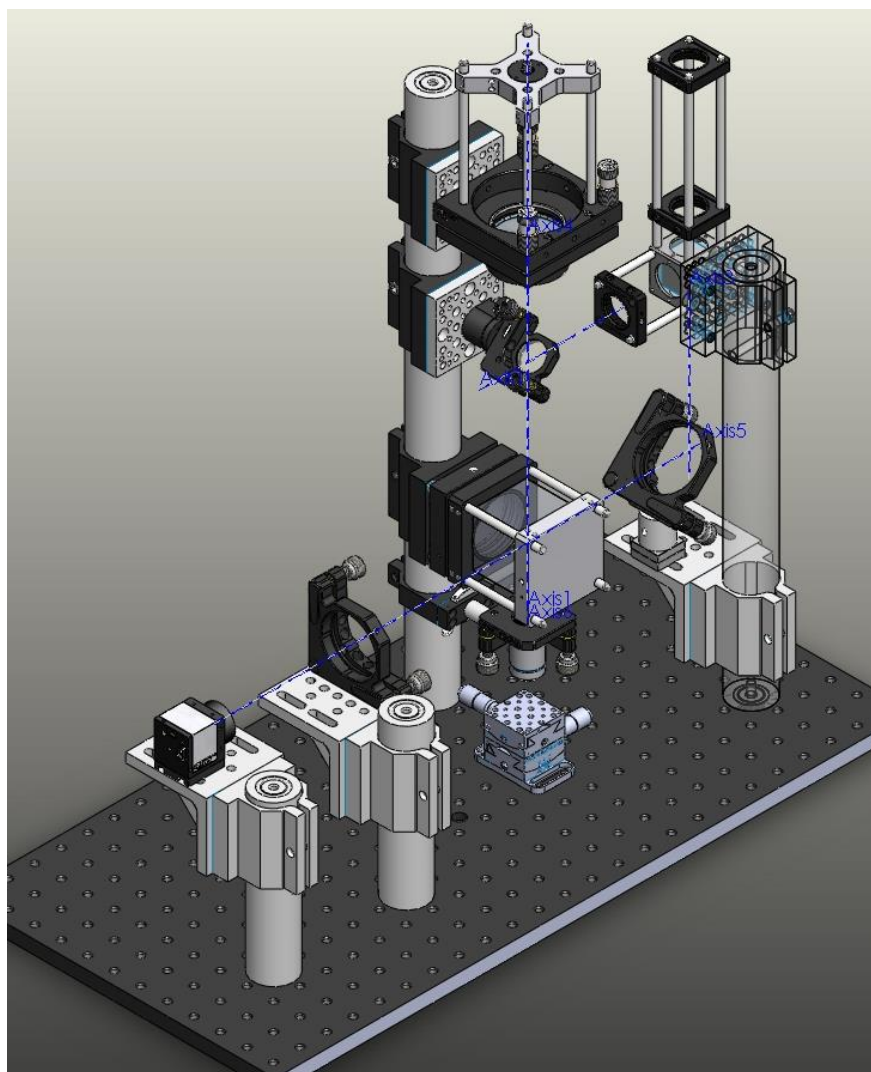


Slika 73 Interferogram snimljen novim interferometrom; vidno polje je veće za ~20% u odnosu na Zeiss interferometar.

6.5 Moguće konfiguracije interferometra

Činjenica da je novi interferometar izrađen kao potpuno otvorena platforma omogućuje brojne mogućnosti mijenjanja njegove optičke konfiguracije. Jedan od ciljeva budućih istraživanja jest izrada Mach-Zender konfiguracije čime bi se ostvarilo interferencijsko mjerenje u transmisiji, preko mjerenja promjene indeksa loma zraka. Između ostalog, na taj se način mogu mjeriti i vrlo mali temperaturni gradijenti, za što postoji velik interes na području tehničke termodinamike.

Možda je najzanimljivija rekonfiguracija ovog sustava u digitalni holografski interferometar; Slika 74 prikazuje moguću izvedbu s mikroskopskim objektivom. Tom se metodom kompletna fazna informacija može rekonstruirati iz samo jednog interferograma, dok je za metodu faznih pomaka potrebno analizirati minimalno tri. Ovo otvara zanimljive mogućnosti trodimenzionalne analize topografije površine u stvarnom vremenu, poput nanotrošenja ili dinamičkog mjerenja vrlo malih deformacija.



Slika 74 Rekonfiguracija interferometra u holografski mikroskop.

7 MJERENJE KONTAKTNOG SLOJA I FAZNE KOREKCIJE

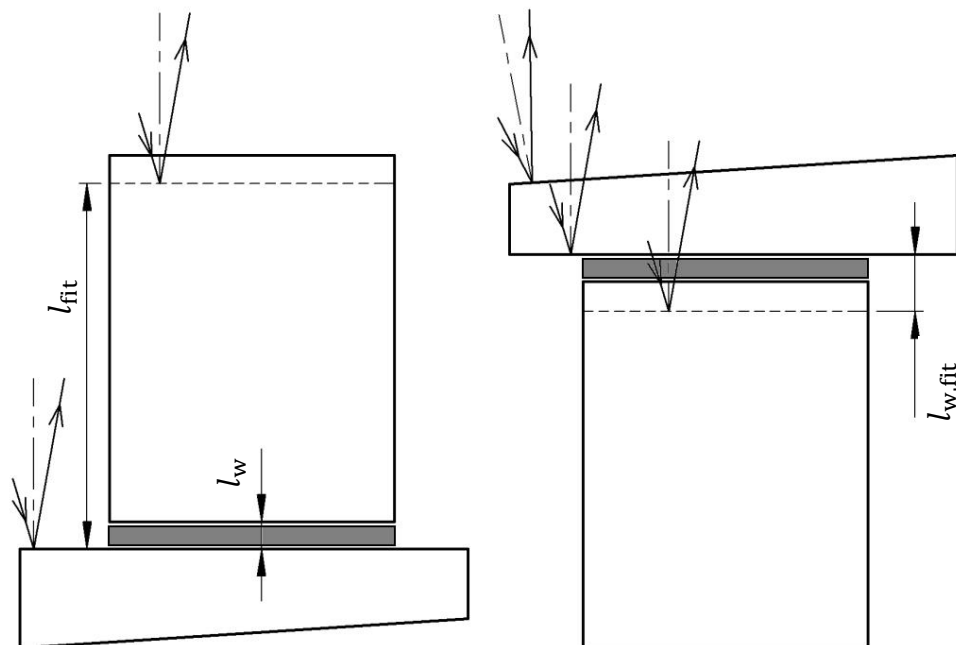
Ako se pomnije analizira mjerna nesigurnost interferencijskog umjeravanja graničnih mjerki, može se vidjeti da je determinirana određenim fiksnim dijelom i dijelom ovisnim o duljini. Za umjeravanje kratkih graničnih mjerki dominantna je fiksna komponenta; doprinos ovisan o nazivnoj duljini postaje značajan tek prilikom umjeravanja dugih graničnih mjerki, kada nazivne duljine prelaze nekoliko stotina milimetara. Kada se promotre doprinosi mjernoj nesigurnosti koji formiraju fiksnu komponentu ukupne nesigurnosti, jasno je da se na kvalitetu optičkih površina interferometra i granične mjerke teško može utjecati. S druge strane, nesigurnost kontaktnog sloja i fazne korekcije predstavljaju doprinose čiji se iznos može smanjiti; u slučaju nesigurnosti kontaktnog sloja njegovim direktnim mjerenjem, a u slučaju fazne korekcije poboljšanjem mjerne metode. Smanjenje mjerne nesigurnosti ovih parametara, čak i malom iznosu, ima direktan i značajan efekt na ukupnu mjernu nesigurnost umjeravanja kratkih graničnih mjerki.

7.1 Mjerenje kontaktnog sloja

Uobičajenim interferencijskim umjeravanjem nije moguće direktno izmjeriti debljinu kontaktnog sloja koji nastaje između donje površine granične mjerke i površine mjerne podloge. S obzirom na način korištenja graničnih mjerki, čijim se slaganjem ostvaruje željena duljina, i ako se pretpostavi da je debljina kontaktnog sloja konstantna za svako spajanje mjerki, tada je nije niti potrebno mjeriti. ISO 3650 čak i definira duljinu granične mjerke kao zbroj duljine same mjerke i debljine jednog kontaktnog sloja; na taj se način može očuvati univerzalnost mjerenja a da se ne mora mjeriti debljina kontaktnog sloja- ovo je vidljivo i na Slici 35. Problem nastaje zbog činjenice da debljina kontaktnog sloj nije konstantna, već varira prilikom postavljanja mjerki u sklop. Kako bi se uvažilo postojanje ove varijacije, pretpostavlja se da je debljina kontaktnog sloja jednaka nuli pa se ne provode korekcije na izmjerenom iznosu duljine granične mjerke, ali se varijacija debljine kontaktnog sloja uvrštava u mjernu nesigurnost kako je i vidljivo iz poglavlja 7.4.

Na konceptualnoj je razini očito da se, ako se želi izmjeriti debljina kontaktnog sloja, kontaktni sloj mora prvo učiniti „mjerljivim“. Iz dosadašnjih opisa interferencijskog mjerenja jasno je da se takvim mjerenjem može vrlo precizno izmjeriti razlika u visini između dvije optičke površine. S obzirom da se kontaktni sloj nalazi ispod neprozirne granične mjerke, tada ga nije niti moguće izmjeriti. S druge strane, mjerna podloga može biti prozirna; često se i koriste prozirne mjerne podloge, jer se tako može vizualno provjeriti kontaktni sloj i potvrditi

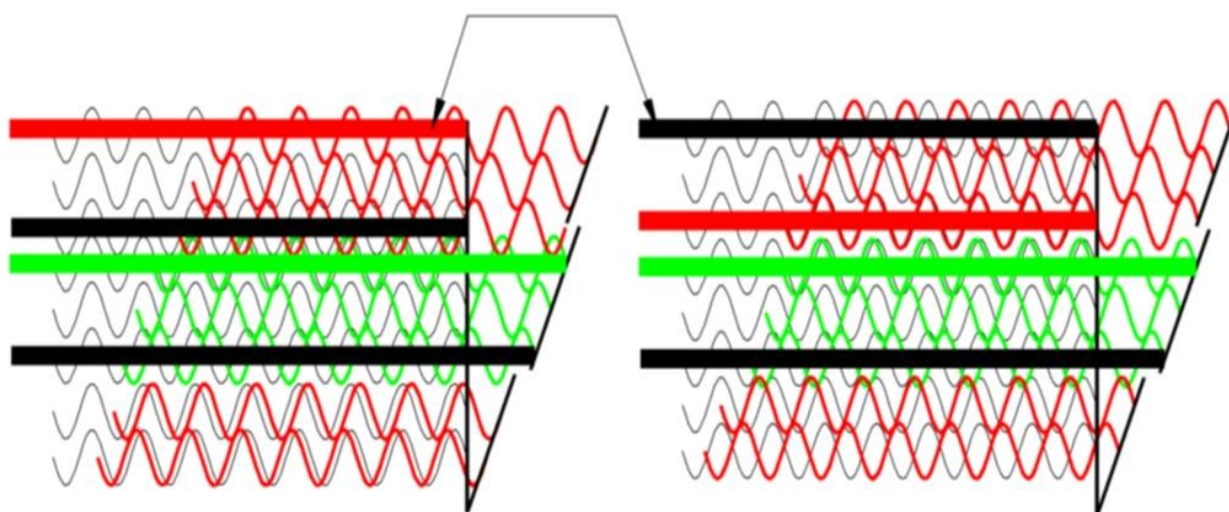
prihvatljivost prijanjanja granične mjerke na mjernu podlogu. Dakle, ako se koristi prozirna podloga, kontaktni sloj postaje mjerljiv interferencijskom metodom kada se sklop granične mjerke i mjerne podloge okrene tako da je mjerna podloga iznad granične mjerke, Slika 75. Ovo predstavlja osnovu mjerne metode koja je razrađena u sklopu ovog istraživanja.



