

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Lazerinių tyrimų centras

Giedrė Banytė

BALTOS ŠVIESOS INTERFEROMETRIJOS METODŲ, SKIRTŲ FAZĘ MODULIUOJANČIŲ
OPTINIŲ ELEMENTŲ CHARAKTERIZAVIMUI, PALYGINIMAS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės technologijos
studijų programa

Studentas

Giedrė Banytė

Leista ginti

2018–05–25

Darbo vadovas

prof. dr. Mikas Vengris

Lazerinių tyrimų centro direktorius

prof. dr. Roaldas Gadonas

Vilnius 2018

Turinys

Įvadas.....	3
1 Interferencijos sąlygos.....	5
2 Šviesos sklidimas dispersinėse terpėse.....	6
2.1 Dispersiją kompensuojantys komponentai	8
3 Grupinio vėlinimo dispersijos matavimai.....	10
3.1 Baltos šviesos Maikelsono interferometro taikymas grupinio vėlinimo dispersijos matavimams.....	10
3.2 Rezonansus skenuojančio interferometro taikymas grupinio vėlinimo dispersijos matavimams	11
3.3 Šviesos šaltinis.....	12
4 Rezonansus skenuojančio interferometro modelis	13
5 Dispersinių charakteristikų matavimas.....	17
5.1 Dispersinių charakteristikų matavimas baltos šviesos Maikelsono interferometru.....	17
5.2 Dispersinių charakteristikų matavimas rezonansus skenuojančiu interferometru.....	21
6 Rezultatai ir jų aptarimas.....	23
Pagrindiniai rezultatai ir išvados	30
Literatūra	31
Santrauka	33
Summary.....	34

Įvadas

Lazeriai yra plačiai taikomi įvairiose srityse: mokslo, pramonės, medicinos, medžiagų apdirbimui, matavimams [1]. Praėjus tik dviem dešimtmečiams po lazerio išradimo, buvo pasiektos technologinės galimybės generuoti femtosekundinius lazerio impulsus [2]. Vienas pagrindinių parametų aprašančių ultratrumpuosius impulsus yra impulso trukmė. Generuojant ultratrumpuosius impulsus viena didžiausių problemų yra dispersija [3].

Dispersiją galima apibūdinti kaip medžiagos lūžio rodiklio priklausomybę nuo spinduliuotės dažnio. Impulsui sklindant normaliaja (teigiama) dispersija pasižyminčiomis terpėmis impulsas išplinta laike, kadangi žemo dažnio komponentės juda greičiau nei aukšto dažnio komponentės. Todėl, siekiant kompensuoti optinių komponentų įnešamą dispersiją, naudojami komponentai pasižymintys anomalija (neigiama) dispersija (aukšto dažnio komponentės juda greičiau nei žemo dažnio) [4].

Impulso plitimo kompensavimui gali būti naudojamos prizmių, gardelių poros [5]. Naudojant prizmių ar gardelių poras, optiniai komponentai pastatomi taip, kad didesnio dažnio komponentėms optinis kelias būtų trumpesnis nei žemesnio dažnio komponentėms. Kitas būdas suspausti impulsą – naudoti daugiasluoksnius dielektrinius veidrodžius. Dielektriniai veidrodžiai yra specialiai suformuotos daugiasluoksnės optinės struktūros, išsiskiriančios tam tikromis spektrinėmis ir dispersinėmis charakteristikomis. Dispersiniai veidrodžiai plačiai naudojami ultrasparčiuosiuose optiniuose prietaisuose (įskaitant ir femtosekundinius lazerius), stiprintuvuose [6–8]. Dėl šių veidrodžių gamybos metu atsirandančių netikslumų, dispersinės charakteristikos skirsis nuo teorinių modelių. Šios problemos išvengti sunku, nes dispersinių charakteristikų vertės stipriai priklauso nuo dispersinį veidrodį sudarančių dielektrinių sluoksnių storių [9, 10]. Keičiant dielektrinę dangą sudarančių sluoksnių storius gaminami skirtinga dispersija pasižymintys veidrodžiai. Norint tinkamai parinkti veidrodžius, svarbu žinoti jų įnešamo grupinio vėlinimo vertes [11]. Joms įvertinti plačiame dažnių intervale gali būti naudojamas baltos šviesos Maikelsono ar rezonansus skenuojantis interferometrai. Šio darbo tikslas – palyginti baltos šviesos interferometrijos metodus, skirtus fazę moduluojančių optinių komponentų dispersinėms charakteristikoms nustatyti, ir įvertinti šių metodų tikslumus. Šiam tikslui įgyvendinti išsikelti uždaviniai:

1. Sukonstruoti baltos šviesos rezonansus skenuojantį interferometrą.
2. Išmatuoti daugiasluoksnių dielektrinių veidrodžių grupinio vėlinimo dispersiją rezonansus skenuojančiu ir baltos šviesos Maikelsono interferometrais.
3. Išmatuoti žinomos dispersijos stiklo plokštelių grupinio vėlinimo dispersiją baltos šviesos Maikelsono interferometru.

4. Palyginti žinomos dispersinės terpės grupinio vėlinimo dispersijos vertes (išmatuotas baltos šviesos Maikelsono interferometru) su teorinėmis vertėmis.
5. Įvertinti skirtingų metodų matavimo tikslumus bei paklaidas.
6. Palyginti rezonansus skenuojančio interferometro ir baltos šviesos interferometro taikymų tikslumą grupinio vėlinimo dispersijai matuoti.

1 Interferencijos sąlygos

Interferencija – dviejų ar daugiau koherentinių bangų superpozicija. Tarkime turime dvi ta pačia kryptimi sklindančias koherentes bangas:

$$E_1 = a_1 \sin(\omega t - kx_1 + \Phi), \quad (1)$$

$$E_2 = a_2 \sin(\omega t - kx_2 + \Phi). \quad (2)$$

Čia a_1, a_2 – bangų amplitudės, ω bangos kampinis dažnis, t – laiko momentas, kai stebimos bangos, x_1, x_2 – koordinatės stebimame taške, Φ – pradinė fazė, k – bangos skaičius išreiškiamas formule:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (3)$$

Kai bangos persikloja laike, stebima jų superpozicija, kurią galime užrašyti kaip atskirų bangų sumą:

$$E_{1+2} = E_1 + E_2 = a_1 \sin(\omega t - kx_1 + \Phi) + a_2 \sin(\omega t - kx_2 + \Phi). \quad (4)$$

Išraiškas pakėlus kvadratu gaunamas atstojamosios bangos amplitudės kvadratas, nusakantis intensyvumo pasiskirstymą:

$$E^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos(kx_2 - kx_1). \quad (5)$$

Iš lygybės (5) matyti, jog atstojamosios bangos energija nelygi atskirų bangų energijų sumai.

Energijos pasiskirstymas priklauso nuo atskirų bangų amplitudžių ir pradinio fazių skirtumo $\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$. Jei per stebėjimo trukmę fazių skirtumas išlieka pastovus, bangos laikomos koherentinėmis. Persiklojant šioms bangoms erdvėje stebimas interferencinis vaizdas. Stebimas vaizdas priklauso ne tik nuo pradinio fazių skirtumo, bet ir nuo bangų optinių kelių skirtumo stebimajame taške. Šis fazių skirtumas išreiškiamas lygybe:

$$\Phi = 2\pi \frac{l_1 - l_2}{\lambda} = k\Delta l. \quad (6)$$

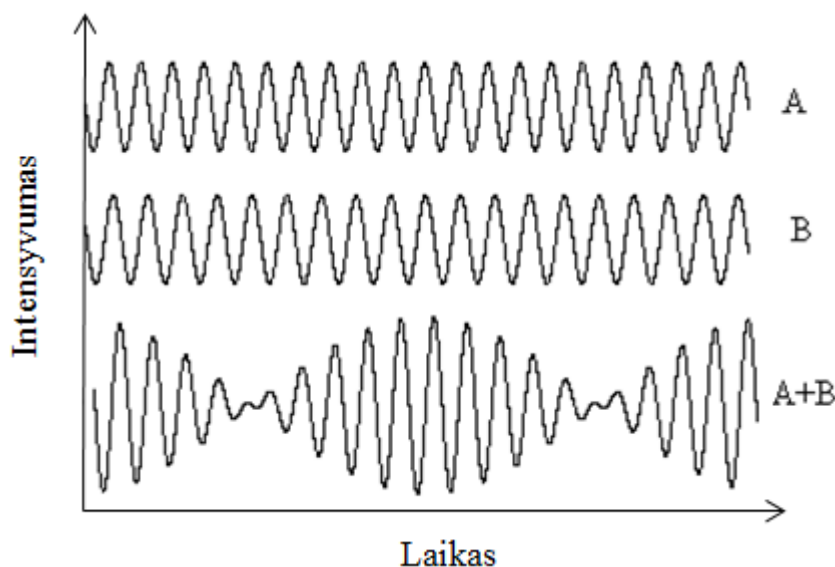
Čia l_1, l_2 – optinių kelių ilgiai, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, Δl – optinių kelių skirtumas. Kai fazių skirtumas lygus 0, fazės sutampa, optinių kelių skirtumas yra $\Delta l = m\lambda$. Bangos interferuoja konstruktyviai – stebimas didžiausias atstojamasis intensyvumas. Kai $\Delta l = (m + \frac{1}{2})\lambda$ stebima destruktivi interferencija, intensyvumo minimumas.

2 Šviesos sklidimas dispersinėse terpėse

Fazinis greitis $c/n(\omega)$ apibūdina begalinį monochromatinės bangos sklidimą. Realiomis sąlygomis toks elektromagnetinės bangos sklidimas nėra galimas. Impulso komponentės turi dažninių pasiskirstymą, todėl impulsui sklindant dielektrine terpe stebimas fazinių greičių skirstinys. Tačiau impulso sklidimą galima apibūdinti grupiniu greičiu [12]. Elektromagnetinę bangą galima apibūdinti kaip dviejų ar daugiau elektromagnetinių bangų superpoziciją. Tarkime turime dvi monochromatinės bangas, kurių poliarizacija ir amplitudė vienodos, dažnis keičiasi siaurame intervale. Šių bangų superpozicija proporcinga elektrinio lauko stipriui $E(t, z)$:

$$\begin{aligned} E(t, z) &= \cos[(\omega + \Delta\omega)t - (k + \Delta k)z] + \cos[(\omega - \Delta\omega)t - (k - \Delta k)z] = \\ &= 2 \cos(\omega t - kz) \cos \Delta\omega \left(t - \frac{\Delta k}{\Delta\omega} z \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Čia $k = n\omega/c$ – bangos skaičius. (7) lygybėje $\cos(\omega t - kz)$ apibūdina nešančiąją bangą su faziniu greičiu $v_p = \omega/k = c/n(\omega)$. Antroji kosinuso funkcija $\cos \Delta\omega \left(t - \frac{\Delta k}{\Delta\omega} z \right)$ apibūdina impulso gaubtinę. Jei $\Delta\omega$ ir Δk vertės yra mažos palyginus su ω ir k vertėmis, impulso gaubtinė palyginus su nešančiąja banga kis mažai ir judės greičiu $\Delta\omega/\Delta k$. Dviejų monochromatinių bangų superpozicija pavaizduota 1 paveikslėlyje.



1 pav. Dviejų monochromatinių skirtingo dažnio bangų superpozicija. A ir B – monochromatinės bangos. A+B jų suma. [13]

Bangų paketu galime laikyti bangų darinį, sudarytą iš dviejų ar daugiau koherentinių bangų. Tokiam paketui sklindant dispersinėse terpėse stebima fazinė moduliacija ir impulso gaubtinės kitimas. Impulsui sklindant terpe, dėl dispersijos impulso dažniniai komponentai išsifazuos, kadangi

skirtingo dažnio komponentėms fazių kitimas nėra vienodas. Pažymėję $\omega' = \omega + \Delta$ bangos vektorių $k(\omega')$ skleidžiame Teiloro eilute:

$$k(\omega') \approx k(\omega) + \frac{dk}{d\omega'} \Delta + \frac{1}{2} \frac{d^2k}{d^2\omega'} \Delta^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3k}{d^3\omega'} \Delta^3 + \dots \quad (8)$$

Čia $\frac{dk}{d\omega'} = \frac{1}{v_g}$, v_g – bangos grupinis greitis, apibrėžiamas kaip greitis, kuriuo juda bangos gaubtinė. Antrosios eilės išvestinė $\frac{d^2k}{d^2\omega'}$ – grupinio greičio dispersija. Grupinis greitis dispersinėje terpėje priklauso nuo bangos dažnio, todėl impulso dažninės komponentės yra skirtingai vėlinamos, impulsas faziškai moduluojamas.

Bangos vektorius $k(\omega)$ išreiškiamas formule:

$$k(\omega) = \frac{n(\omega) \cdot \omega}{c}. \quad (9)$$

Čia $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$, $n(\omega)$ gali būti nustatyta pasinaudojus Sellmeier formule:

$$n^2 - 1 = \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3}. \quad (10)$$

Čia $B_1, B_2, B_3, C_1, C_2, C_3$ – eksperimentiškai nustatyti tam tikrai medžiagai Sellmeier koeficientai. Galima įvertinti grupinį vėlinimą dispersinėje terpėje, jei žinomas jos storis d ir lūžio rodiklio priklausomybė nuo bangos ilgio:

$$T_g = \frac{l}{c} \left(n - \frac{dn}{d\lambda} \right). \quad (11)$$

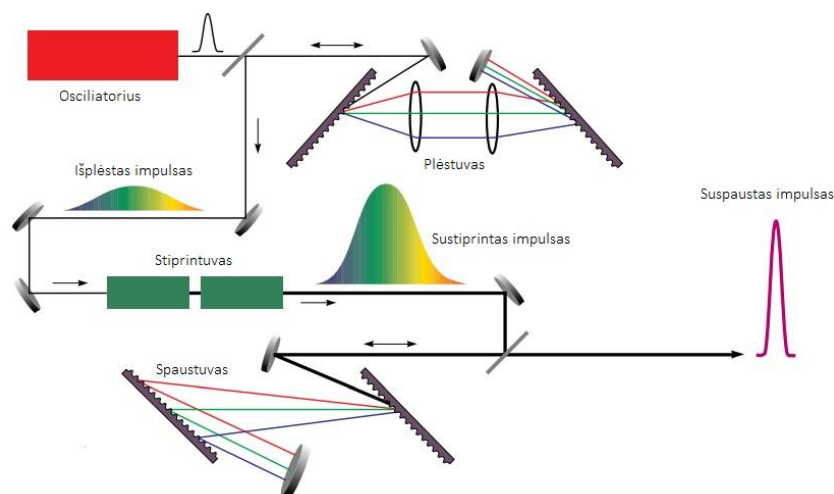
Kadangi šviesos impulsą sudaro tam tikros spektro srities dažninės komponentės, jos įgauna skirtingą vėlinimą, vadinamą grupinio vėlinimo dispersija:

$$GVD = \frac{\lambda^3 l}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}. \quad (12)$$

Grupinio vėlinimo dispersija dažniausiai matuojama ps² arba fs². Teigiamomis vertėmis apibūdinama normali dispersija, neigiamomis – anomali. Verta pažymėti, jog grupinio vėlinimo dispersija apibūdina tam tikro storio ir medžiagos optinį komponentą.

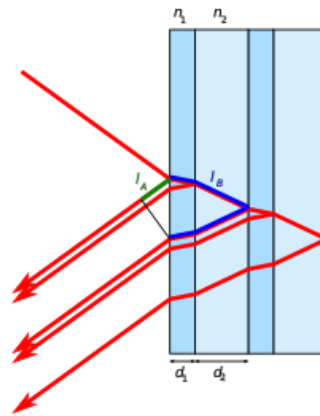
2.1 Dispersiją kompensuojantys komponentai

Kaip ir minėta anksčiau, dispersijos kompensavimas yra itin svarbus generuojant femtosekundinius impulsus [14]. Priklausomai nuo dispersinės terpės kuria sklinda impulsas dispersinių charakteristikų, impulsas gali išplisti ar būti suspaustas laike. Teigiamos dispersijos kompensavimui gali būti naudojamos prizmių, gardelių poros ar čirpuoti veidrodžiai. Dispersijos kompensavimui naudojant prizmes ar gardelių poras, sistema sudaroma taip, jog optiniai keliai mažesnio dažnio komponentėms būtų trumpesni nei didesnio dažnio. Tokių konfigūracijų optinės sistemos paprastai naudojamos formuojant galingus trumpus impulsus (žr. 2 pav.), kuomet iš oscilatoriaus išėjęs impulsas išplečiamas (optiniai keliai mažesnio dažnio komponentėms ilgesni nei didesnio dažnio komponentėms), tuomet sustiprinamas stiprintuve ir galiausiai suspaudžiamas impulsų spaustuve.



2 pav. Galingų impulsų formavimas, kai impulsas išplečiamas ir suspaudžiamas laike naudojant gardelių poras. Adaptuota iš [15].

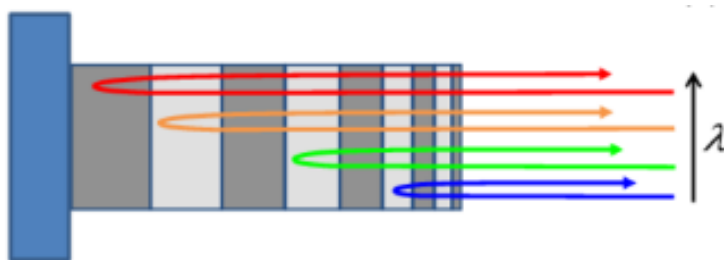
Aktyviosios terpės įnešamai teigiamai dispersijai kompensuoti paprastai naudojami čirpuoti veidrodžiai [16]. Tai specialios struktūros daugiasluoksniai dielektriniai veidrodžiai, padengti skirtingo lūžio rodiklio medžiagų sluoksniais. Dažniausiai gaminami $\frac{\lambda}{4}$ struktūros veidrodžiai t.y. kiekvieno sluoksnio optinis storis d lygus ketvirčiui bangos ilgio [17]. Čirpuotų veidrodžių veikimas pagrįstas tuo, jog skirtingo dažnio komponentės konstruktyviai interferuoja atsispindėjusios nuo skirtingame gylyje esančių dielektrinių sluoksnių. Koherentinių šviesos pluoštų, atsispindėjusių nuo skirtingų dielektrinių sluoksnių interferencija pavaizduota 3 paveikslėlyje.



3 pav. Šviesos pluoštų interferencija atsispindėjus pluoštams nuo skirtingų dielektrinių sluoksnių.

Nuo pirmojo ir antrojo sluoksnių atsispindinčios bangos bus vienodų fazių. Atsispindėjusiai nuo pirmojo paviršiaus bangai fazės poslinkis bus lygus π , o nuo antrojo paviršiaus – π . Todėl atsiranda bangų eigos skirtumas, tenkinantis konstruktyvios interferencijos sąlygas.

Atspindžio koeficientas tokiems veidrodžiams bus didelis tik tam tikrame bangos ilgių diapazone, artimame λ . Kuo atspindžio koeficientas mažesnis, tuo giliau bangos gali prasiskverbti per dangų sluoksnius, taip sukeldamos dispersiją. Esant mažam atspindžio koeficientui, bangos gali įsiskverbti giliau ir būti atspindimos nuo gilesnio sluoksniu, taip sukeldamos didesnę dispersiją. Norint efektyviai panaudoti tokius veidrodžius dispersijos kompensavimui, dielektrinių dangų storiai nėra vienodi, dažniausiai arčiau padėklo esančios dangos yra storesnės. Todėl skirtingo dažnio komponentės konstruktyviai interferuos skirtingame gylyje (žr. 4 pav.). Mažesnio dažnio bangos įsiskverbia giliau, nei aukšto dažnio bangos. Matyti, jog skirtingo dažnio bangos nueina skirtingą kelią medžiagoje. Naudojant tokius veidrodžius įnešama neigiama dispersija.



4 pav. Dispersiją kompensuojantis dielektrinis veidrodis [18].

3 Grupinio vėlinimo dispersijos matavimai

Femtosekundinėse lazerinėse sistemose generuojamo impulso trukmė stipriai priklauso nuo optinių komponentų įnešamo grupinio vėlinimo. Kadangi visose sistemose naudojami dielektriniai veidrodžiai, svarbu žinoti tikslias šių veidrodžių dispersines charakteristikas [11]. Šviesa atsispindėjusi nuo dielektrinių veidrodžių moduliuoja signalo fazę, atsiranda grupinis vėlinimas.

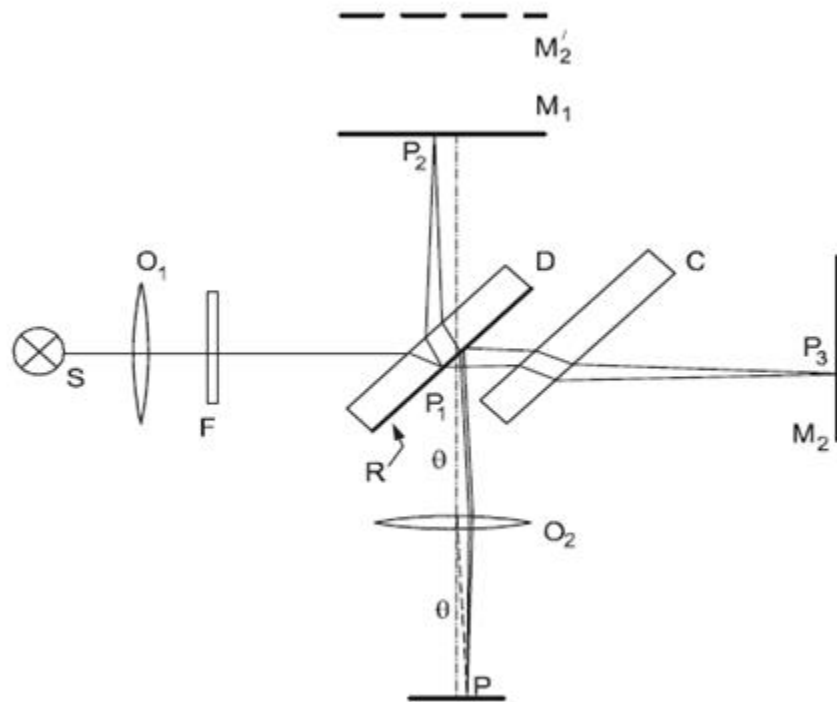
Dažniausiai naudojamas baltos šviesos interferometras fazę moduliuojančių elementų dispersinėms charakteristikoms matuoti yra baltos šviesos Maikelsono interferometras [19] (plačiau 3.1 skyrelyje). Šiuo metodu tiriant dispersines terpes galima tiksliai įvertinti dispersines optinių komponentų charakteristikas. Tačiau tokio interferometro suderinimas yra sudėtingas, interferometras yra itin jautrus vibracijoms.