Slika 75 Okretanje sklopa granične mjerke i mjerne podloge; može se vidjeti skretanje refleksije s gornje površine mjerne podloge.

Ako se analiziraju praktični aspekti koncepta prikazanog na Slici 75 može se uočiti nekoliko problema. Prije svega, dvije površine mjerne podloge ne smiju biti paralelne jer će tada doći do istovremenog postojanja dva superponirana interferencijska polja, što bi onemogućilo bilo kakvu analizu interferograma. Naravno, taj uvjet stoji i kada se podloga koristi za uobičajeno interferencijsko mjerenje graničnih mjerki, a kako mjerne podloge obično jesu planparalelne, tada se jedna površina brusi ili lakira kako bi se spriječila refleksija s nje, a ostavlja mala centralna prozirna zona za provjeru kontaktnog sloja. Budući da s takvom mjernom podlogom nije moguće ostvariti predloženu metodu mjerenja debljine kontaktnog sloja, korištene su mjerne podloge izrađene po narudžbi s površinama pod kutom od 15° . Na ovakvoj podlozi obje površine mogu biti prozirne, jer je kut refleksije zrake s druge površine dovoljno velik da osigura njenu eliminaciju iz formiranja interferencijskog polja. Ovakva geometrija mjerne podloge ima i dodatnu prednost u činjenici da se obje površine mogu koristiti za mjerenje, za razliku od standardnih mjernih podloga gdje je samo jedna površina prikladna za mjerenje.

Uz ostvarivanje ovog uvjeta, mjerenje debljine kontaktnog sloja može se provesti tako da se analizira odnos interferencijskih pruga vala koji se reflektirao s unutarnje površine mjerne podloge i vala koji se reflektirao s donje površine granične mjerke. Tu je potrebno istaknuti da se ovaj odnos ne može analizirati poput situacije u kojoj se mjeri duljina granične mjerke. Kada se mjeri duljina granične mjerke, i zrake koje se reflektiraju s mjerne podloge i zrake koje se reflektiraju s površine mjerke dobivaju fazni pomak u iznosu $+\pi^9$ pri refleksiji, jer kao što je objašnjeno u poglavlju 2.2.2, indeks loma zraka ima manji iznos i od indeksa loma stakla i od indeksa loma granične mjerke. Ako razmotri refleksija u slučaju mjerenja kontaktnog sloja, tada je vidljivo da zraka koja se reflektira s unutarnje površine mjerne podloge neće imati takav fazni pomak, jer se refleksija odvija na granici staklo-zrak; dakle iz medija većeg indeksa loma prema mediju s manjim indeksom loma. Refleksija na granici kontaktnog sloja i donje površine granične mjerke zadržava promjenu faze u iznosu π stupnjeva, jer iako točan iznos indeksa loma kontaktnog sloja nije poznat, sigurno je manji od indeksa loma granične mjerke. Ove razlike u promjeni faze pri refleksiji znače da su, pri mjerenju kontaktnog sloja, interferencijske pruge nastale refleksijom s mjerne podloge pomaknute za $\pi/2$ stupnjeva, odnosno da su tamno i svijetlo polje zamijenili mjesta (Slika 76), pa pri računanju razlomka o tome treba voditi računa.

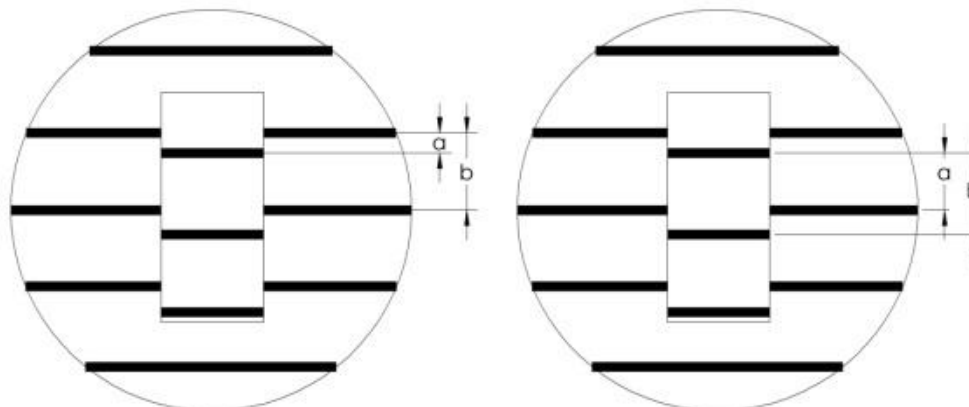


Slika 76 Promjena interferencijskog polja zbog različitog faznog pomaka pri refleksiji s unutarnje (lijevo) i vanjske (desno) površine mjerne podloge; valovi reflektirani s mjerne podloge prikazani su crvenom bojom.

Druga bitna promjena u odnosu na uobičajeno mjerenje duljine graničnih mjerki proizlazi iz činjenice da se pri mjerenju kontaktnog sloja površina granične mjerke nalazi ispod površine mjerne podloge. Razlomak je definiran kao dodatak punom broju poluvalova, pa je bitno u kojem se smjeru očitava kako se ne bi dogodilo da se njegov iznos oduzme punom broju

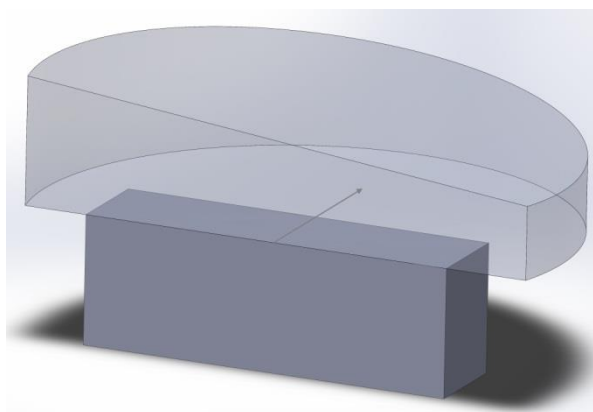
⁹ Ako se zbog jednostavnosti zanemari fazna korekcija pri refleksiji s granične mjerke.

poluvalova. Ispravno je očitavati razlomak s niže površine prema višoj, u smjeru rastućeg niza poluvalova, a pri uobičajenom mjerenju to podrazumijeva definiranje razlomka s mjerne podloge prema površini mjerke. S obzirom da je kod mjerenja kontaktnog sloja situacija obrnuta, razlomak je potrebno definirati kako je prikazano na Slici 77.



Slika 77 Promjena u definiciji frakcionalnog dijela vala $F = a/b$.

Iz geometrije mjerne podloge proizlazi da njena debljina nije jednaka po cijelom presjeku. Varijacija debljine podloge znači da će zrake imati različitu duljinu optičkog puta ovisno o tome da li prolaze kroz tanji ili deblji dio mjerne podloge, a to može rezultirati nepoznatom linearnom promjenom faze i povećanom nesigurnošću mjerenja. Stoga pri mjerenju kontaktnog sloja treba voditi računa o pravilnom orijentiranju granične mjerke na mjernu podlogu; uz orijentaciju prikazanu na Slici 78 i mali kut između površina mjerne podloge, utjecaj promjene debljine mjerne podloge u smjeru definiranja decimalnog dijela valne duljine može se zanemariti.

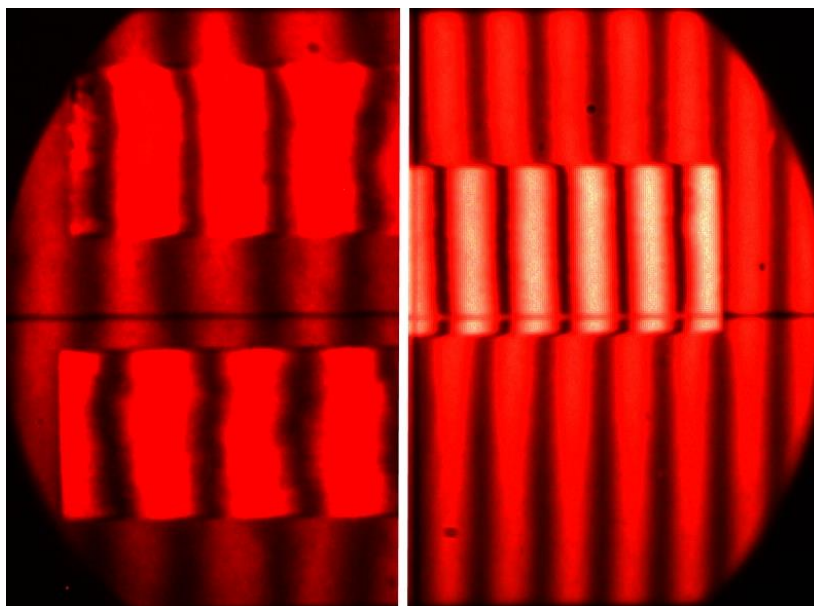


Slika 78 Korektna orijentacija granične mjerke; dulji brid granične mjerke postavljen je okomito na prirast kuta mjerne podloge. U smjeru mjerenja razlike faza nema promjene debljine mjerne podloge.

Također, analogno mjerenju duljine granične mjerke, i pri mjerenju debljine kontaktnog sloja treba uzeti u obzir faznu korekciju pri refleksiji s granične mjerke. Naravno, i ovdje postoji

razlika u predznaku: dok se kod mjerenja duljine zbog fazne korekcije optička duljina uvijek manja od mehaničke, kod mjerenja kontaktnog sloja optička je duljina veća od „mehaničke“.

Posljednji važan utjecaj na predloženu metodu jest homogenost indeksa loma mjerne podloge. Ispitni snop prolazi kroz materijal mjerne podloge, pa moguća varijabilnost indeksa loma može uzrokovati značajne pogreške. Analizom interferograma snimljenih kroz kvarcnu podlogu postalo je jasno da tu podlogu neće biti moguće koristiti (Slika 79); međutim na podlozi izrađenoj od N-ZK7 stakla (Schott) homogenost indeksa loma je zadovoljavajuća, stoga je ta mjerna podloga korištena za sve daljnje pokuse.



Slika 79 Utjecaj nehomogenog indeksa loma mjerne podloge; lijevo je prikazan interferogram snimljen kroz mjernu podlogu od kvarca, a desno kroz mjernu podlogu od N-ZK7 stakla.

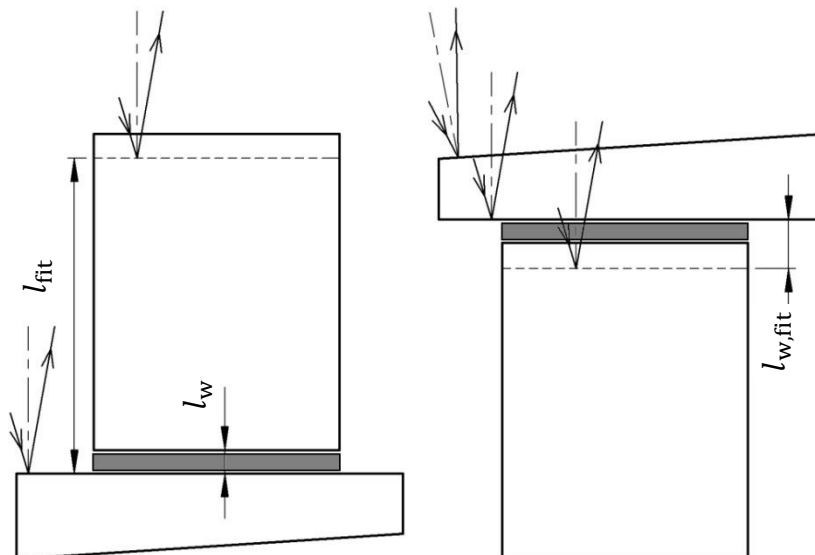
Da bi se predloženom metodom utvrdila debljina kontaktnog sloja, bilo bi potrebno poznavati i indeks loma medija koji tvori kontaktni sloj. Svojstva ovog medija danas nisu dovoljno poznata, pa se na ovaj način ne može kvantificirati sama debljina kontaktnog sloja. Međutim, to i nije cilj ove metode; s obzirom na spomenutu definiciju duljine granične mjerke nije niti potrebno znati točan iznos kontaktnog sloja. Ono što ova metoda može pružiti jest uvid u varijabilnost kontaktnog sloja, što kao rezultat ima dva vrlo značajna unapređenja:

- Moguće je bolje procijeniti mjernu nesigurnost kontaktnog sloja, jer se ovom metodom varijabilnost debljine kontaktnog sloja mjeri direktno,
- Moguće je separirati varijabilnost debljine kontaktnog sloja od varijabilnosti duljine granične mjerke.

Druga točka može se ostvariti na način da se prvo izmjeri duljina granične mjerke, a potom sklop granične mjerke i mjerne podloge bez rastavljanja okrene i izmjeri debljina kontaktnog

sloja. Na ovaj se način iz ponovljenih mjerenja duljine određene mjerke može eliminirati varijacija debljine kontaktnog sloja.

Matematički model separacije varijabilnosti kontaktnog sloja od varijabilnosti duljine granične mjerke prikazan je na Slici 80.



Slika 80 Model separacije varijabilnosti kontaktnog sloja

Ako je prvim mjerenjem izmjerena optička duljina mjerke l_{fit} , a drugim mjerenjem debljina kontaktnog sloja l_w , tada se može postaviti sljedeće izraze:

$$l_m = l_{\text{fit}} - l_w + l_\varphi \quad 7.1$$

$$l_w = l_{w,\text{fit}} - l_\varphi \quad 7.2$$

Uvrštavanjem jednadžbe 6.2 u jednadžbu 6.1 dolazi se do izraza za mehaničku duljinu granične mjerke iz koje je izdvojena debljina kontaktnog sloja:

$$l_m = l_{\text{fit}} - l_{w,\text{fit}} + 2l_\varphi \quad 7.3$$

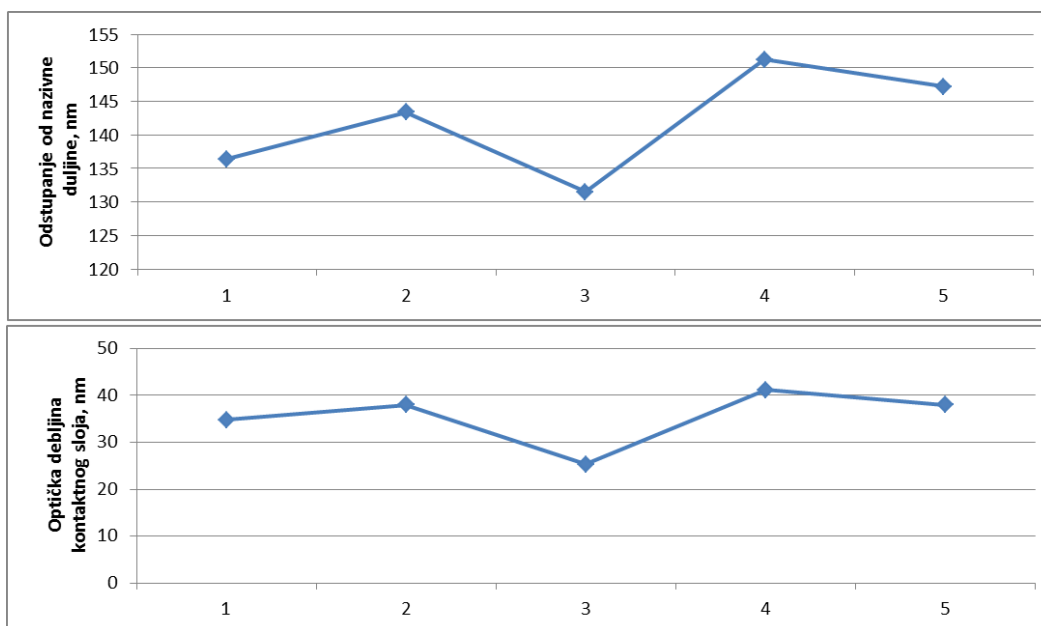
7.1.1 Analiza rezultata mjerenja kontaktnog sloja

U cilju provjere predložene metode za utvrđivanje debljine kontaktnog sloja, provedena su mjerenja opisana u prethodnom poglavlju. Mjerenja su izvedena na graničnoj mjerki nazivne duljine $L = 12$ mm, a za izračun konačne duljine l_m korištena je fazna korekcija $l_\varphi = 25$ nm. Rezultati prikazani u Tablici 7.1 jasno pokazuju smanjenje varijabilnosti duljine granične mjerke primjenom opisane metode. Razlozi ovog efekta evidentni su na dijagramima na Slici 81, gdje je lako uočiti da varijacija duljine granične mjerke ima isti trend kao i varijacija debljine

Tablica 7.1 Rezultati separacije varijabilnosti kontaktnog sloja.

| | Optička duljina granične mjerke l_{fit} , nm. | Optička debljina kontaktnog sloja $l_{w,fit}$, nm. | Mehanička duljina granične mjerke bez izdvajanja kontaktnog sloja, $l_m = l_{w,fit} + \varphi$, nm | Mehanička duljina granične mjerke l_m u nm, nakon separacije debljine kontaktnog sloja. |
|---|---|---|---|---|
| | 136 | 35 | 161 | 152 |
| | 143 | 38 | 168 | 155 |
| | 131 | 25 | 156 | 156 |
| | 151 | 41 | 176 | 160 |
| | 147 | 38 | 172 | 159 |
| Raspon, nm: | 20 | 16 | 20 | 8 |
| Procijenjeno standardno odstupanje, nm: | 8 | 6 | 8 | 3 |

kontaktnog sloja. Taj je trend očekivan, jer deblji kontaktni sloj znači i veću ukupnu izmjerenu duljinu, ali ga do sada ga nije bilo moguće kvantificirati i korigirati. Dvostruko smanjenje varijabilnosti duljine mjerke od iznimnog je značaja, pogotovo kada se ima u vidu koliko je truda potrebno uložiti da bi se isto smanjenje postiglo unapređenjem elemenata mjernog sustava. Upravo u toj činjenici leži značaj ovog postupka: opisana je metoda direktno primjenjiva u svim sustavima za interferencijsko mjerenje duljine, i bez dodatnih ulaganja u mjerni sustav rezultira značajnim smanjenjem mjerne nesigurnosti.



Slika 81 Varijabilnost mjerenja duljine granične mjerke i mjerenja optičke debljine kontaktnog sloja.

Iako je cilj ove metode otkriti varijabilnost debljine kontaktnog sloja, a uzevši u obzir probleme vezane za utvrđivanje apsolutnog iznosa debljine kontaktnog sloja, ipak se radi cjelovitosti pristupa ovoj temi može pokušati utvrditi apsolutni iznos kontaktnog sloja. Naime, unaprijed je poznato da je iznos debljine kontaktnog sloja vrlo malen, te se stoga može pretpostaviti da je indeks loma medija koji formira kontaktni sloj jednak indeksu loma zraka. Zbog iznimno male optičke duljine ovog sloja, i relativno velika greška u ovoj pretpostavci neće imati značajan utjecaj na iznos mjerenja debljine sloja. Ako se prihvati ova pretpostavka, tada je samo potrebno od optičke duljine kontaktnog sloja oduzeti iznos fazne korekcije. Ovako dobivene vrijednosti apsolutne debljine kontaktnog sloja prikazane su u Tablici 7.2, i čak i uz navedenu pretpostavku pokazuju vrlo dobro slaganje s podacima iz literature.

Tablica 7.2 Apsolutna debljina kontaktnog sloja za podatke iz Tablica 7.1

| Optička debljina kontaktnog sloja $l_{w,fit}$, nm. | Apsolutna debljina kontaktnog sloja l_w u nm, uz $l_\varphi=25$ nm. |
|---|---|
| 35 | 10 |
| 38 | 13 |
| 25 | 0 |
| 41 | 16 |
| 38 | 13 |
| $\overline{l_w}$: | 10 nm |

7.2 Mjerenje fazne korekcije

Točno utvrđivanje fazne korekcije u praksi predstavlja najvažniji postupak pri interferencijskom umjeravanju etalona duljine. Razlozi za to su jasni ako se iznos fazne korekcije usporedi s tipičnom mjernom nesigurnošću interferencijskog umjeravanja graničnih mjerki: ako je proširena mjerna nesigurnost mjerenja duljine oko 20 nm, a tipična fazna korekcija za kombinaciju kvarc-čelik iznosi oko 30 nm, tada je jasno će doći do značajne greške ako se fazna korekcija ne uzme u obzir ili netočno utvrdi. Sama nesigurnost mjerenja fazne korekcije, koja za jedno mjerenje fazne korekcije metodom slaganja graničnih mjerki iznosi oko 12 nm, prevelika je da bi se pouzdano mogao koristiti tako utvrđen iznos korekcije. To je i razlog zbog kojeg se u poglavlju 4.4.9 zahtijeva 10 ponovljenih mjerenja fazne korekcije. Metodom slaganja graničnih mjerki potrebno je provesti tri odvojena mjerenja kako bi se utvrdio jedan iznos fazne korekcije,

što znači da je potrebno provesti ukupno 30 mjerenja duljine kako bi se ostvarila nesigurnost fazne korekcije navedena u poglavlju 4.4.9.

Navedeni problemi pri utvrđivanju fazne korekcije predstavljaju snažan motiv da se poveća točnost i skрати vrijeme mjerenja fazne korekcije. Kako bi se ova poboljšanja ostvarila, razrađena je modificirana metoda slaganja graničnih mjerki opisana u nastavku.

Klasična metoda slaganja graničnih mjerki modificirana je na načina da se gornja mjerka u sklopu lateralno translata, čime se omogućuje simultano mjerenje duljine sklopa, duljine donje mjerke, te duljine gornje mjerke u koju nije uključena fazna korekcija. Naime, pri mjerenju duljine gornje mjerke mjeri se udaljenost od površine donje mjerke do površine gornje mjerke, pri čemu svjetlost prolazi kroz jednaku promjenu faze pri refleksiji jer se reflektira s identičnih materijala. Ovakvom mjerenju fazne korekcije pridruženo je i mjerenje kontaktnog sloja opisano u prethodnom poglavlju, pa je cjelokupan model ovakvog mjerenja fazne korekcije prikazan na Slici 82.