Kitas baltos šviesos interferometras fazę moduliuojančių elementų dispersinėms charakteristikoms matuoti yra pagrįstas Fabry-Pero interferometru (plačiau 3.2 skyrelyje). Siekiant įvertinti grupinį vėlinimą svarbu, kad matavimo metu veidrodžiai būtų lygiagretūs vienas kitam ir sistema matavimo metu patirtų kuo mažiau išorinių trikdžių. Toks interferometras pasižymi kompaktiškumu ir paprastumu, palyginus su Maikelsono interferometru.

3.1 Baltos šviesos Maikelsono interferometro taikymas grupinio vėlinimo dispersijos matavimams

Baltos šviesos interferometrijoje dažniausiai naudojamas Maikelsono interferometras. Principinė interferometro schema pavaizduota 5 paveikslėlyje. Šviesos šaltinio S išspinduliuotas pluoštas kolimuojamas lęšiu O_1 . Per filtrą F praėjęs pluoštas patenka ant pastatyto spinduliuotės daliklio. Šviesos pluoštas padalinamas į dvi šakas. Spinduliuotė praėjusi pluošto daliklį praeina kompensuojančią plokštelę (pastatytą lygiagrečiai pluošto dalikliui) ir yra atspindima veidrodžio M_2 . Nuo M_2 atsispindėjusi spinduliuotė dar kartą praeina kompensuojančią plokštelę ir yra atspindima pluošto daliklio. Spinduliuotė atsispindėjusi nuo pluošto daliklio atspindima M_1 veidrodžiu. M_1 veidrodis įtaisytas ant mechaninio staliuko. Todėl atstumą nuo veidrodžio M_1 iki pluošto daliklio galima keisti. Atspindėta šviesa praeina pluošto daliklį. Abi išskaidyto pluošto šakos objektyvu O_2 atvaizduojamos plokštumoje P, stebima interferencija.

Kompensuojančios plokštelės C storis lygus pluošto daliklio storiui. Taip pat, abu išskaidytos šviesos pluoštai pereina per stiklą tris kartus, todėl optinių kelių skirtumas abiem atšakoms priklauso tik nuo veidrodžių M_1 ir M_2 padėčių.



5 pav. Principinė Maikelsono interferometro schema [20].

Baltos šviesos interferometrai naudojami chromatinės dispersijos bei atstumo matavimams. Atstumo matavimams P plokštumoje pastatomi diodai ar spektrometras. Esant skirtingoms M_1 veidrodžio padėtimis registruojama interferograma.

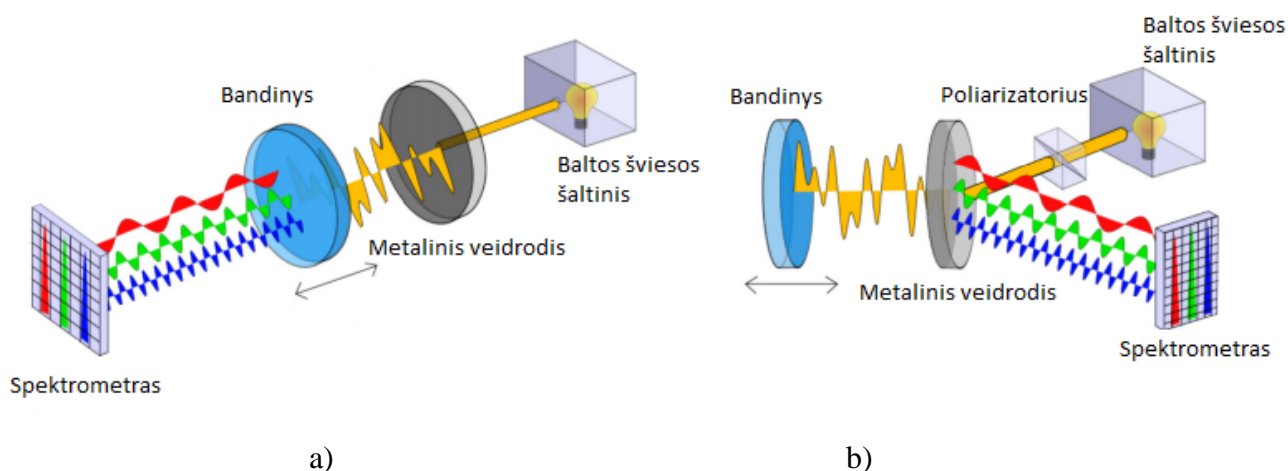
Dispersijos matavimams atlikti, dispersinis elementas įstatomas į vieną iš už pluošto daliklio esančių šakų. Detektorius esantis P plokštumoje, registruoja interferogramą. Esant didelei grupinio vėlinimo dispersijai registruojama interferograma platėja. Apdorojus šiuos signalus galima įvertinti grupinį vėlinimą (GV) ir grupinio vėlinimo dispersiją (GVD) (plačiau 5.1 skyrelyje).

3.2 Rezonansus skenuojančio interferometro taikymas grupinio vėlinimo dispersijos matavimams

Kitas grupinio vėlinimo dispersijos matavimo metodas yra paremtas interferencijos rezonansinių smailių padėties nustatymu esant skirtingam atstumui tarp tiriamojo ir atraminių veidrodžių [21]. Toks interferometras vadinamas rezonansus skenuojančiu interferometru (angl. *Resonance Scanning Interferometer*). Balta šviesa patenka į Fabry – Pero interferometrą, kurį sudaro du lygiagrečiai vienas kitam pastatyti veidrodžių, atskirtų atstumu d_s . Atstumas tarp veidrodžių gali būti keičiamas judinant vieną iš veidrodžių. Šviesa patenka į rezonatorių pro pirmąjį (metalinį, dalinai pralaidų veidrodį) ir yra atspindima antrojo veidrodžio, ir vėl atspindima pirmojo veidrodžio. Šviesa išeina iš rezonatoriaus, tik kai yra tenkinama rezonanso sąlyga, kuri bus aptarta

vėliau. Atraminis veidrodis yra metalinis, todėl laikysime, kad jis neįneša dispersijos. Kitas veidrodis yra tiriamasis veidrodis. Balta šviesa, patekusi į tokį rezonatorių, atsispindi nuo veidrodžių ir išėjusi iš rezonatoriaus interferuoja. Spektrometru registruojamos interferogramos esant skirtingam atstumui tarp tiriamojo ir metalinio veidrodžių. Gali būti registruojami tiek atspindžio, tiek pralaidumo spektrai. Principinės pralaidumo ir atspindžio interferometrų schemas pavaizduotos 6 paveikslėlyje.

Siekiant įvertinti tiriamojo veidrodžio grupinio vėlinimo ir grupinio vėlinimo dispersijos vertes nereikia žinoti tikslaus atstumo tarp veidrodžių. Tam itin svarbu veidrodžių lygiagretumas bei sistemos stabilumas matavimų metu.



6 pav. Rezonansus skenuojantis interferometras matuojantis a) pralaidumo b) atspindžio spektrus.

Adaptuota iš [21].

3.3 Šviesos šaltinis

Baltos šviesos interferometruose, kaip šviesos šaltiniai dažnai naudojamos kaitrinės lemputės. Jos pasižymi plačiu spektriniu pločiu, ne mažesniu nei 100 nm, todėl galima stebėti interferenciją plačiame bangos ilgių diapazone [22]. Atstumas, kuriame dvi bangos išlieka koherentinės, vadinamas koherentiškumo ilgiu. Koherentiškumo ilgio L_c priklausomybę nuo bangos ilgio aprašo formulė:

$$L_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \quad (13)$$

Čia λ – centrinis bangos ilgis, $\Delta\lambda$ – šviesos šaltinio spektrinis plotis. Iš formulės (13) matyti, jog esant plačiam spektriniam pločiui, koherentiškumo ilgis trumpas. Todėl balta šviesa, dėl trumpo koherentiškumo ilgio interferuoja siauroje erdvės srityje, apsunkindama interferometro justiravimo procesą.

4 Rezonansus skenuojančio interferometro modelis

Rezonansus skenuojančio interferometro sistemos pralaidumas T , kai registruojamas pralaidumo spektras (į sugertį neatsižvelgiama) gali būti įvertintas formule:

$$T = \frac{T_m T_b}{[1 - (R_m R_b)^{1/2}]^2} \left[1 + \frac{4(R_m R_b)^{1/2}}{[1 - (R_m R_b)^{1/2}]^2} \sin^2 \left(\frac{\varphi_m + \varphi}{2} - \delta \right) \right]^{-1}, \quad (14)$$

čia T_m – metalinio veidrodžio pralaidumas, T_b – tiriamojo veidrodžio pralaidumas, R_m – metalinio veidrodžio atspindžio koeficientas, R_b – tiriamojo veidrodžio atspindžio koeficientas, φ_m, φ – faziniai poslinkiai atsiradę atsispindėjus šviesai, δ – fazinis poslinkis atsiradęs šviesai sklindant terpe. Šį fazinį poslinkį galime išreikšti lygybe:

$$\delta = \omega d_s n_s \cos \theta_s / c. \quad (15)$$

Čia n_s – terpės tarp veidrodžių lūžio rodiklis, d_s – atstumas tarp tiriamojo ir metalinio veidrodžių, θ_s – spinduliuotės kritimo kampas, ω – kampinis dažnis, c – šviesos greitis.

Registruojamos interferogramos smailės bus stebimos, kai tenkinama rezonanso sąlyga:

$$\left(\frac{\varphi_m + \varphi}{2} - \delta \right) = \pi k, \quad k = 1, 2, 3 \dots \quad (16)$$

Čia k – rezonanso eilės skaičius.

Tarkime turime dvi rezonansines smailes ties ω_j ir ω_{j+1} kampiniais dažniais. Fazinį poslinkį, kai šviesa atspindima nuo tiriamojo veidrodžio galime išreikšti lygybe:

$$\Delta\varphi_j \equiv \varphi_{j+1} - \varphi_j = \frac{2d_s n_s \cos \theta_s}{c} (\omega_{j+1} - \omega_j) - 2\pi. \quad (17)$$

Pasinaudojame lygtimi $GV(\omega) = -d\varphi/d\omega$ gauname:

$$\langle GV \rangle_j = \frac{2d_s n_s \cos \theta_s}{c} + \frac{2\pi}{\Delta\omega_j}. \quad (18)$$

Čia $\Delta\omega_j = \omega_{j+1} - \omega_j$. Kur $\langle GV \rangle_j$ žymi vidutinę grupinio vėlinimo vertę intervale $\omega \in [\omega_j, \omega_{j+1}]$. Tikslų atstumą tarp veidrodžių nustatyti sunku [21], todėl siekiant išvengti neatitikimų dėl netikslaus atstumo nustatymo, galime įvertinti grupinio vėlinimo vidurkių skirtumą dvejuose gretimuose dažnio intervaluose $\omega \in [\omega_j, \omega_{j+1}]$ ir $\omega \in [\omega_{j+1}, \omega_{j+2}]$:

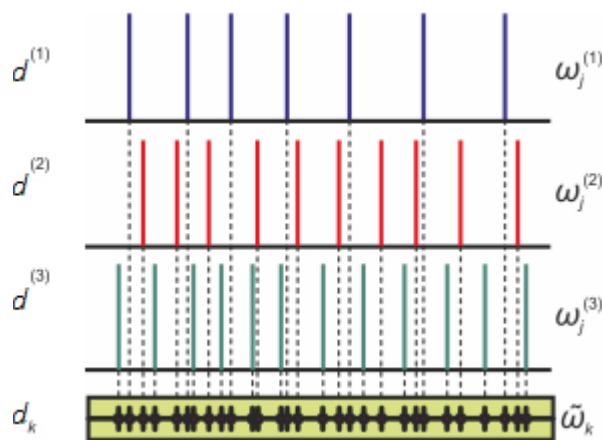
$$\langle GV \rangle_{j+1} - \langle GV \rangle_j = 2\pi \left(\frac{1}{\Delta\omega_{j+1}} - \frac{1}{\Delta\omega_j} \right). \quad (19)$$

Kadangi grupinio vėlinimo dispersija yra skaičiuojama kaip grupinio vėlinimo išvestinė pagal kampinį dažnį, galime parinkti pradinę sąlygą $\langle GV \rangle_1 = 0$, tada lygybę (19) galime perrašyti:

$$\langle GV \rangle_j = 2\pi \left(\frac{1}{\Delta\omega_1} - \frac{1}{\Delta\omega_j} \right). \quad (20)$$

Jei atstumas tarp dviejų gretimų rezonansinių smailių yra mažas, vidutinė grupinio vėlinimo vertė $\langle GV \rangle_j$ gali būti laikoma grupinio vėlinimo dažnine priklausomybe $GV(\omega)$.