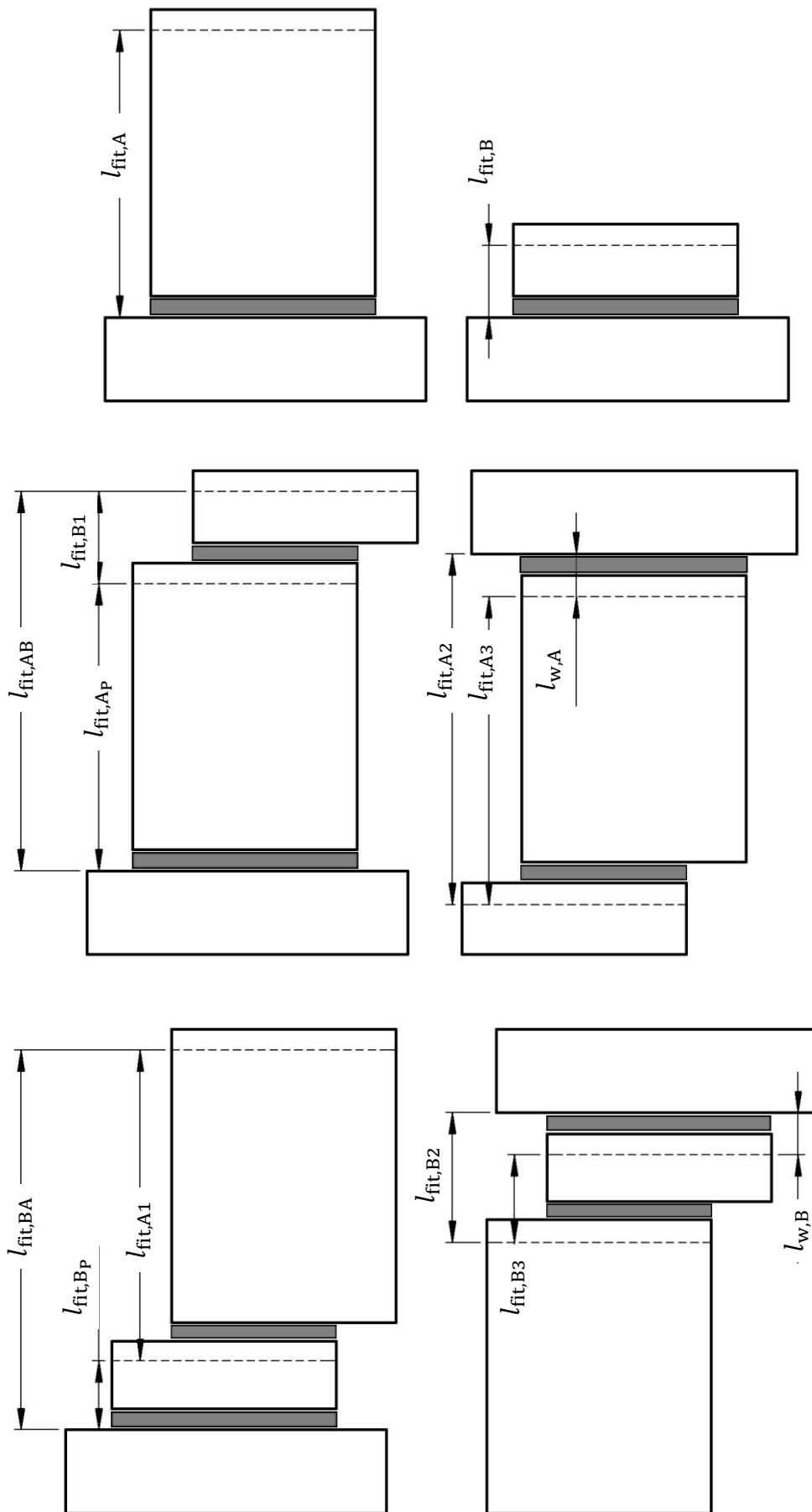
Analizom ove metode mogu se uvidjeti brojne prednosti pri mjerenju fazne korekcije. Prije svega, iz četiri odvojena mjerenja duljine ($l_{\text{fit},A}$, $l_{\text{fit},B}$, $l_{\text{fit},A+B}$, $l_{\text{fit},B+A}$) dobiju se četiri mjerenja fazne korekcije:

$$l_{\varphi 1} = l_{\text{fit},AB} - l_{\text{fit},A} - l_{\text{fit},B} \quad \mathbf{7.4}$$

$$l_{\varphi 2} = l_{\text{fit},BA} - l_{\text{fit},A} - l_{\text{fit},B} \quad \mathbf{7.5}$$

$$l_{\varphi 3} = l_{\text{fit},A1} - l_{\text{fit},A} \quad \mathbf{7.6}$$

$$l_{\varphi 4} = l_{\text{fit},B1} - l_{\text{fit},B}; \quad \mathbf{7.7}$$



Slika 82 Model nove metode mjerenja fazne korekcije.

a to predstavlja trostruko povećanje ostvarenog broja mjerenja fazne korekcije u odnosu na standardnu metodu, gdje je potrebno provesti tri mjerenja duljine za jedno mjerenje fazne korekcije. Kombinacijom metode mjerenja kontaktnog sloja s mjerenjem fazne korekcije dolazi se do dodatnih podataka koji povećavaju robusnost ove metode. Okretanjem sklopa graničnih mjerki i mjerenjem kroz mjernu podlogu moguće je kontrolirati varijabilnost kontaktnih slojeva:

$$l_{\text{fit},A2} = l_{\text{fit},A3} + l_{w,A} \quad \mathbf{7.8}$$

$$l_{\text{fit},B2} = l_{\text{fit},B3} + l_{w,B} \quad \mathbf{7.9}$$

što se na prethodno opisani način može iskoristiti za eliminaciju utjecaja kontaktnog sloja.

Dakle, nezavisno mjerenje duljina graničnih mjerki A i B te potom mjerenje sklopova graničnih mjerki AB i BA, pri čemu se svaki sklop mjeri i kroz mjernu podlogu, rezultira sa četiri mjerenja fazne korekcije. Ako se kao jedno mjerenje uzme jedno postavljanje granične mjerke na mjernu podlogu, jer mjerenje sklopa graničnih mjerki nakon okretanja ne oduzima puno vremena, tada je jasno da za ostvarivanje uvjeta postavljenog u poglavlju 4.4.9 potrebno 10 mjerenja duljine. Za usporedbu, standardnom metodom trebalo bi provesti 30 mjerenja duljine da bi se dobilo 10 ponovljenih mjerenja fazne korekcije.

Dodatna mjerenja koja se provode kroz mjernu podlogu omogućuju kontrolu kontaktnog sloja između donje granične mjerke i mjerne podloge te kontaktnog sloja između graničnih mjerki. Posebno je važna mogućnost kontrole kontaktnog sloja između graničnih mjerki, jer standardnom metodom to nije moguće osigurati; ovaj je kontaktni sloj jedan od glavnih razloga lošije ponovljivosti standardne metode. Stoga ova mogućnost predstavlja još jednu značajnu prednost predložene metode mjerenja fazne korekcije.

7.2.1 Analiza rezultata mjerenja fazne korekcije

U Tablici 7.3 prikazano je mjerenje fazne korekcije metodom opisanom u prethodnom poglavlju. Korištene su dvije čelične granične mjerke nazivnih duljina $L_A = 50$ mm i $L_B = 12$ mm, pri čemu su provedena tri ponovljena mjerenja svake granične mjerke i tri ponovljena mjerenja sklopa graničnih mjerki l_{AB} . Radi jasnijeg prikaza u sljedećim su tablicama navedena odstupanja od odgovarajućih nazivnih duljina, u nm.

Tablica 7.3 Mjerenje fazne korekcije modificiranom metodom slaganja graničnih mjerki.

| Redni br. mjerenja: | $l_{fit,A}$ | $l_{fit,B}$ | $l_{fit,AB}$ | $l_{fit,B1}$ | $l_{\varphi 1}$ | $l_{\varphi 4}$ | $\overline{l_{\varphi i}}$ |
|----------------------|-------------|-------------|--------------|--------------|-----------------|-----------------|----------------------------|
| 1. | 26 | -64 | 3 | -26 | 41 | 38 | 39 |
| 2. | 29 | -57 | -10 | -29 | 18 | 28 | 23 |
| 3. | 13 | -49 | -2 | -35 | 34 | 14 | 24 |
| Aritmetička sredina: | 23 | -57 | -3 | -30 | 31 | 27 | 29 |

Rezultati jasno pokazuju vrijednost nove metode mjerenja fazne korekcije; ako se analiziraju dobivene vrijednosti, vidljivo je da se već nakon tri ponovljena mjerenja i uz samo jednu konfiguraciju sklopa graničnih mjerki (l_{AB}) ovom metodom dolazi do pouzdanog iznosa fazne korekcije.

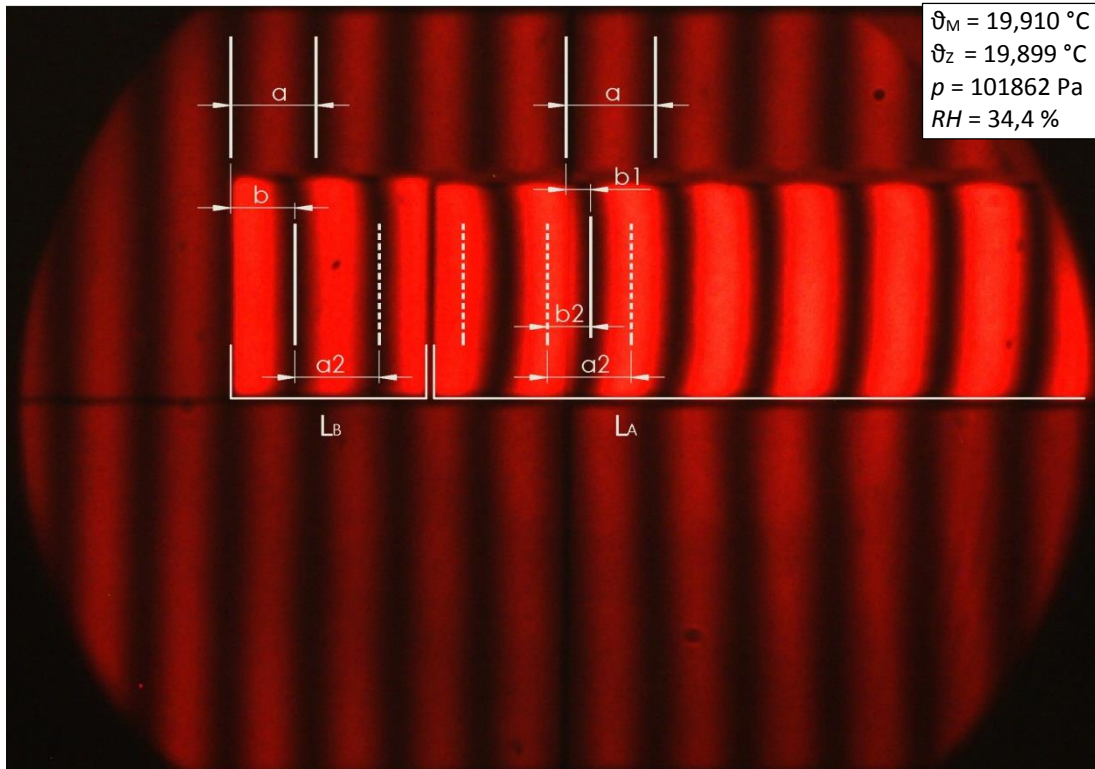
Rezultati mjerenja fazne korekcije s dvije konfiguracije sklopa (l_{AB} i l_{BA}) prikazani su u Tablici 7.4. Korištene su čelične granične mjerke nazivnih duljina $L_A = 23,5$ mm i $L_B = 7$ mm, a prikazani su i rezultati kontrolnih mjerenja upotrebom dimenzije $l_{fit,Xp}$.

Tablica 7.4 Mjerenje fazne korekcije modificiranom metodom slaganja graničnih mjerki; prikazana su odstupanja od nazivnih duljina, u nm.

| Redni br. mjerenja: | $l_{fit,A}$ | $l_{fit,B}$ | $l_{fit,AB}$ | $l_{fit,BA}$ | $l_{fit,A1}$ | $l_{fit,B1}$ | $l_{fit,Ap}$ | $l_{fit,Bp}$ | $l_{\varphi 1}$ | $l_{\varphi 2}$ | $l_{\varphi 3}$ | $l_{\varphi 4}$ | $l_{fit,XY} - l_{fit,Xp} - l_{fit,Y}$ |
|--|-------------|-------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|---------------------------------------|
| 1. | -146 | -145 | | | | | | | | | | | |
| 2. | | | -272 | | | -123 | -154 | | 29 | | | 25 | 5 |
| 3. | | | | -278 | -128 | | | -153 | | 23 | 25 | | 3 |
| Aritmetička sredina $\overline{l_{\varphi i}}$: | | | | | | | | | 26 | | | | |
| Procijenjeno standardno odstupanje: | | | | | | | | | 3 | | | | |

Kontrolna mjerenja, u zadnjem stupcu Tablice 7.4, pružaju uvid u varijabilnost debljine kontaktnog sloja između dva postavljena sklopa graničnih mjerki. S obzirom da se primjenom ove metode zna da je varijacija debljine kontaktnog sloja između graničnih mjerki iznosila samo 2 nm (5 nm – 3 nm), moguće je pouzdano izračunati srednju vrijednost fazne korekcije korištenjem sva četiri dobivena iznosa. Imajući u vidu moguću varijaciju debljine ovog kontaktnog sloja (Tablica 7.1), kao i njen utjecaj na mjerenje fazne korekcije, jasno je da poznavanje ove varijabilnosti značajno reducira potreban broj mjerenja.

Kako bi se pojasnila analiza interferograma za opisana mjerenja, na Slici 83 je prikazan interferogram za mjerenje sklopa l_{BA} iz Tablice 7.4. Na interferogramu su skicirani odnosi iz kojih se računa decimalni dio valne duljine; odgovarajući decimalni dijelovi su $F_{BA} = b1/a$, $F_{Bp} = b/a$, $F_{A1} = b2/a2$.



Slika 83 Mjerenje sklopa graničnih mjerki l_{BA} .

ZAKLJUČAK

Fundamentalni cilj ovog istraživanja predstavlja osiguravanje samog vrha sljedivosti za mjerenje duljine u Hrvatskoj. Istraživanje predmetnog područja rezultiralo je kontinuiranim postavljanjem dodatnih ciljeva, od kojih su mnogi i ostvareni te prikazani ovim radom.

Ovim je istraživanjem uspješno utvrđen primarni etalon duljine u RH (NPL jedno stabilizirani helij-neon laser) i omogućen prijenos te mjere na interferencijsko mjerenje graničnih mjerki. Izrada sustava koji je omogućio sljedivost korištenjem lasera u interferometru za granične mjerke podrazumijevala je opsežno proučavanje i teorijske i praktične optike; stoga je logičan sljedeći cilj bila primjena stečenih znanja na poboljšanje mjernih karakteristika interferometra. S tim su ciljem u znatnoj mjeri modificirani svi aspekti interferencijskog umjeravanja etalona duljine na Zeiss interferometru, od mjerenja stanja okoliša do akvizicije i analize interferograma, a najveći doprinos točnosti uređaja rezultat je implementacije metode faznih pomaka. Rezultati ovih modifikacija potom su potvrđeni međunarodnom usporedbom na najvišoj razini.

Uspješna samostalna izrada interferometra za granične mjerke predstavlja rezultat koji je ostvaren u vrlo malom broju instituta i stvara značajan istraživački potencijal. Prednost ovakve platforme nije toliko u mogućnosti zamjene postojećeg interferometra, iako je pokazano da je to s novim sustavom moguće, koliko zbog novih istraživanja koja se mogu ostvariti.

U cjelini, istraživanje i pokusi koji su bili nužni za realizaciju navedenih ciljeva, s posebnim naglaskom na uspješnu primjenu metode faznih pomaka, olakšali su definiranje najistaknutijih problema interferencijskog umjeravanja etalona duljine. Za ove su probleme (fazna korekcija, varijabilnost kontaktnog sloja) uspješno predložene nove mjerne metode, pri čemu posebno vrijedi istaknuti mogućnost direktnog mjerenja debljine kontaktnog sloja, što do sada nije bilo moguće.

Ako se ima u vidu hipoteza rada, može se reći da su ostvareni postavljeni ciljevi. Rezultati ostvareni istraživanjem kronološki se mogu podijeliti u četiri skupine, unutar kojih su navedeni odgovarajući znanstveni doprinosi:

- 1) Osiguran je vrh sljedivosti mjerenja duljine u Republici Hrvatskoj.
 - a) Izrađen je originalni optomehanički sustav za unos laserskih izvora svjetla u Zeiss interferometar.
- 2) Poboljšane su mjerne karakteristike Zeiss interferometra.
 - a) Izrađen je originalni sustav za akviziciju i analizu interferograma, pri čemu je razvijen originalan algoritam za detekciju centara interferencijskih pruga vrlo visoke točnosti.

- b) Performanse mjernog sustava provjerene su međunarodnom interkomparacijom koju je vodio Laboratorij, pri čemu je mjerna nesigurnost sustava potvrđena na razini $U = Q[30; 0,5L]$, za L u nm i $k = 2$ za što je objavljena i odgovarajuća KCDB CMC vrijednost. Dokazano je da efektivna mjerna nesigurnost iznosi $U = Q[17; 0,18L]$, što hrvatski Nacionalni laboratorij za duljinu smješta među najbolje europske institute.
- 3) Implementirana je metoda faznih pomaka; uz povećanje mjerne rezolucije, značajno je prošireno mjerno područje pri korištenju dvije valne duljine. Uspješnom primjenom metode faznih pomaka dodane su i potpuno nove mjerne mogućnosti na Zeiss interferometru.
- 4) Izrađen je novi interferometar za granične mjerke.
- a) Samostalna konstrukcija Twyman-Green akromatskog interferometra s ugrađenim piezoaktuatorom predstavlja značajan znanstveni doprinos, posebice jer su korištenjem lako dostupnih standardnih elemenata ostvareni rezultati usporedivi s komercijalnim sustavima.
- b) Jednostavna rekonfiguracija i brojni redundantni stupnjevi slobode kod pozicioniranja optičkih elemenata omogućuju brojna istraživanja van opsega teme ovoga rada.
- 5) Osmišljene su nove metode za utvrđivanje debljine kontaktnog sloja i mjerenje fazne korekcije.
- a) Osmišljena je metoda za direktno mjerenje debljine kontaktnog sloja; zbog dosadašnje nemogućnosti direktnog mjerenja debljine kontaktnog sloja, ova metoda vjerojatno predstavlja najveći znanstveni doprinos predstavljenog istraživanja na području interferencijskog umjeravanja etalona duljine.
- b) Osmišljena je nova metoda za utvrđivanje fazne korekcije, kojom se značajno smanjuje nesigurnost fazne korekcije; doprinos ove metode je značajan, s obzirom na relativno velike iznose fazne korekcije.

Izradom vlastitog interferometra u Laboratoriju su stečena praktična iskustva na ovom području, pa se i buduća istraživanja planiraju u pravcu stvaranja novih mjernih sustava temeljenih na izrađenoj istraživačkoj platformi. Osim ranije navedenih mogućnosti rekonfiguracije novog interferometra, posebno treba naglasiti da je jedan od strateških ciljeva Laboratorija proširenje mjernih mogućnosti na interferencijsko umjeravanje dugih graničnih mjerki, za što se već planiraju moguća rješenja temeljena na ovom istraživanju.

POPIS LITERATURE

- [1] CGPM, 17th meeting of the CGPM: Resolution 1, 1983.
- [2] CIPM, Practical realization of the definition of the metre, 1983.
- [3] CIPM, "Revision of the mise en pratique of the definition of the metre", *Metrologia*, no. 30, pp. 523-541, 1993.
- [4] CIPM, "Revision of the practical realization of the definition of the metre", *Metrologia*, no. 36, pp. 211-244, 1997.
- [5] CIPM, "Updates to the list of standard frequencies", 2009.
- [6] BIPM, Annual Report on Time Activities, 2011, Volume 6.
- [7] F. Trager, *Handbook of Lasers and Optics*.: Springer, 2007.
- [8] ISO 3650:1998, Geometrical Product Specifications (GPS) -- Length standards -- Gauge blocks, 1998.
- [9] National Physical Laboratory Fundamental and Wavelength Standards Team, NPL Iodine-Stabilized 633 nm Helium-Neon laser: Operating Instructions and Service Manual, 2003.
- [10] Wikipedia. [Online]. http://en.wikipedia.org/wiki/Maxwell's_equations
- [11] Eugene Hecht, *Optics*, 4th ed.: Pearson Education, 2002.
- [12] Wikipedia. [Online]. http://en.wikipedia.org/wiki/Young's_interference_experiment
- [13] NPL. [Online]. <http://www.npl.co.uk/commercial-services/products-and-services/instrumentation/dimensional-mass-force-instrumentation/gauge-block-interferometer/>
- [14] P. Hariharan, *Basics of interferometry*.: Elsevier, 2007.
- [15] P. Hariharan, *Optical interferometry*.: Elsevier, 2003.
- [16] P. de Groot, "Extending the unambiguous range of two-color interferometers", *APPLIED OPTICS*, Vol. 33, no. 25, 1994.
- [17] R. Schodel, F. Pollinger, A. Abou-Zeid K. Meiners-Hagen, "Multi-Wavelength Interferometry for Length Measurements Using Diode Lasers", *MEASUREMENT SCIENCE REVIEW*, Vol. 9, no. 1, 2009.
- [18] J.H. Bruning H. Schreiber, "Phase Shifting Interferometry", in *Optical Shop Testing*, D. Malacara, Ed.: Wiley, pp. 547-568.
- [19] D. Malacara, *Interferogram Analysis for Optical Testing*.: CRC Press, 2005.
- [20] J.C. Wyant, Phase shifting interferometry, 2011, Bilješke s predavanja.
- [21] M.D. Pritt, J.S Shipman, "Least-squares two-dimensional phase unwrapping using FFT's", *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, Vol. 32, no. 3, pp. 706-708, 1994.
- [22] J.M. Huntley, "Three-Dimensional Noise-Immune Phase Unwrapping Algorithm", *Applied Optics*, Vol. 40, no. 23, pp. 3901-3908, 2001.
- [23] J. Arines, "Least-Squares Modal Estimation of Wrapped Phases: Application to Phase Unwrapping", *Applied Optics*, Vol. 42, no. 17, pp. 3373-3378, 2003.
- [24] K. Itoh, "Analysis of the phase unwrapping algorithm", *Applied Optics*, Vol. 21, no. 14, p. 2470, 1982.
- [25] R.K. Leach, A. Hart, K. Jackson, Measurement of gauge blocks by interferometry: an investigation into the variability in the wringing film thickness, 1999, NPL Report CLM3.
- [26] T. Doiron, J. Beers, The Gauge Block Handbook, 2005, NIST Monograph 180.
- [27] R Leach, A. Hart, Inter-laboratory comparison of measurements of the phase correction in the field of gauge block interferometry, EUROMET Project 413.
- [28] P Phuaknoi, "Determination Model of Phase-Change Correction for High Precision Gauge Block Calibration", *The Journal of Industrial Technology*, Vol. 8, no. 3, 2012.

- [29] A. Dubois, "Effects of phase change on reflection in phase-measuring interference microscopy", *Applied Optics*, Vol. 43, no. 7, 2004.
- [30] K.P Birch, M.J. Downs, "An Updated Edlén Equation for the Refractive Index of Air", *Metrologia*, Vol. 30, p. 155, 1993.
- [31] J. Zheng, M. Fu, "Nonlinear Feedback Control of a Dual-Stage Actuator System for Reduced Settling Time", *IEEE TRANSACTIONS ON CONTROL SYSTEMS TECHNOLOGY*, Vol. 16, no. 4, 2008.
- [32] L. Deck, "Suppressing phase errors from vibration in phase-shifting interferometry", *Applied Optics*, Vol. 48, no. 20, pp. 3948-3960, 2009.
- [33] J.E. Decker, J.R. Pekelsky, "Uncertainty evaluation for the measurement of gauge blocks by optical interferometry", *Metrologia*, Vol. 34, no. 6, p. 479, 1997.
- [34] J.E. Decker, R Schodel, G. Bonsch, "Considerations for the evaluation of measurement uncertainty in interferometric gauge block calibration applying methods of phase step interferometry", *Metrologia*, Vol. 41, no. 3, 2004.
- [35] B. Runje, Istraživanje mjernih nesigurnosti u postupcima umjeravanja etalona duljine, 2002, Doktorska disertacija.
- [36] ISO/IEC Guide 98-3:2008, Uncertainty of measurement -- Part 3: Guide to the expression of uncertainty in measurement (GUM:1995), 2008.
- [37] L. Miller, *Engineering Dimensional Metrology*.: Edward Arnold Ltd., 1962.
- [38] M Katić, V. Mudronja, "Final report on EURAMET.L-K1.2: EURAMET comparison of gauge blocks by interferometry", *Metrologia*, Vol. 49, no. 1A, 2012.
- [39] A. Lewis, Running of MRA comparisons in length metrology and monitoring their impact on CMCs, 2011, Consultative Committee for Length – CCL.
- [40] BIPM, Measurement comparisons in the CIPM MRA, 2012.
- [41] P Kumar, M Bhaduri, K Mohan, "Two-wavelength micro-interferometry for 3-D surface profiling", *Optics and Lasers in Engineering*, Vol. 47, no. 2, 2009.
- [42] Michael B. North-Morris, James E. Millerd, Neal J. Brock, John B. Hayes, "Phase-shifting multiwavelength dynamic interferometer", *Proceedings of the SPIE*, Vol. 5531, pp. 64-75, 2004.
- [43] T.J. Quinn, "International report - Practical realization of the definition of the metre, including recommended radiations of other optical frequency standards", *Metrologia*, Vol. 40, no. 2, pp. 103-133, 2003.
- [44] H Haitjema, G. Kotte, "Long gauge block measurements based on a Twyman-Green interferometer and three stabilized lasers ", *SPIE Proceedings; Recent Developments in Optical Gauge Block Metrology*, Vol. 3477, 1998.
- [45] CIPM, On the value and uncertainty of unstabilized He-Ne lasers, 2007, CI-2007 Recommendation 2.
- [46] S.K. Saha, *Aperture synthesis*.: Springer, 2011.