Kampinio dažnio vertės ω_j priklauso nuo rezonansinių smailių padėčių. Didinant atstumą tarp veidrodžių galima pasiekti itin tankų rezonansinių smailių pasiskirstymą, tačiau tuo pat metu mažėja registruojamo signalo amplitudė, todėl sunku išskirti signalą iš triukšmo. Kai signalo amplitudė yra pakankama tiksliai rezonansinių smailių pozicijos nustatymui, atstumai tarp šių smailių yra pakankamai dideli. Todėl negalima įvertinti grupinio vėlinimo ir grupinio vėlinimo dispersijos su didesne nei nanometrų eilės skyra [21]. Siekiant padidinti raišką, atliekama eilė matavimų esant skirtingiems atstumams d tarp veidrodžių. Taip gaunama suminė interferograma, turinti tankų rezonansinių smailių pasiskirstymą (žr. 7 pav.).



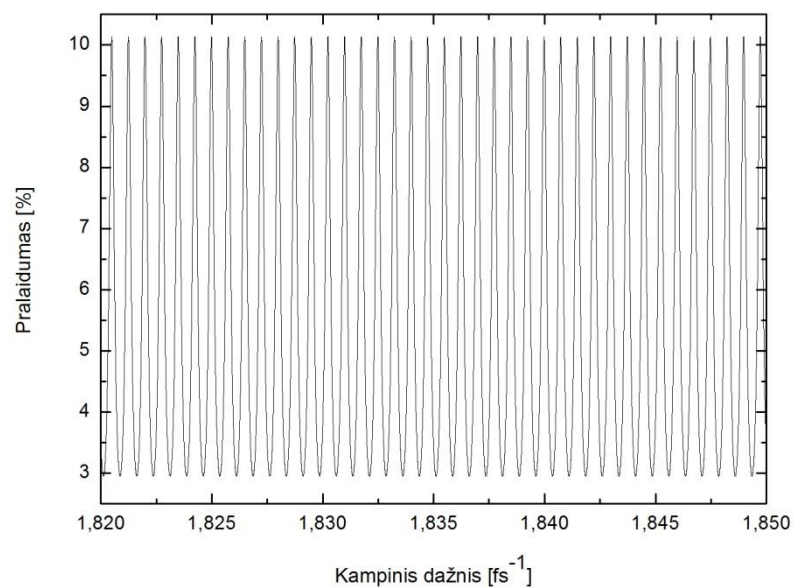
7 pav. Registruojamos interferogramos esant skirtingiems atstumams tarp veidrodžių ir suminė interferograma [21].

Įvertinkime tokio modelio veikimo tikslumą. Laikysime, jog sugerties nėra ir veidrodžio pralaidumo koeficientas T_v ir atspindžio R_v koeficientas susieti lygtimi $T_v + R_v = 1$. Sistemą charakterizuojančių parametrų vertės pavaizduotos 1 lentelėje.

1 lentelė. Rezonansus skenuojančio interferometro 1 modelio parametrai.

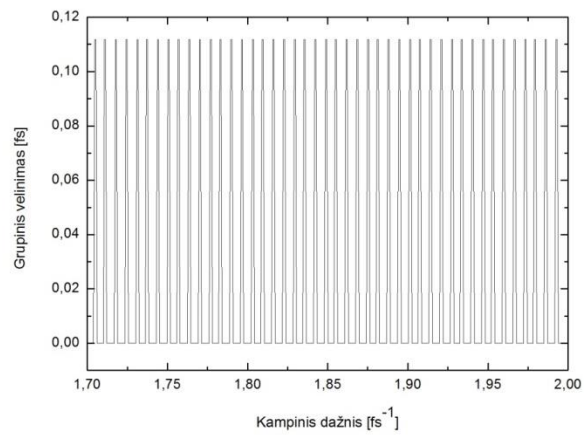
T_m	0,8
R_m	0,2
T_b	0,04
R_b	0,96
d_s	200 μm
n_s	1

Laikysime, jog faziniai poslinkiai φ_m, φ atsiradę atsispindėjus šviesai nuo veidrodžių yra lygūs 0, t.y. tokie veidrodžiai nemoduliuoja šviesos fazės. Tokios sistemos pralaidumas pavaizduotas 8 paveikslėlyje.

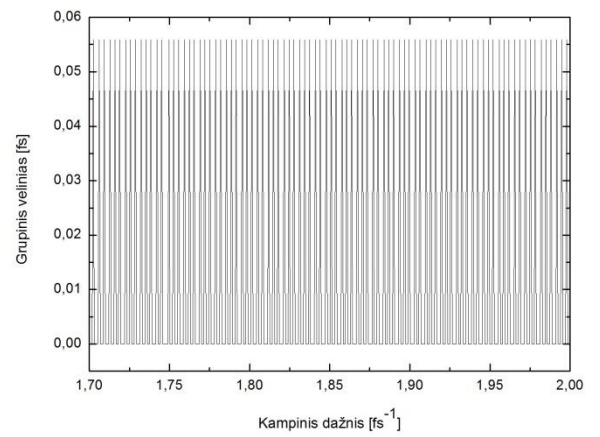


8 pav. Rezonansus skenuojančio interferometro pralaidumo priklausomybė nuo kampinio dažnio.

Nustatę rezonansinių smailių kampinius dažnius, galime įvertinti grupinį vėlinimą pagal (20) formulę. Tokio interferometro grupinio vėlinimo priklausomybė nuo kampinio dažnio pavaizduota 9 a) paveikslėlyje. Matyti, jog grupinio vėlinimo vertės yra artimos 0, tačiau atsiranda iki 0,11 fs paklaida. Sumažinus kampinio dažnio kitimo žingsnį nuo $1 \times 10^{-8} \text{ fs}^{-1}$ iki $5 \times 10^{-9} \text{ fs}^{-1}$ šios paklaidos sumažėja (žr. 9 b) pav.). Todėl yra itin svarbu kuo tiksliau nustatyti rezonansinių smailių padėtis, kadangi tai daro įtaką grupinio greičio skaičiavimams. Siekdami kuo tiksliau suskaičiuoti grupinį vėlinimą, šias paklaidas galime sumažinti aproksimuojant grupinio vėlinimo kreives polinomu.



a)



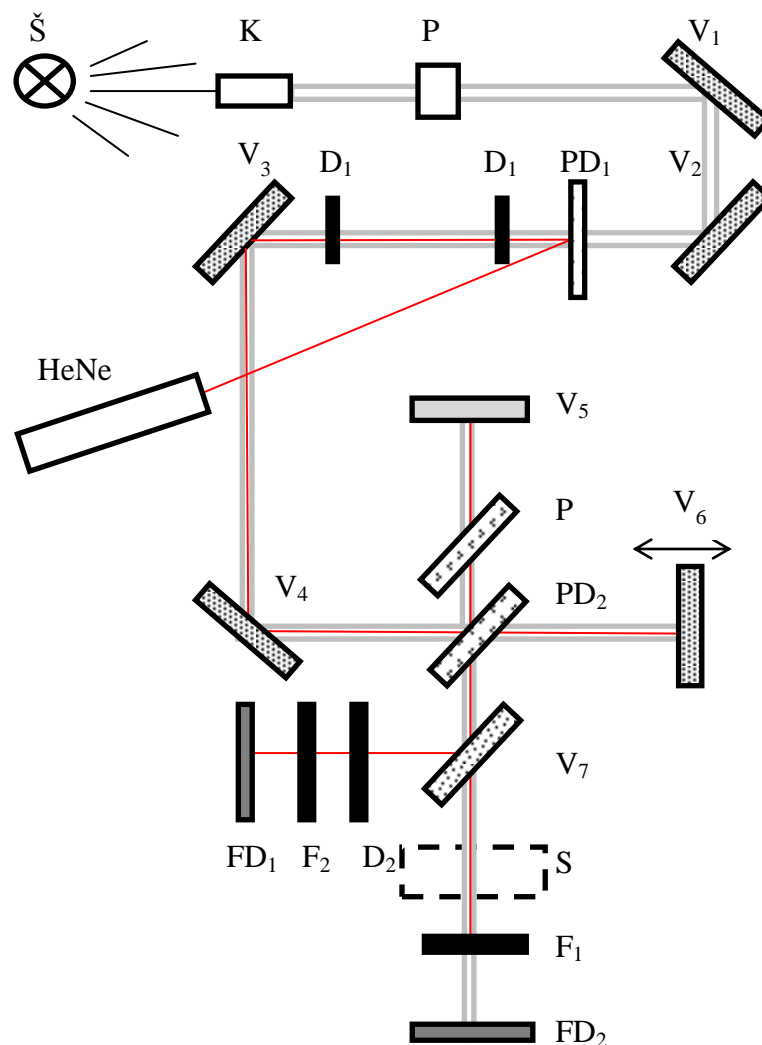
b)

9 pav. Grupinio vėlinimo priklausomybė nuo kampinio dažnio, kai a) kampinio dažnio kitimo žingsnis $1 \times 10^{-8} \text{ fs}^{-1}$, b) $5 \times 10^{-9} \text{ fs}^{-1}$

5 Dispersinių charakteristikų matavimas

5.1 Dispersinių charakteristikų matavimas baltos šviesos Maikelsono interferometru

Siekiant charakterizuoti dispersines terpes matavimams atlikti naudotas baltos šviesos interferometras (išskyrus šviesos šaltinius), patalpintas po organinio stiklo gaubtu. Jo principinė schema pavaizduota 10 pav. Toks interferometras iš esmės yra Maikelsono interferometro modifikacija. Baltos šviesos šaltinis \check{S} – kaitrinė lemputė. Balta šviesa, kolimuojama objektyvu K praeina poliarizatorių P ir atsispindėjusi nuo metalinių veidrodžių V_1 , V_2 , krenta statmenai į pluošto daliklį PD_1 . Pluoštas apribojamas diafragmos D_1 . Šią diafragmą galima pastatyti šalia pluošto daliklio PD_1 arba prieš veidrodį V_3 . Ji naudojama kaip pagalbinė priemonė helio – neono ($\lambda=633$ nm, toliau – HeNe) lazerio pluošto ir baltos šviesos pluoštų lygiagrečiam išstatymui. Baltos šviesos pluoštas atspindėtas nuo metalinių veidrodžių V_3 , V_4 , pluošto daliklio PD_2 padalinamas į du pluoštus.