ŽIVOTOPIS

Marko Katić rođen je 20. prosinca 1981. godine u Zagrebu. Opću gimnaziju „Vladimir Bakarić“ završava 1999. godine kada upisuje Fakultet strojarstva i brodogradnje. Diplomirao je 2007. godine na Konstrukcijskom smjeru, usmjerenje Mehanizmi i roboti. Za vrijeme studija dodijeljena mu je Rektorova nagrada za istraživanje na području mjerenja odstupanja od kružnosti.

Od 2007. godine zaposlen je na Katedri za mjerenje i kontrolu Fakulteta strojarstva i brodogradnje u Zagrebu u svojstvu znanstvenog novaka. Tijekom rada na fakultetu aktivno sudjeluje u izvođenju vježbi iz kolegija Teorija i tehnika mjerenja, Kontrola kvalitete i Mjerni roboti. Također sudjeluje u radu Nacionalnog laboratorija za duljinu, u okviru kojeg provodi glavninu znanstveno-istraživačkog rada i surađuje s brojnim tvrtkama na izradi specifičnih tehničkih rješenja za dimenzionalna mjerenja u proizvodnji.

Kao autor ili koautor objavio je 13 znanstvenih radova od kojih su 2 izvorni znanstveni radovi u časopisima koji su indeksirani u *Current Contents* bazi podataka.

Govori i piše engleskim jezikom. Oženjen je i otac jednog djeteta.

BIOGRAPHY

Marko Katić was born on December 20, 1981 in Zagreb. In 1999 he finished high school and enrolled into the Faculty of Mechanical Engineering and Naval Architecture. He graduated in 2007 at Department of Mechanical Design, Mechatronics. During his study he was awarded with Rector's Award for research in measurement of roundness.

Since 2007 he works at Department of Quality, Chair of Precise Measurement and Quality at Faculty of Mechanical Engineering and Naval Architecture in Zagreb as a teaching assistant on several courses. He also works as a research assistant at National Laboratory for Length within which he carries out the majority of his scientific research and collaborates with numerous companies to develop specific technical solutions for dimensional measurement in production.

As the author or co-author he published 13 scientific papers in Croatia and abroad.

He is fluent in written and spoken English language. He is married and has one child.

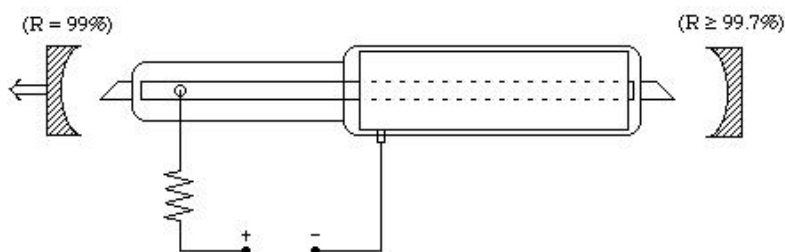
PRILOG 1: ZAMJENA LASERSKE CIJEVI U NPL JODNO STABILIZIRANOM HELIJ NEON LASERU

Nakon što je zbog dotrajalosti postalo nužno zamijeniti lasersku cijev u NPL jodno stabiliziranom helij neon laseru, pokazalo se da je proizvođač originalno ugrađene laserske cijevi obustavio proizvodnju te da potrebni tip laserske cijevi nije moguće dobiti. Zbog toga je i NPL odlučio da više neće pružati podršku za tu vrstu laserskih sustava, što je ostavilo Laboratorij s dvije opcije: nabavkom novog jodno stabiliziranog lasera, ili samostalnom ugradnjom druge vrste laserske cijevi u postojeći laserski sustav. S obzirom na vrlo visoke cijene ovakvih sustava, odlučeno je da će se pokušati zamijeniti laserska cijev.

Uvidom u način izrade jodno stabiliziranog lasera prema uputi BIPM, kompleksnost ovog zadatka postaje očita. U osnovi, valna duljina lasera definirana je duljinom rezonatora koji je formiran s dva zrcala između kojih dolazi do titranja fotona. Valna duljina lasera λ , odnosno valna duljina titranja određene skupine fotona, povezana je s razmakom zrcala rezonatora L izrazom $L = q \lambda/2$ pri čemu frekvencijski razmak između modova q iznosi $\Delta f = c/2L$. Promjena razmaka između zrcala rezultira promjenom karakteristike rezonatora, pa prema gornjem izrazu dovodi do promjene valne duljine lasera. Dakle, primarni zadatak kod stabilizacije valne duljine lasera svodi se na osiguravanje konstantnog razmaka između zrcala rezonatora. Tipični helij neon laseri, primjerice za očitavanje bar-kodova i slične namjene, izvedeni su tako da su zrcala rezonatora direktno postavljena na lasersku cijev; neminovno zagrijavanje cijevi tijekom rada stoga uzrokuje aksijalne pomake zrcala i konstantnu promjenu valne duljine. Da bi se ovaj efekt smanjio, osnovna konstrukcija stabiliziranog helij neon lasera podrazumijeva odvajanje rezonatora (eng. *laser cavity*) od laserske cijevi. Laseri niže razine stabilizacije obično se izvode s jednim zrcalom montiranim na lasersku cijev, dok je drugo zrcalo postavljeno eksterno.

Potpuno odvajanje rezonatora od laserske cijevi (Slika 84) zahtijeva znatno kompliciraniju konstrukciju, koja mora osigurati suosnost optičkih osi oba zrcala s optičkom osi laserske cijevi, a i osigurati konstantan razmak između zrcala. Da bi se smanjili optički gubici laserska cijev u ovoj izvedbi mora biti terminirana Brewsterovim prozorima, što značajno smanjuje transmisijske gubitke (Poglavlje 2.2.2, izraz 2.70), ali zbog skretanja laserske zrake dodatno komplicira osiguravanje suosnosti. Specifičnost postavljanja Brewsterovih prozora na lasersku cijev jest kraći životni vijek cijevi. Naime, spojevi prozora i cijevi ne smiju se lijepiti uobičajenim sredstvima jer bi se njihovom difuzijom mogla kontaminirati smjesa helija i neona,

pa je sve što prozor drži u kontaktu s laserskom cijevi potlak smjese helija i neona koji iznosi oko 10^{-6} Torr.



Slika 84 Shematski prikaz helij-neon lasera s eksternim rezonatorom.

Tipični rok trajanja ovakvih laserskih cijevi zato iznosi oko 2000 sati, što je znatno manje od oko 10000 sati za laserske cijevi bez Brewsterovih prozora, [7].

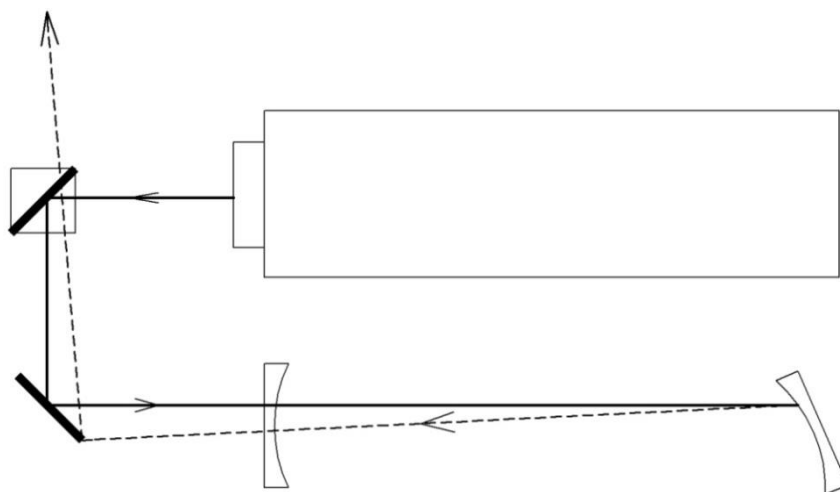
Konstrukcija koja služi za prihvat i orijentaciju zrcala u pravilu se mora izvesti od materijala s vrlo malim koeficijentom temperaturnog rastezanja kako bi se smanjio utjecaj temperature na razmak zrcala. Čak i ako su svi navedeni zahtjevi ostvareni, preostali utjecaji temperature limitiraju točnost valne duljine na razini 10^{-8} .

Stabilnost valne duljine može se dodatno povećati ugradnjom jodne ćelije unutar rezonatora i postavljanjem zrcala na piezoaktuator. Taj princip stabilizacije počiva na činjenici da apsorpcijski spektar molekularnog joda ima karakterističnu hiperfinu strukturu vrlo uskog frekvencijskog raspona, pa kada valna duljina lasera odgovara određenoj apsorpcijskoj komponenti dolazi do povećanja optičke snage lasera. Intenzitet se mjeri fotodiodom na sekundarnom izlazu, na tzv. otpadnoj zruci, a uloga piezoaktuatora je da vrlo malim pomacima mijenjaju duljinu rezonatora i tako moduliraju valnu duljinu lasera dok se ne „pogodi“ određena apsorpcijska komponenta joda, a potom kompenziraju mehaničke promjene duljine rezonatora [43]. Ovako se vrijednost valne duljine zadržava na maksimumu optičke snage, odnosno centru određene apsorpcijske komponente. S obzirom na vrlo uski frekvencijski raspon hiperfinskih komponenti apsorpcijskog spektra joda, na ovaj se način varijacija frekvencije lasera može zadržati na nekoliko kHz. Naravno, i jodna ćelija također mora biti terminirana Brewsterovim prozorima, čime se dodatno komplicira ostvarivanje suosnosti svih optičkih osi.

Iako je gornji je opis jodno stabiliziranog helij neon lasera znatno pojednostavljen, ipak pruža dovoljno detalja kako bi se moglo odgovoriti na pitanje kako zamijeniti lasersku cijev koja je specifično dizajnirana za određeni optički rezonator. Ključna karakteristika laserske cijevi za ovu vrstu stabilizacije jest iznos optičke snage koji unosi u rezonator, jer o ovom iznosu ovise karakteristike apsorpcijskog spektra joda. Osim toga, cijev mora biti zatvorena Brewsterovim prozorima i imati dimenzije koje dozvoljavaju postavljanje u predefinirani rezonator. Niti ove

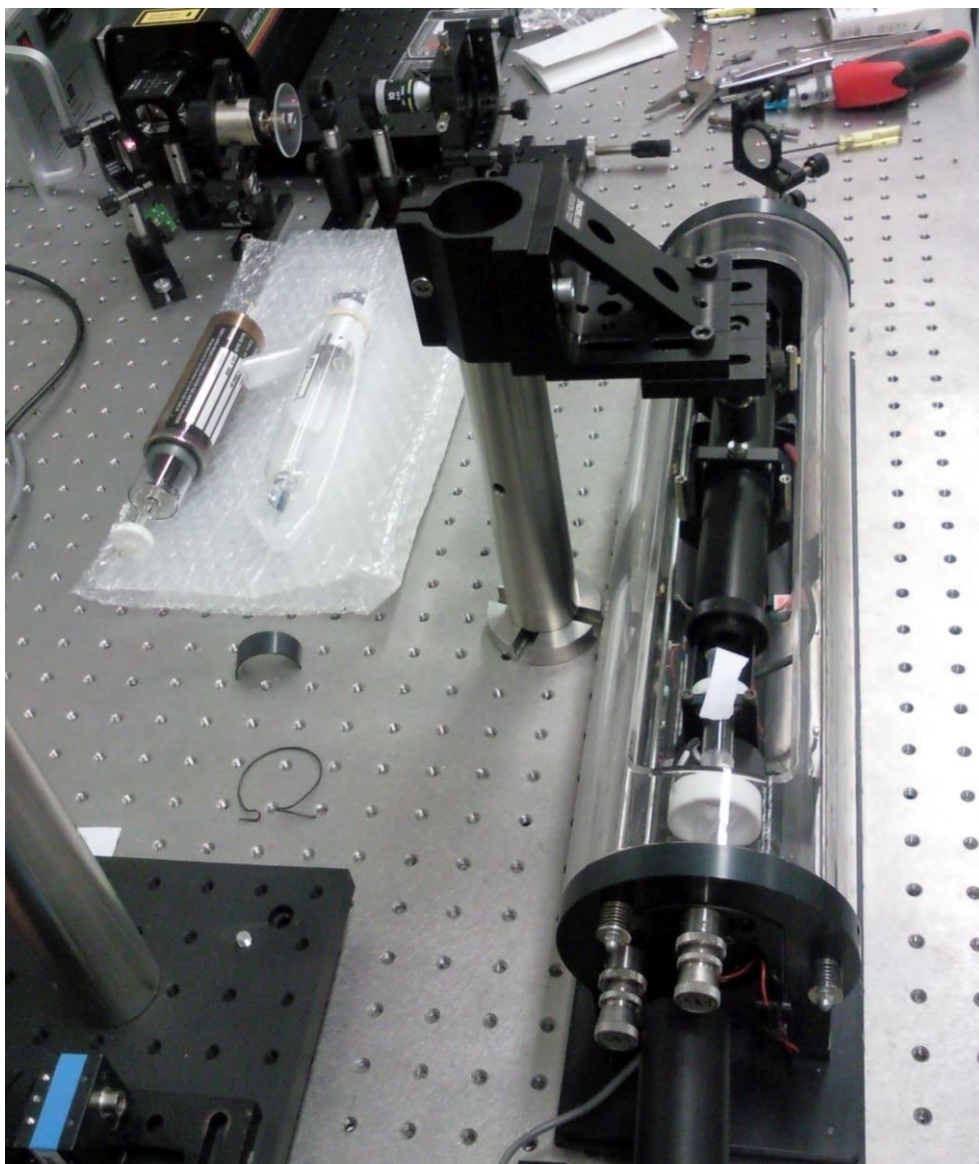
uvjete nije lako uskladiti, jer su već i cijevi s dva Brewsterova prozora iznimno rijetke. Nakon brojnih upita nekolicini postojećih proizvođača, u kontaktu s tvrtkom Melles-Griot definirana je laserska cijev koja bi mogla zadovoljavati sve uvjete. Nakon što je kupljena laserska cijev i odgovarajući izvor napajanja, započet je postupak ugradnje u rezonator.

Kao što je vidljivo iz ranije spomenutih uvjeta, ugradnja cijevi drukčijih dimenzija predstavlja priličan izazov u smislu osiguravanje dovoljno dobre suosnosti. Melles-Griot cijev ima manji promjer od originalne cijevi, pa su prije ugradnje izrađeni odgovarajući adapteri od teflona. Kako bi se olakšalo podešavanje optičkih osi, iskorišten je dodatni laser kojim je definirana eksterna optička os, Slika 85.



Slika 85 Postavljanje zrcala rezonatora pomoću eksterne optičke osi.

Budući da su zrcala rezonatora visoko reflektivna za ciljane valne duljine (632,8 nm), iskorišten je REO laser koji može emitirati zelenu valnu duljinu (543 nm) pri kojoj je reflektivnost zrcala rezonatora znatno manja. Ovime se osigurava da zraka iz REO lasera može proći kroz izlazno zrcalo NPL rezonatora, reflektirati se od krajnjeg zrcala, i potom opet proći kroz ulazno zrcalo. Na izlasku iz rezonatora ova se zraka korištenjem djelitelja snopa usmjerava na mikroskopski objektiv koji ju uvećava i projicira na podlogu. Kada se os jednog zrcala uspije prostorno koincidirati s optičkom osi drugog zrcala dolazi do pojave interferencije, što je korištenjem mikroskopskog objektiva lako uočljivo. Tada je u NPL rezonator postavljena nova laserska cijev, koja inicijalno ne dopušta prolaz zraci iz REO lasera; tek kada je optička os cijevi koincidentna s prethodno postavljenim optičkim osima zrcala može doći do laseriranja. Kako bi se olakšala orijentacija cijevi, prilikom podešavanja zrcala u rezonator su postavljene dvije aperture koje su simulirale krajeve laserske cijevi (Slika 86); kada je ugrađena cijev, ove su aperture omogućile brzo grubo pozicioniranje.



Slika 86 Podešavanje zrcala na NPL laseru upotrebom eksterne optičke osi i eksternih apertura.

Nakon što je ostvareno laseriranje s novom cijevi, bez jodne ćelije, provedena je procedura maksimiziranja optičke snage lasera. Uz konstantno mjerenje optičke snage izlazne zrake, pronađena je kombinacija nagiba zrcala koja rezultira maksimalnom optičkom snagom; prije ovog postupka optička snaga lasera bez jodne ćelije iznosila je oko $600 \mu\text{W}$, a nakon opsežnog podešavanja nagiba zrcala ostvareno je oko $1100 \mu\text{W}$. Tek je tada u rezonator postavljena jodna ćelija, nakon čega je ponovljen postupak podešavanja zrcala kako bi se kompenzirao nastali pomak optičke osi. Na kraju ovog postupka optička snaga lasera sa jodnom ćelijom iznosila je oko $100 \mu\text{W}$, što odgovara propisanoj jednosmjernoj optičkoj snazi unutar rezonatora koja je utvrđena od strane BIPM i iznosi 10 mW , s obzirom da izlazno zrcalo propušta samo oko 1% ukupne optičke snage unutar rezonatora. To predstavlja dodatnu garanciju da karakteristike ugrađene cijevi i geometrijski položaj svih optičkih osi zadovoljavaju ranije opisane zahtjeve s aspekta stabilizacije. To je i provjereno upotrebom regulacijskog sustava NPL lasera kojom se

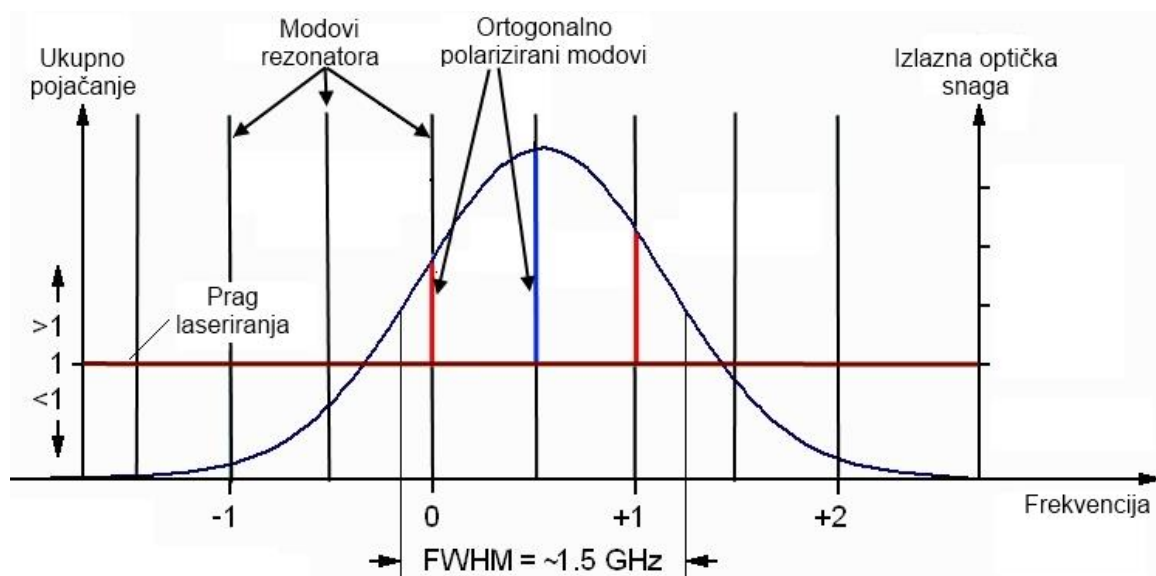
može zaključati laser na određenu frekvencijsku komponentu apsorpcijskog spektra joda. Zbog malih razlika u optičkoj snazi između originalne i nove cijevi, postojao je mali fazni pomak u stabilizacijskom signalu koji se koristi za odabir željene frekvencije; to je riješeno ručnim postavljanjem piezoaktuatora na prvu komponentu nakon čega je stabilizacijski signal resetiran.

Nakon ovog postupka, laser se zaključava na sve komponente apsorpcijskog spektra joda, ima jednaku izlaznu snagu i čak i nešto kraće vrijeme stabiliziranja; to ukazuje da je zamjena cijevi bila uspješna, i osigurava nesmetano korištenje ovog sustava u budućnosti. Štoviše, s obzirom na relativno nisku cijenu same laserske cijevi, činjenica da ju je moguće zamijeniti unutar Laboratorija otvara mogućnost znatno češće upotrebe NPL lasera nego što je do sada bio slučaj.

PRILOG 2: UMJERAVANJE VALNIH DULJINA REO LASERA

Umjeravanje valne duljine lasera najtočnije se može provesti frekvencijskom usporedbom s primarnim laserom. S obzirom na usko mjerno područje te metode, objašnjeno u poglavlju 3.1, jasno je da se od pet valnih duljina REO lasera na ovaj način može umjeriti samo crvena valna duljina (632,8 nm). Međutim, rezonator ugrađen u REO lasera stvara razmak između longitudinalnih modova u iznosu od 428 MHz, što uz slobodni spektralni raspon helij neon lasera koji pri toj valnoj duljini iznosi 1,5 GHz znači da istovremeno oscilira više od jednog longitudinalnog moda. S obzirom da su susjedni longitudinalni modovi ortogonalno polarizirani, kada bi postojala samo dva istovremena moda jedan od njih bi se mogao izolirati korištenjem polarizatora. To ovdje nije slučaj, jer je lako izračunati da istovremeno osciliraju 3 longitudinalna moda; stoga ovu valnu duljinu nije moguće iskoristiti za interferencijsko umjeravanje graničnih mjerki. Međutim, s obzirom da je valna duljina Renishaw lasera vrlo bliska ovoj valnoj duljini REO lasera, njeno korištenje i nije od velike važnosti. Znatno je zanimljivije koristiti druge valne duljine REO lasera, koje se značajnije razlikuju od crvene valne duljine koju emitira Renishaw laser.