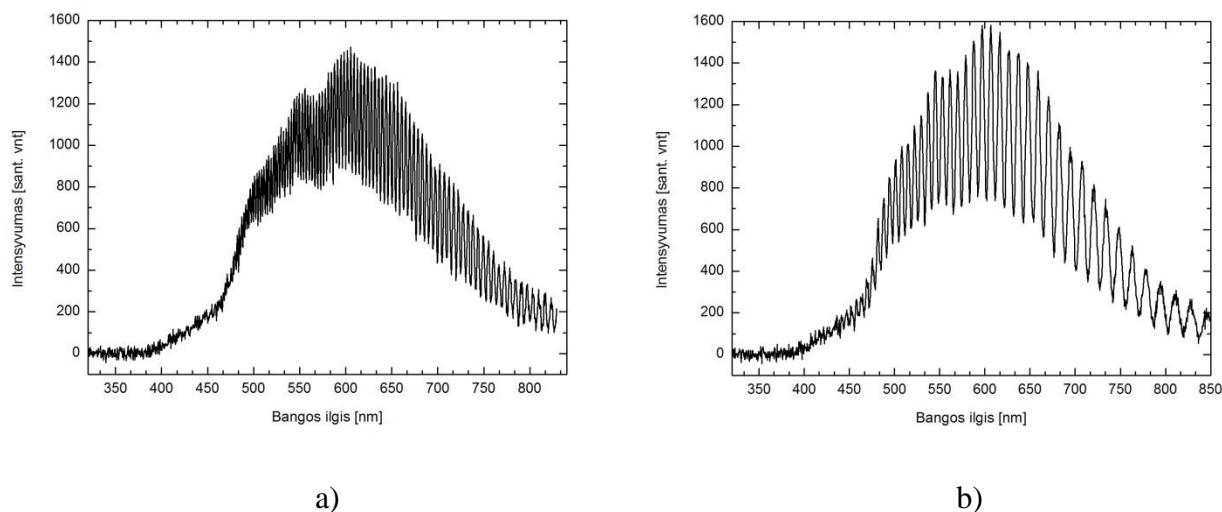


10 pav. Baltos šviesos interferometro principinė schema

Viena padalinto pluošto atšaka atspindima veidrodžio V_6 . Šis veidrodis įtvirtintas ant pjezoelektrinio staliuko. Kita padalinto šviesos pluošto atšaka atspindima veidrodžio V_5 . Baltos šviesos pluoštas už pluošto daliklio PD_2 suvedamas į vieną pluoštą. Balta šviesa praeina veidrodį V_7 , kuris atspindi HeNe spinduliuotę. Filtras F_1 nufiltruoja likusią HeNe spinduliuotę.

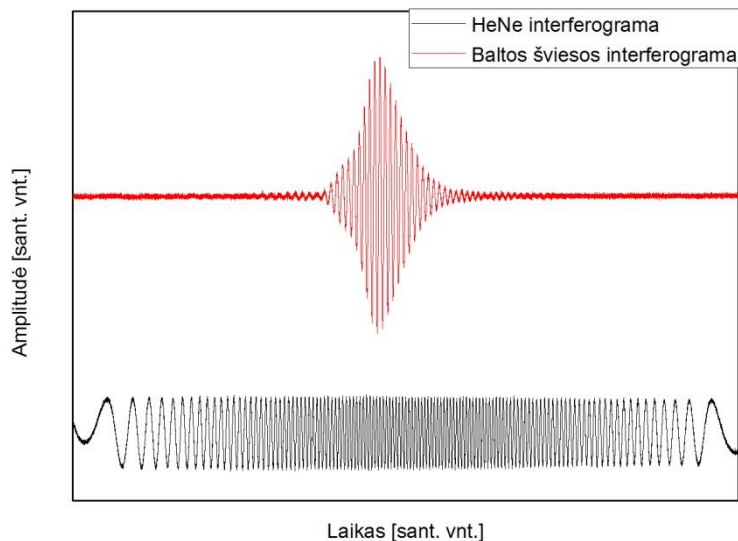
Baltos šviesos spektras registruojamas fotodiodu FD_2 . HeNe lazerio spinduliuotė naudojama baltos šviesos pluoštų tiksliam suvedimui erdvėje. Dalis HeNe pluošto krentančio ant pluošto daliklio PD_1 atspindima. Atspindėto pluošto kelias sutampa su baltos šviesos pluošto keliu iki veidrodžio V_7 . HeNe spinduliuotė atspindima veidrodžio V_7 . Pluoštas praeina diafragmą D_2 , filtrą F_2 ir krenta į fotodiodą FD_1 . Fotodiodu registruojama HeNe interferograma.

Dėl trumpo baltos šviesos koherentiškumo ilgio, baltos šviesos interferenciją pastebėti sunku, kadangi reikia itin tiksliai suvesti pluoštus laike. Todėl naudojamas HeNe lazeris. Diafragmą pastačius prie PD_1 , o po to prie V_3 , pluoštas išstatomas taip, kad eitų per diafragmos D_1 centrą. Taip HeNe pluoštas išstatomas lygiagrečiai stalo. Justiruojant veidrodį V_5 tiek HeNe, tiek baltos šviesos pluoštai už pluošto daliklio PD_2 suvedami į vieną, stebima HeNe pluoštų interferencija. Tuomet lazerio spinduliuotė užblokuojama į jos optinį kelią pastačius kliūtį. Už veidrodžio V_7 pastatomas „BWTEK QuestTM X BRC112P–V“ spektrometras S . Spektrometru registruojamas baltos šviesos spektras. Kadangi baltos šviesos interferencijai stebėti reikia suvesti pluoštus ne tik erdvėje, bet ir laike, veidrodis V_6 ranka derinamu poslinkio staliuku pritraukiamas arba atitolinamas nuo pluošto daliklio. Esant optinių kelių skirtumui interferencija visai nestebima arba interferuoja mažiau baltos šviesos dažninių komponentių (žr. 11 pav. a)). Kai artėjama prie 0 vėlinimo, matyti, jog interferuoja vis daugiau dažninių komponentių (žr. 11 pav. b)). V_6 veidrodis pastatomas taip, kad interferuotų kuo daugiau baltos šviesos dažninių komponentių.



11 pav. Spektrometru registruojami baltos šviesos spektrai esant skirtingam optinių kelių skirtumui. Tuomet spektrometras ir kliūtis, blokuojanti HeNe pluoštą, patraukiami.

Veidrodžio V_6 padėtis valdoma kompiuteriu, veidrodžio pozicija keičiama $100 \mu\text{m}$ atstumu. Oscilografu stebimos HeNe ir baltos šviesos interferencijos kitimas laike. Registruojamas signalo forma pavaizduota 12 paveikslėlyje.



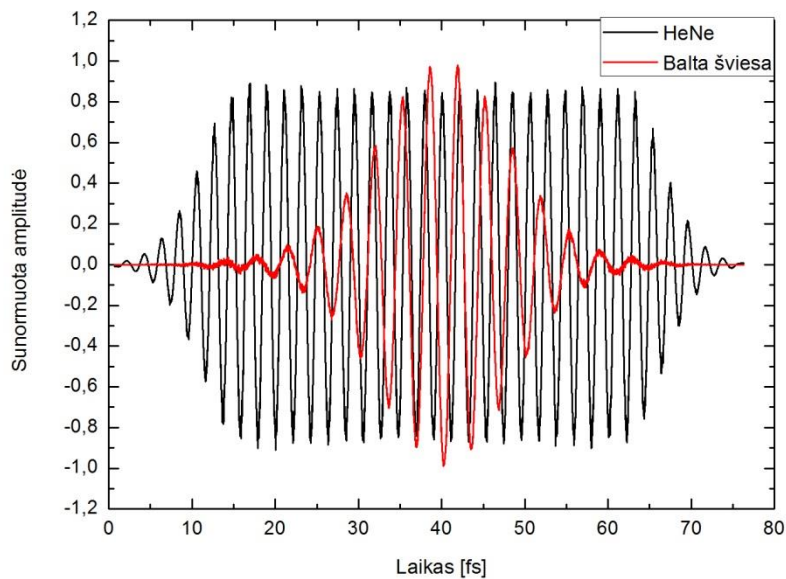
12 pav. Fotodiodų registruojamo signalo kitimas laike, kompiuteriu judinant atraminį V_6 veidrodį.

12 pav. iš HeNe registruojamo signalo matyti, jog judinant veidrodį registruojamo signalo amplitudės kitimas laike nėra vienodas. Pjezoelektrinis staliukas turi įgreitėjimo ir lėtėjimo zonas. Siekiant užregistruoti visą baltos šviesos interferogramą, staliuko varžtas švelniai pasukamas taip, kad registruojamas baltos šviesos interferencijos signalas nesutaptų su staliuko įgreitėjimo ir lėtėjimo zonomis, būtų matoma visa interferograma.

Kadangi staliuko skenavimo greitis kinta laike, prieš tolimesnį duomenų apdorojimą, atliekama duomenų korekcija. Remiantis HeNe signalu, nustatomos tikslios baltos šviesos signalo taškų pozicijos laike [23]. Taip pat, signalo kraštai užslopinami, siekiant išvengti netikslaus signalų apdorojimo. Taip apdoroti signalai pavaizduoti 13 paveikslėlyje. Registruojamo signalo intensyvumas yra proporcingas [19]:

$$I(\Delta z) \propto \text{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) |r_{at}| |r_t| \exp[i\varphi_t(\omega) - i\varphi_{at}(\omega)] \exp\left(i\frac{\omega}{c}\Delta z\right) d\omega \right\}. \quad (21)$$

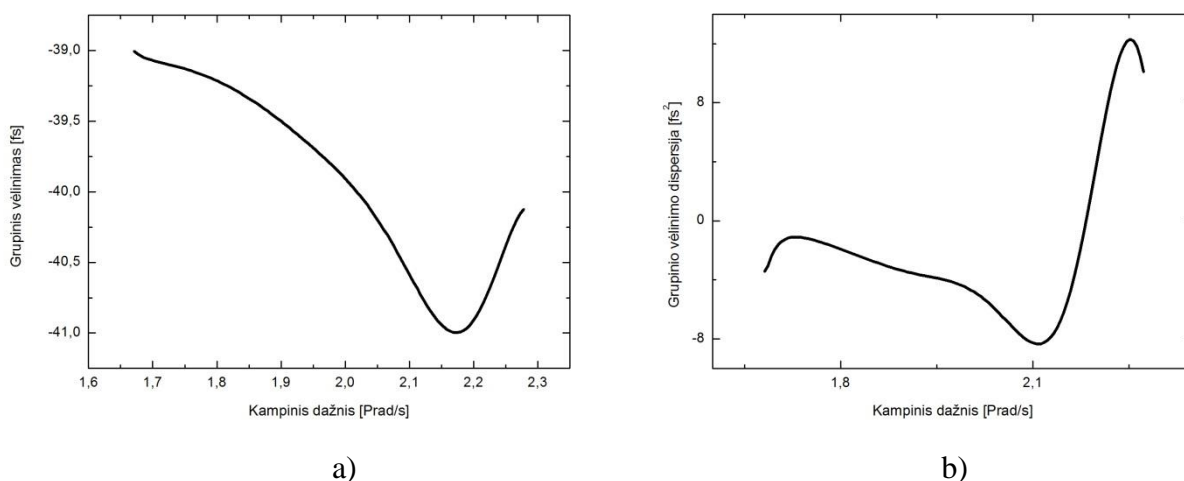
Čia $S(\omega)$ – galios tankis, Δz – atraminės ir tiriamosios šakų ilgių skirtumas, φ_t – fazės pokytis atsiradęs šviesai sklindant tiriamąja šaka, φ_{at} – fazės pokytis atsiradęs šviesai sklindant atramine šaka, $|r_{at}|$ - kompleksinis atspindžio koeficientas atraminėje šakoje, $|r_t|$ - kompleksinis atspindžio koeficientas tiriamojoje šakoje. Iš (21) lygties matyti, jog pradinė baltos šviesos signalo fazė neturi



13 pav. HeNe ir baltos šviesos signalų laikinė pozicijos korekcija

įtakos registruojamai interferogramai, todėl faziniai pokyčiai pasireiškiantys prieš ir po Maikelsono interferometro taip pat neturi įtakos registruojamai interferogramai. Kadangi veidrodis V_6 yra metalinis, fazės pokytis atsiradęs šviesai sklindant atramine šaka lygus 0. Todėl registruojamo signalo fazės pokytis atsiranda dėl charakterizuojamo veidrodžio V_5 įnešamo fazės pokyčio.