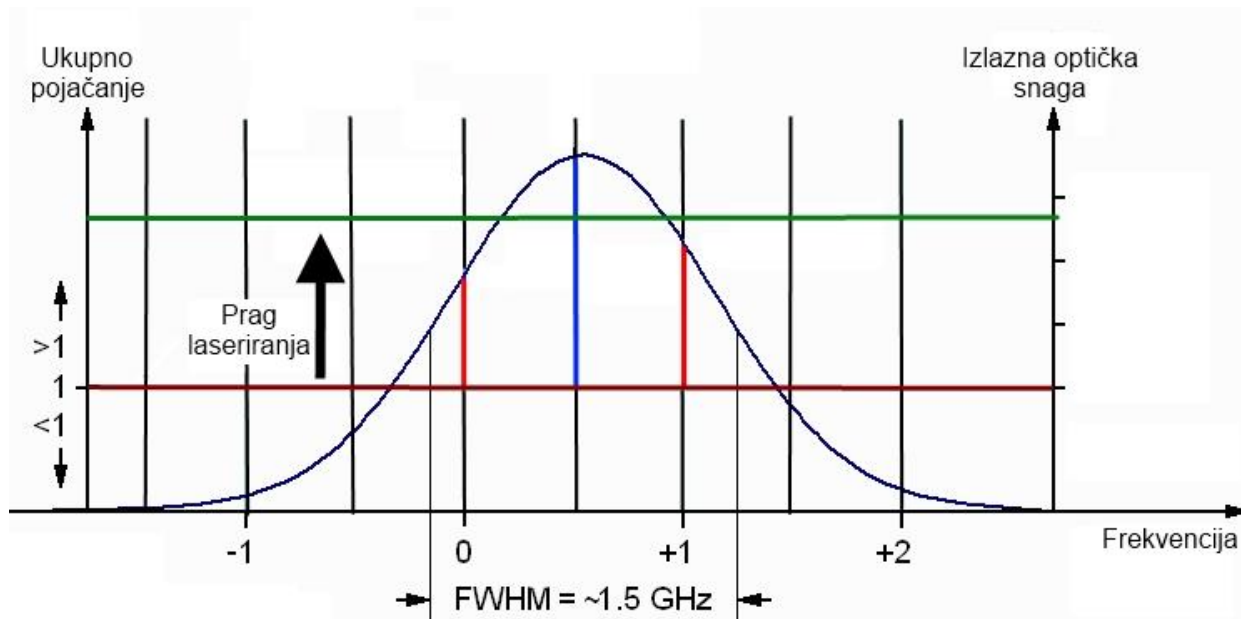
Osnovna razlika između crvene valne duljine i svih ostalih valnih duljina koje helij-neon laser može emitirati leži u optičkom pojačanju smjese helija i neona pri toj spektralnoj liniji. Optičko pojačanje definira položaj praga laseriranja (Slika 87), jer će uz veće povećanje lakše biti svladani gubici u rezonatoru.



Slika 87 Prikaz širine spektralne linije helij-neon lasera.

Širina spektralne linije pri 632,8 nm iznosi oko 1,5 GHz a optičko pojačanje pritom iznosi $0,5 \text{ m}^{-1}$, [7]. Ranije je objašnjeno da ovo rezultira istovremenim osciliranjem 3 longitudinalna moda, čiji razmak iznosi 428 MHz. Međutim, sa smanjenjem valne duljine smanjuje se i optičko pojačanje

koje prema [7] za $\lambda = 612 \text{ nm}$ iznosi $0,1 \text{ m}^{-1}$ a za $\lambda = 543 \text{ nm}$ samo $0,01 \text{ m}^{-1}$. Ako se promotri Slika 88, na kojoj je prikazan utjecaj povećanja praga laseriranja, tada postaje jasno da oscilirati može samo longitudinalni mod koji se nalazi vrlo blizu maksimuma spektralne linije.



Slika 88 Utjecaj promjene frekvencije lasera na promjenu praga laseriranja.

Ako frekvencija lasera nije dovoljno stabilna, tada će pomaci longitudinalnih modova uzrokovati prekide u laseriranju ovisno o tome kako ulaze i izlaze iz zone u kojoj mogu oscilirati. Ako je frekvencija dovoljno stabilna da se određeni longitudinalni mod zadrži u zoni laseriranja, tada je potrebno provesti istu analizu kao i na početku: ako je širina frekvencijskog spektra iznad praga laseriranja uža od dvostrukog razmaka između longitudinalnih modova, tada će laser emitirati samo jednu valnu duljinu. S obzirom na navedeno, ako se uzme u obzir da je optičko pojačanje za $\lambda = 612 \text{ nm}$ 5 puta manje, a optičko pojačanje za $\lambda = 543 \text{ nm}$ 10 puta manje od optičkog pojačanja pri $\lambda = 632,8 \text{ nm}$, tada je jasno da pri tim valnim duljinama REO laser može podržavati oscilaciju samo jednog longitudinalnog moda. Jedino preostaje pitanje neprekinutosti laseriranja; optička snaga svih valnih duljina snimljena je na vrlo brzom fotodiodi s vremenom odziva 1 ns (Thorlabs DET10A), pri čemu nisu uočeni prekidi u signalu. Brže promjene pozicije longitudinalnih modova nisu niti realne, s obzirom da su uglavnom uzrokovane temperaturnim gradijentima.

Nakon što je zaključeno da su navedene valne duljine prikladne za korištenje u interferometru, postavlja se pitanje utvrđivanja njihovog točnog iznosa. Navedene se valne duljine nalaze daleko izvan mjernog područja „beat frequency“ metode pa ih tako nije ni moguće ispitati. Međutim, s aspekta minimalne potrebne točnosti valnih duljina koje se koriste samo za utvrđivanje punog broja polualova u metodi točnih razlomaka, njihove je iznose moguće

utvrditi i posredno. Ako se ista granična mjerka izmjeri poznatom valnom duljinom, a potom i nepoznatom, tada je moguće duljinu granične mjerke iskoristiti kao sredstvo za prijenos mjere s poznate na nepoznatu valnu duljinu. Postupak je zapravo isti kao i kod uobičajenog interferencijsko mjerenja duljine granične mjerke, osim što se kod mjerenja nepoznatom valnom duljinom traži iznos valne duljine a ne duljine granične mjerke. Slično kao što se kod korištenja metode točnih razlomaka pojavila periodička koincidencija razlomaka, u ovom će slučaju doći do periodičkih rješenja za nepoznatu valnu duljinu λ_N , razmaknutih za omjer referentne valne duljine i duljine granične mjerke, [44]:

$$\lambda_N = \lambda_N \pm i \cdot \frac{\lambda_{REF}}{l_{fit}}, \quad -n < i < +n$$

gdje je raspon $-n$ do $+n$ određen okvirnim prethodnim poznavanjem nepoznate valne duljine. Očito je da će se korištenjem kraćih graničnih mjerki period koincidiranja rješenja povećati, pa će se u postavljenom rasponu pojaviti manji broj potencijalnih rješenja. S druge strane, duljinu kraće granične mjerke opisuje manji broj poluvalova nepoznate valne duljine, pa je i točnost njenog utvrđivanja manja. Ovo navodi na plan mjerenja koji uključuje više mjerenja graničnih mjerki različitih nazivnih duljina, pri čemu je potrebno održati kontinuitet određenog rješenja. U rasponu duljina graničnih mjerki od 1 mm do 100 mm postoji samo jedno rješenje koje može zadovoljiti sva provedena mjerenja.

Zbog opsežnosti mjerenja, u Tablici P2.1 prikazano je umjeravanje samo jedne valne duljine REO lasera. Isti je postupak istovremeno proveden i za ostale valne duljine: određena granična mjerka izmjerena je korištenjem Renishaw lasera, a odmah zatim i svim valnim duljinama REO lasera. Nakon toga je ponovno provedeno mjerenje Renishaw laserom, kako bi se osiguralo da nije došlo do značajnije promjene uvjeta mjerenja.

Za sva je mjerenja prikazana u Tablici P2.1 primijenjen isti kriterij za raspon valne duljine, u iznosu ± 1 nm. Pri tome su za $L_N = 23,5$ mm i $L_N = 100$ mm prikazana samo rješenja u okolici točnog rješenja; unutar navedenog raspona korištenjem ovih graničnih mjerki dobiveno je 60, odnosno 140 mogućih rješenja. U Tablici P2.1 označeno je krajnje rješenje za zelenu valnu duljinu REO lasera, koje je potom provjereno usporedbom rezultata mjerenja graničnih mjerki drugih nazivnih duljina, $L_N = 40$ mm i $L_N = 60$ mm. Sve umjerene valne duljine REO lasera prikazane su u Tablici P2.2.

Tablica P2.1 Potencijalna rješenja za zelenu valnu duljinu, u μm .

| $L_N = 0,5 \text{ mm}$ | $L_N = 1,15 \text{ mm}$ | $L_N = 3 \text{ mm}$ | $L_N = 23,5 \text{ mm}$ | $L_N = 100 \text{ mm}$ |
|------------------------|-------------------------|----------------------|-------------------------|------------------------|
| 0,54263 | 0,54262 | 0,54253 | 0,543334 | 0,54338611 |
| 0,54293 | 0,54275 | 0,54258 | 0,543340 | 0,54339201 |
| 0,54322 | 0,54287 | 0,54263 | 0,543347 | 0,54340530 |
| 0,54352 | 0,54300 | 0,54268 | 0,543353 | 0,54341563 |
| 0,54381 | 0,54313 | 0,54273 | 0,543359 | 0,54341858 |
| | 0,54326 | 0,54278 | 0,543365 | 0,54342744 |
| | 0,54339 | 0,54283 | 0,543372 | 0,54343630 |
| | 0,54351 | 0,54288 | 0,543384 | 0,54345106 |
| | 0,54364 | 0,54293 | 0,543403 | 0,54346287 |
| | 0,54377 | 0,54297 | 0,543409 | 0,54347320 |
| | | 0,54302 | 0,543453 | 0,54348649 |
| | | 0,54307 | 0,543460 | 0,54349830 |
| | | 0,54312 | 0,543472 | 0,54349978 |
| | | 0,54317 | 0,543515 | 0,54351307 |
| | | 0,54322 | 0,543522 | 0,54351602 |
| | | 0,54332 | 0,543529 | 0,54352045 |
| | | 0,54337 | 0,543548 | 0,54352193 |
| | | 0,54342 | 0,543554 | 0,54353079 |
| | | 0,54347 | 0,543573 | 0,54355146 |
| | | 0,54351 | 0,543585 | 0,54355589 |
| | | 0,54356 | 0,543598 | 0,54357657 |
| | | 0,54361 | 0,543610 | 0,54359873 |

Tablica P2.2 Rezultati umjeravanja valnih duljina REO lasera.

| Oznaka: | Valna duljina u vakuumu: |
|-----------------|--------------------------|
| λ_{543} | 0,54351602 μm |
| λ_{593} | 0,59333160 μm |
| λ_{612} | 0,61197085 μm |

Nesigurnost ovakvog umjeravanja valne duljine definirana je točnošću Edlenove jednadžbe, jer se njenim reverznim korištenjem iz izmjerene valne duljine u zraku računa valna duljina u vakuumu. Ovisno o kojoj se valnoj duljini radi, varijacija u frekvencijskom području zbog ovog utjecaja iznosi od 4,9 MHz do 5,5 MHz, pa je mjerna nesigurnost umjeravanja valnih duljina ovim postupkom procijenjena na razini $u(\lambda_{\text{REO,cal}}) = 10 \text{ MHz}$ uz $k = 1$.

Iako je ostvarena zadovoljavajuća mjerna nesigurnost, podaci o vremenskoj stabilnosti za razmatrani laser nisu poznati. Premda je i uz pretpostavku najlošijeg slučaja (godišnji frekvencijski pomak u iznosu 20 MHz) ukupna mjerna nesigurnost još uvijek dovoljna za pouzdano utvrđivanje punog broja valova metodom točnih razlomaka, ovaj laser se ne može koristiti za utvrđivanje decimalnog dijela valne duljine F . Najveći potencijal modificiranog Zeiss interferometra može se ostvariti tek korištenjem dodatnog frekvencijski stabiliziranog lasera, pri čemu ovaj laser predstavlja zadovoljavajuće prijelazno rješenje.