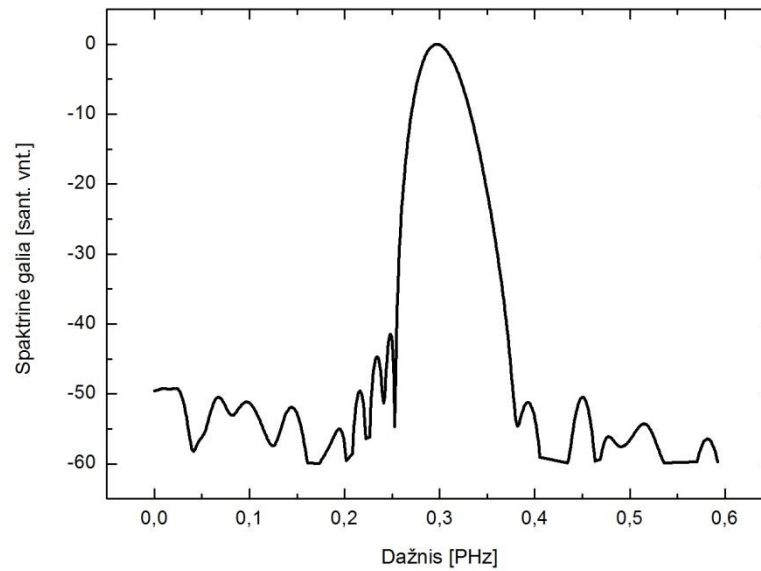
Atliekama signalų greitoji Furje transformacija ir randama fazinė ir dažninė informacija. Kadangi $GV(\omega) = d\phi/d\omega$, o $GVD(\omega) = dGV/d\omega$, galime rasti tiek grupinio vėlinimo (žr. 14 pav. a)), tiek grupinio vėlinimo dispersijos vertes esant skirtingiems dažniams (žr. 14 pav. b)).



14 pav. a) Grupinio greičio ir b) grupinio greičio dispersijos priklausomybės nuo kampinio dažnio

Taip randamos $GVD(\lambda)$ priklausomybės, kurios vidurkinamos pagal bangos ilgį. Su kiekvienu bandiniu atliekama tiek matavimų, kad realiu laiku stebimų $GVD(\lambda)$ priklausomybių vidurkis nekistų laike.

Svarbu pažymėti, jog fazinė išvestinė turi prasmę tik tame dažnių intervale, kuriame spektrinė galia yra pakankamai didelė. Galios spektro priklausomybė nuo kampinio dažnio pavaizduota 15 paveikslėlyje.

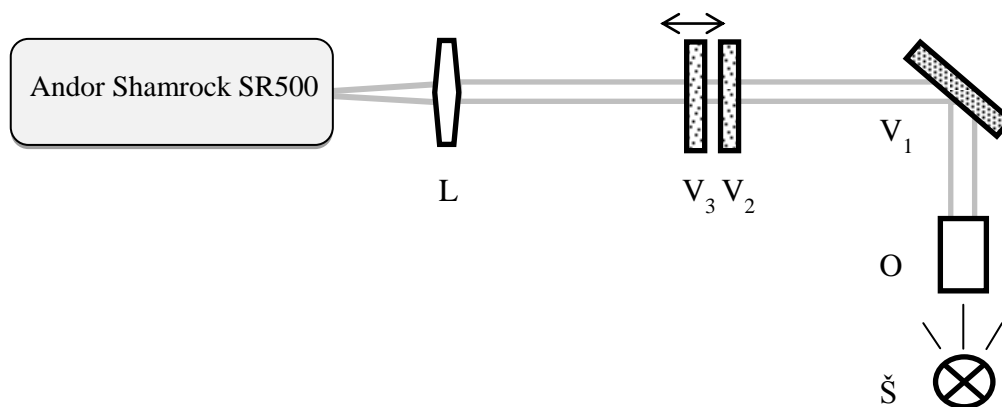


15 pav. Spektrinės galios priklausomybė nuo dažnio

Šiame darbe buvo atlikti matavimai V_5 veidrodžio vietoje įdėjus skirtingas dispersines charakteristikas turinčius veidrodžius. Taip pat, atlikti žinomos dispersijos SF10 stiklų grupinio vėlinimo dispersijos matavimai.

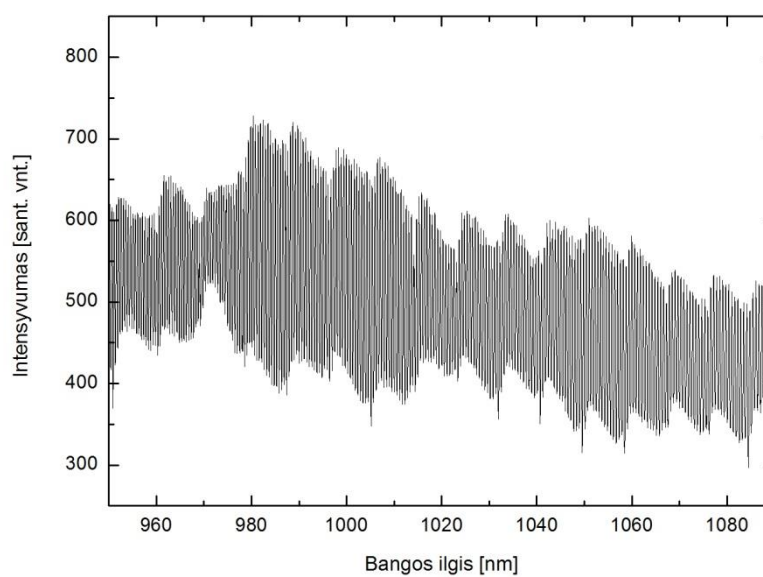
5.2 Dispersinių charakteristikų matavimas rezonansus skenuojančiu interferometru

Antrojo eksperimento principinė schema pavaizduota 16 paveikslėlyje. Kaitrinės lempos šviesa sukolimuojama objektyvu O ir yra atspindima metalinio veidrodžio V_1 . Spinduliuotė praeina veidrodį V_2 ir patenka į rezonatorių kurį sudaro veidrodis V_2 ir tiriamasis veidrodis V_3 . Veidrodis V_3 įtvirtintas ant poslinkio staliuko. Šviesa išėjusi iš rezonatoriaus fokusuojama ant spektrografo („Andor Shamrock SR500“) įėjimo plyšio. Spektrografu registruojamos baltos šviesos interferogramos esant skirtingoms veidrodžio V_3 pozicijoms. Matavimai atlikti su gardele turinčia 1200 režių milimetre, integruojant vieną spektrą 0,13 s ir vidurkinant 30 spektrų. Eksperimento metu tirti 2 skirtingomis dispersinėmis charakteristikomis pasižymintys veidrodžiai.



16 pav. Rezonansus skenuojančio interferometro principinė schema

Tyrimo metu užregistruotos interferogramos esant skirtingoms veidrodžio V_3 pozicijoms. Registruojama interferograma pavaizduota 17 paveikslėlyje.

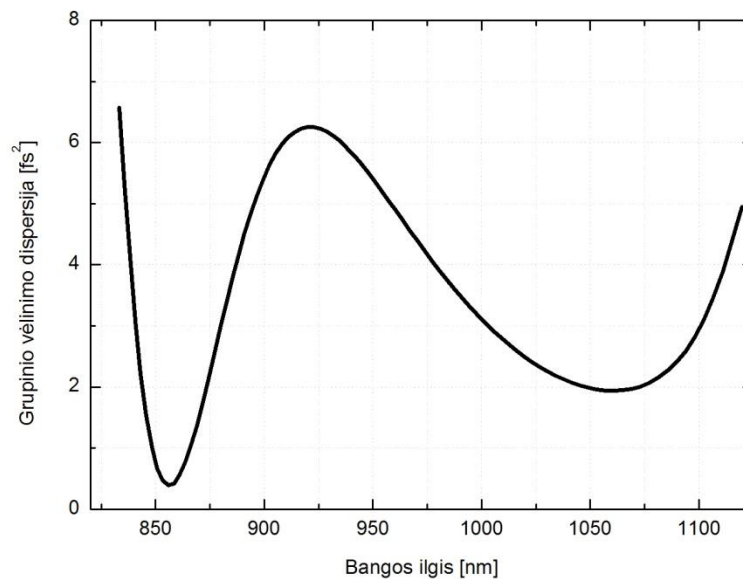


17 pav. Spektrografo registruojama interferograma

Matavimai atlikti 950 – 1090 nm bangos ilgių srityje. Spektrai apdorojami pagal 4 skyrelyje aprašytą metodiką.

6 Rezultatai ir jų aptarimas

Prieš atliekant matavimus baltos šviesos Maikelsono interferometru reikia įsitikinti, kad sistemos optiniai komponentai neįneša dispersijos. Todėl atlikti matavimai, kai abiejose išskaidytos baltos šviesos pluošto atšakose patalpinti metaliniai veidrodžiai. Tokiu atveju, kai abiejų šakų optinių kelių ilgiai lygūs, GVD vertės stebimų bangos ilgių diapazone turėtų būti artimos 0. Išmatuota charakteristika pavaizduota 18 paveikslėlyje.



18 pav. Sistemos įnešama GVD charakteristika

Matyti, jog sistemą sudarantys optiniai komponentai beveik neįneša dispersijos. Nedideli nukrypimai atsiranda todėl, kad plokštelės P skirtos kompensavimui įnešama dispersija skiriasi nuo daliklio įnešamos dispersijos. Atsiranda grupinio vėlinimo įnašas dėl netikslios kompensacijos. Atliekant tolimesnius matavimus ši GVD(λ) priklausomybė laikyta atramine.

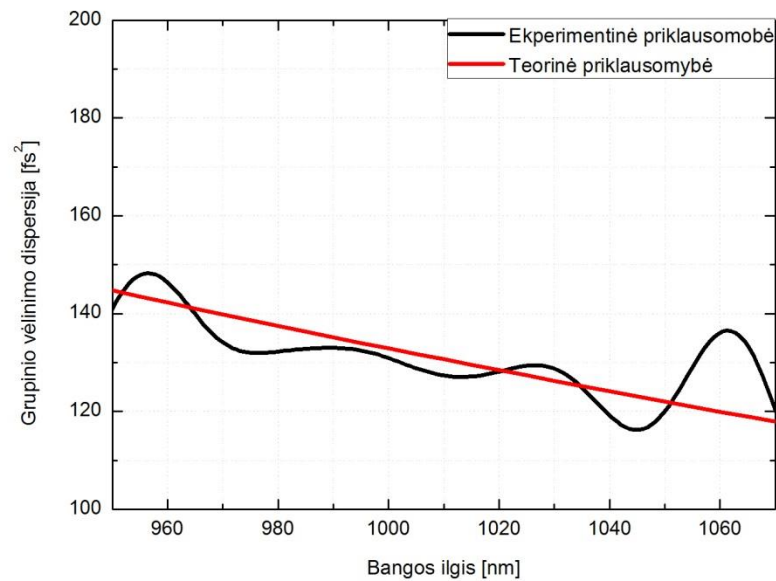
2 lentelė. SF10 stiklo Sellmeier koeficientai

Koeficientas	Vertė
B_1	1,62153902
B_2	0,256287842
B_3	1,64447552
C_1	0,0122241457
C_2	0,0595736775
C_3	147,468793

Siekiant įvertinti baltos šviesos Maikelsono interferometro matavimo metodo tikslumą, atlikti matavimai su žinoma dispersine terpe – SF10 stiklo plokštelėmis. Apskaičiuota $GVD(\lambda)$ teorinės priklausomybės. Tam tikslui įgyvendinti optiniu profilometru (Sensofar PL μ 2300) išmatuoti tikslūs plokštelių storiai. Matavimai atlikti su 1,21 mm ir 2,13 mm storio plokštelėmis.

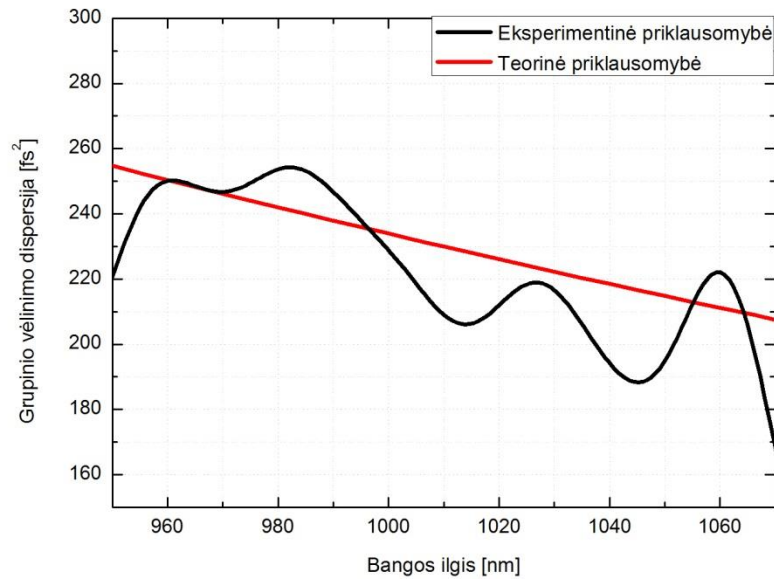
Lūžio rodiklio priklausomybės nuo bangos ilgio įvertintos pasinaudojus Sellmeier formule (10). Sellmeier koeficientai SF10 stiklui pateikti 2 lentelėje.

Teorinės ir eksperimentinės kreivės atvaizduotos 19 – 20 pav. Matyti, jog eksperimentiniai rezultatai su teoriniais labiau sutampa atlikus matavimus su 1,21 mm storio plokštele.



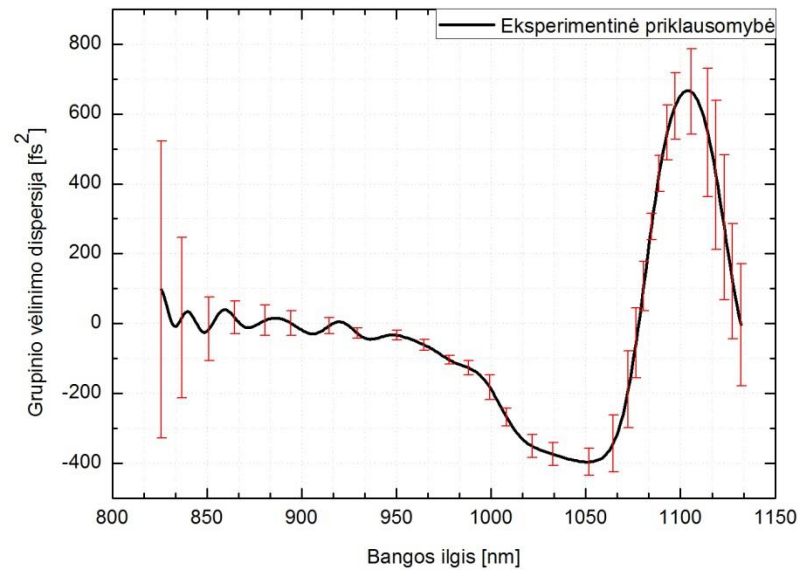
19 pav. SF10 stiklo plokštelės, kurios storis 1,21 mm grupinio greičio dispersijos teorinė ir eksperimentinė priklausomybės nuo bangos ilgio

Naudojant didelę dispersiją įnešančius elementus stebimas registruojamo signalo plitimas laike. Atliekant matavimus su 2,13 mm storio plokštele stebimas didesnis registruojamo signalo išplitimas laike, nei atliekant matavimus su plonesne plokštele. 20 paveikslėlyje matomų teorinės ir eksperimentinės priklausomybių neatitikimai galėjo atsirasti dėl nepilnai užregistruoto baltos šviesos interferencijos signalo, kadangi pjezoelektrinio staliuko pozicijos kitimas nėra pakankamas užregistruoti visam baltos šviesos interferencijos signalui.

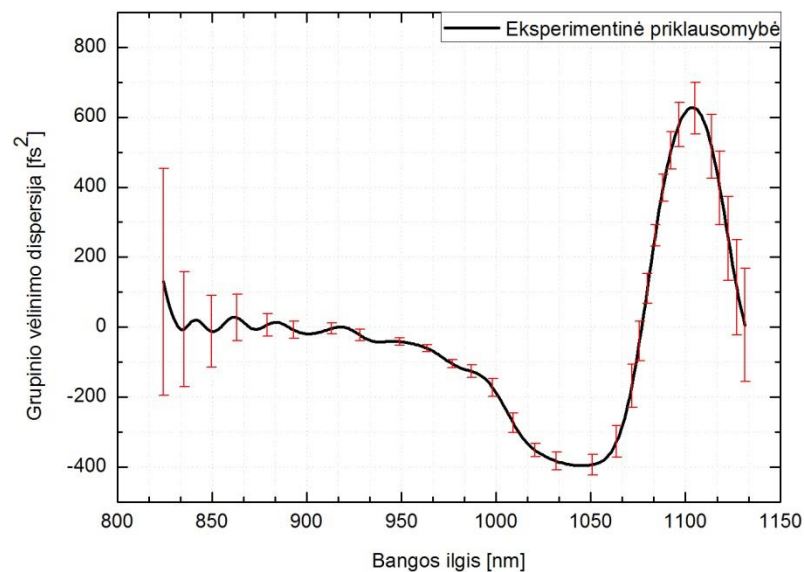


20 pav. SF10 stiklo plokštelės, kurios storis 2,13 mm GVD charakteristika

Kadangi baltos šviesos koherentiškumo ilgis trumpas, matavimų stendas itin jautrus sukeliams vibracijoms. Siekiant įvertinti matavimo paklaidas atsirandančias dėl išorės veiksnių atlikti matavimai uždengus sistemą organinio stiklo gaubtu (išskyrus šviesos šaltinius) ir be jo. Įvertintos vieno čirpuoto veidrodžio $GVD(\lambda)$ priklausomybės ir standartiniai nuokrypiai vidurkinant 200 matavimų su organinio stiklo gaubtu ir be gaubtu. Šio veidrodžio $GVD(1030\text{nm}) = -400 \text{ fs}^2$ (žinoma iš gamintojo). Priklausomybės pavaizduotos 21 – 22 paveikslėliuose. Pastebėta, kad išmatuotos priklausomybės tarpusavyje nesutampa. Įvertintas standartinis nuokrypis visame bangos ilgių diapazone. Matyti, jog matavimų tikslumas, uždengus stendą gaubtu, priklausomai nuo bangos ilgio išauga $\sim 1,1 - 2$ kartus. Tai leidžia atlikti matavimus su didesniu tikslumu. Standartinis nuokrypis registruojamame bangos ilgių diapazone nėra pastovus dydis. Matyti, jog didesni nuokrypiai stebimi mažesnių bangos ilgių intervale, kadangi spektrinė galia šioje srityje žema. Todėl tolimesni matavimai atlikti tik tame dažnių intervale, kurioje stebimas didelis galios spektro intensyvumas. Taip pat, didesni nuokrypiai registruojami tose srityse, kur mažai pakitus bangos ilgiui, stebimas staigus GVD kitimas. Atlikus matavimus, matyti, jog išmatuota $GVD(1030\text{nm})$ vertė paklaidų ribose sutampa su gamintojo pateikta GVD verte.

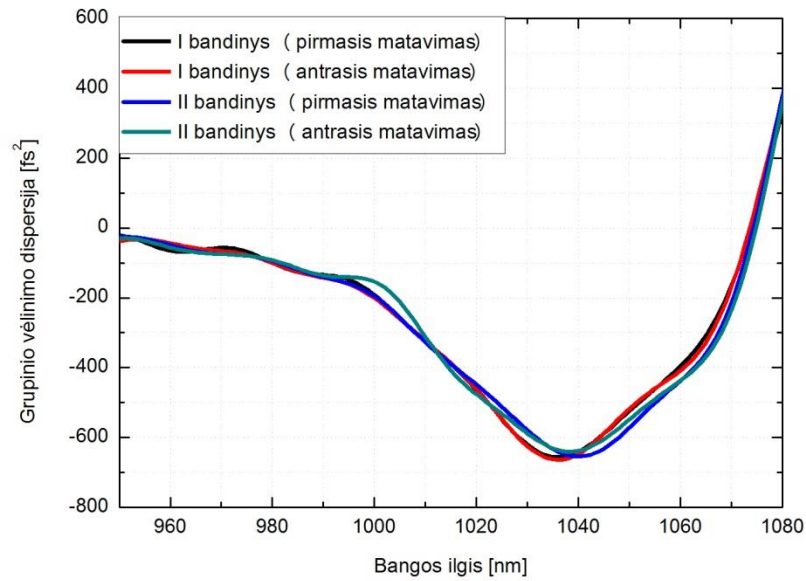


21 pav. Suvidurkinta GVD priklausomybė nuo bangos ilgio ir registruojami standartiniai nuokrypiai, kai sistema neuždengta gaubtu



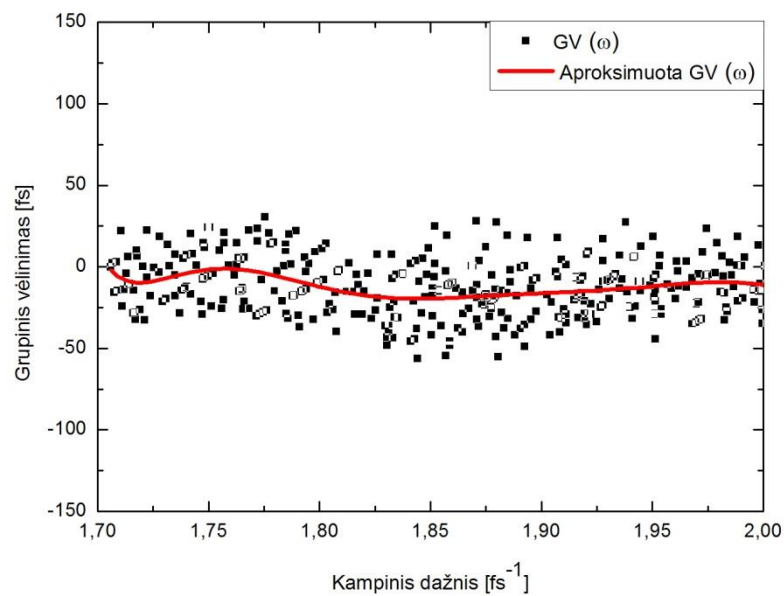
22 pav. Suvidurkinta GVD priklausomybė nuo bangos ilgio ir registruojami standartiniai nuokrypiai, kai sistema uždengta gaubtu

Taip pat, įvertintos tos pačios garinimo partijos ir tame pačiame žiede garintų čirpuotų veidrodžių GVD priklausomybės nuo bangos ilgio. Priklausomybės pavaizduotos 23 pav. Tirti du bandiniai, kurių $GVD(1030\text{nm}) = -600 \text{ fs}^2$ (žinoma iš gamintojo). Su kiekvienu iš jų atlikta po du matavimus. Matyti, jog atlikus matavimus su pirmuoju ir antruoju bandiniu, GVD priklausomybės skiriasi mažai.



23 pav. Čirpuotų veidrodžių GVD priklausomybės nuo bangos ilgio, atlikus po du matavimus su dviem bandiniais

Toliau atlikti grupinio vėlinimo dispersijos matavimai rezonansus skenuojančiu interferometru. Stebimos grupinio vėlinimo verčių fluktuacijos $1,7\text{--}2\text{ fs}^{-1}$ kampinių dažnių intervale (žr. 24 pav.).



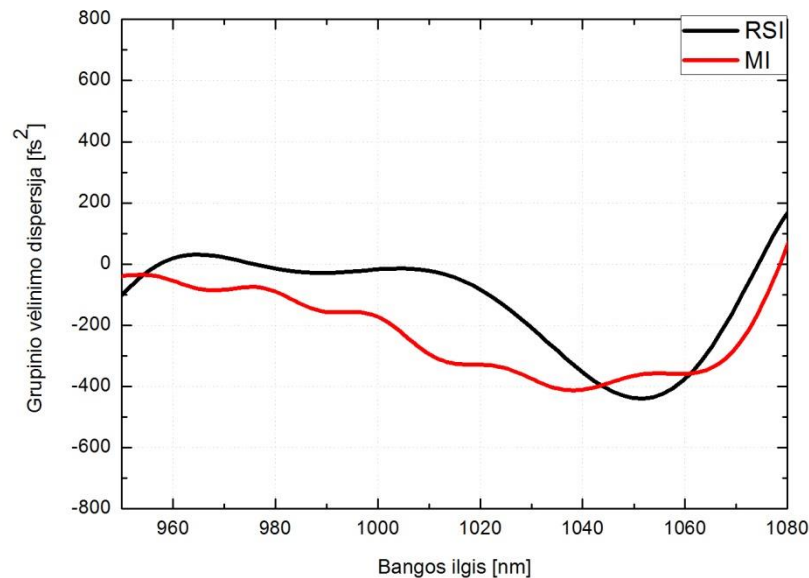
24 pav. Grupinio vėlinimo priklausomybė nuo kampinio dažnio

Dėl mažo signalo/triukšmo santykio šiame dažnių intervale (žemas baltos šviesos intensyvumas) sunku nustatyti tikslias rezonansinių smailių pozicijas. Taip pat, didelės paklaidos atsirado dėl

mažos spektrografo skyros (0,015 nm). Kaip parodyta 4 skyrelyje, esant mažai skyrai atsiranda sisteminės skaičiavimo paklaidos.

Grupinio vėlinimo priklausomybė nuo kampinio dažnio aproksimuota 9 laipsnio polinomu. Aproksimuota priklausomybė diferencijuojama ir taip randama grupinio vėlinimo dispersijos priklausomybė nuo kampinio dažnio. Dėl paprastesnio Maikelsono ir rezonansus skenuojančio interferometrų palyginimo, dažninė skalė verčiama į bangos ilgių skalę.

Palyginus to paties veidrodžio GVD vertes išmatuotas rezonansus skenuojančiu interferometru ir baltos šviesos Maikelsono interferometru pastebėta, jog priklausomybės tarpusavyje nesutampa (žr. 25 pav.). Šio veidrodžio GVD ties 1030 nm turėtų siekti -400 fs^2 (žinoma iš gamintojo). Iš 25 pav. matyti, jog tikslesni matavimai atlikti baltos šviesos Maikelsono interferometru. Matavimai, atlikti rezonansus skenuojančiu interferometru yra itin netikslūs, dėl didelio grupinio vėlinimo verčių išsibarstymo.



25 pav. Grupinio vėlinimo dispersijos priklausomybės nuo bangos ilgio. Juoda spalva žymi matavimus atliktus rezonansus skenuojančiu, raudona – Maikelsono interferometrais.

Pagrindinis rezonansus skenuojančio interferometro panaudojimo grupinio greičio matavimui metodo trūkumas yra netikslus rezonansinių smailių pozicijų nustatymas. Grupinio greičio skaičiavimo tikslumą galima būtų padidinti aproksimavus registruojamas rezonansines smailes sinuso funkcija. Taip pat, naudojant spektrografą, pasižymintį didele skyra ar didesniu šviesos intensyvumu pasižymintį šviesos šaltinį.

Matyti, jog baltos šviesos Maikelsono interferometru atliekami tikslesni matavimai. Tačiau suderinti baltos šviesos Maikelsono interferometrą matavimams yra sudėtinga, reikalinga baltos

šviesos pluoštus suvesti ne tik erdvėje, bet ir laike. Rezonansus skenuojančio interferometro suderinimas matavimams yra paprastesnis, svarbu išstatyti veidrodžius lygiagrečiai ir parinkti mažą atstumą tarp veidrodžių, kad galima būtų stebėti kuo daugiau interferencinių smailių, tačiau signalo/triukšmo santykis būtų pakankamas išskirti interferencines smailes.

Pagrindiniai rezultatai ir išvados

Šiame darbe buvo atlikti dispersinių terpių grupinio vėlinimo dispersijos matavimai, naudojant baltos šviesos Maikelsono ir rezonansus skenuojantį interferometrą, siekiant įvertinti metodų tikslumus. Eksperimento išvados ir rezultatai:

- Sukonstruotas baltos šviesos rezonansus skenuojantis interferometras.
- Pastebėta, kad baltos šviesos Maikelsono interferometras yra itin jautrus aplinkos trikdžiams, todėl siekiant didesnio tikslumo sistema turi būti izoliuota nuo pašalinių trikdžių. Atliekant matavimus rezonansus skenuojančiu interferometru, signalo formos kitimas esant silpniems trikdžiams nepastebėtas.
- Naudotas baltos šviesos Maikelsono interferometras yra tinkamas dispersinių veidrodžių grupinio greičio ir grupinio greičio dispersijos matavimams.
- Naudojamas baltos šviesos Maikelsono interferometras nėra tinkamas didele dispersija pasižyminčios pralaidžios optikos matavimams. Tačiau pakeitus atraminio veidrodžio pozicionavimo staliuką į staliuką, kurio poziciją galima keisti didesne amplitude, interferometras būtų tinkamas didesne dispersija pasižyminčios pralaidžios optikos matavimams.
- Rezonansus skenuojančio interferometro metodas yra tinkamas fazę moduliuojančių optinių komponentų dispersinėms charakteristikoms įvertinti.
- Antrojo eksperimento metu naudoto spektrografo skyra yra per maža tiksliam rezonansinių smailių pozicijos nustatymui. Taip pat, registruotas žemas signalo triukšmo santykis. Todėl atsiranda didelės paklaidos, dėl kurių negalima tiksliai įvertinti grupinio vėlinimo. Galimi antrojo eksperimento patobulinimai: naudojamas spektrografas pasižymintis didesne skyra, didesniu registruojamos šviesos intensyvumu pasižymintis šviesos šaltinis. Taip pat, siekiant tiksliai nustatyti rezonansinių smailių pozicijas, registruojamas rezonansines smailes galima aproksimuoti sinuso funkcijomis.

Literatūra

- [1] F. Dausinger, F. Lichtner, H. Lubatschowski, *Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications*, 1st ed., 336 (Springer, Berlin, 2004).
- [2] P. F. Moulton, Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃, *Journal of the Optical Society of America B* **3**, 125 – 133 (1986).
- [3] G. Steinmeyer, D. H. Sutter, L. Gallmann, N. Matuschek, U. Keller, Frontiers in ultrashort pulse generation: Pushing the limits in linear and nonlinear optics, *Science* **286**, 1507 – 1512 (1999).
- [4] F. Krausz, G. Korn, P. Corkum, I. A. Walmsley, *Ultrafast Optics IV: Selected Contributions to the 4th International Conference on Ultrafast Optics*, 1st. ed., 496 (Springer, Vienna, 2012).
- [5] T. Brabec, *Strong Field Laser Physics*, 1st. ed., 592 (Springer, 2008).
- [6] J.C. Diels, W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena: Fundamentals, Techniques, and Applications on a Femtosecond Time Scale*, 2nd ed., 680 (Academic Press, 2006).
- [7] D. Strickland, G. Mourou, Compression of amplified chirped optical pulses, *Optics Communications* **56**(3), 219– 221 (1985).
- [8] A. Ashkin, G. Boyd, J. Dziedzic, Resonant optical second harmonic generation and mixing, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **2**(6), 109–124 (1966).
- [9] V. Pervak, O. Pronin, O. Razskazovskaya, J. Brons, I. B. Angelov, M. K. Trubetskov, A. V. Tikhonravov, F. Krausz, High-dispersive mirrors for high power applications, *Optics Express* **20**(4), 4503–4508 (2012).
- [10] V. Pervak, M. K. Trubetskov, A. V. Tikhonravov, Robust synthesis of dispersive mirrors, *Optics Express* **19**(3), 2371–2380 (2011).
- [11] A. P. Kovács, K. Osvay, Zs. Bor, R. Szipöcs, Group-delay measurement on laser mirrors by spectrally resolved white-light interferometry, *Optics Letters* **20**(7), 788 – 790 (1995).
- [12] P. W. Milonni, J. H. Eberly, *Laser Physics*, 1st. ed., 844 (John Wiley & Sons, 2010).
- [13] <http://www.mathpages.com/home/kmath210/kmath210.htm> (žiūrėta 2017–12–09).
- [14] B. Pal, *Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics*, 1st. ed. (IntechOpen, 2010).
- [15] M. Perry, Multilayer Dielectric Mirrors: increasing the Power of light, *Science & Technology Review* September, 25–33 (1995).
- [16] G. Steinmeyer, Femtosecond dispersion compensation with multilayer coatings : Toward the optical octave, *Applied Optics* **45**(7), 1484 – 1490 (2006).
- [17] K. Juškevičius, S. Kičas, T. Tolenis, R. Buzelis, R. Drazdys, Metalų oksidų ir jų mišinių panaudojimas kintamo lūžio rodiklio optinėms dangoms formuoti, *Science – Future of Lithuania* **3**(6), 85–90 (2011).

- [18] S. Yefet, A. Pe'er, A Review of Cavity Design for Kerr Lens Mode – Locked Solid – State Lasers, *Applied Science* **3**(4), 694 – 724 (2013).
- [19] A. Gosteva, M. Haiml, R. Paschotta, U. Keller, Noise – related resolution limit of dispersion measurements with white-light interferometers, *Journal of the Optical Society of America B* **22**(9), 1868 – 1874 (2005).
- [20] O. Marchenko, S. Kazantsev, L. Windholz, *Demonstrational Optics: Part 2, Coherent and Statistical Optics*, 1st. ed., 355 (Springer Science & Business Media, 2009).
- [21] M. K. Trubetskov, M. von Pechmann, I. B. Angelov, K. L. Vodopyanov, F. Krausz, V. Pervak, Measurements of the group delay and the group delay dispersion with resonance scanning interferometer, *Optics express* **21**(6), 6658–6669 (2013).
- [22] J. F. Donnelly, N. M. Massa, *Light – Introduction to Optics and Photonics*, 371 (New England Board of Higher Education, 2010).
- [23] M. Takeda, H. Ina, S. Kobayashi, Fourier – transform method of fringe – pattern analysis for computer – based topography and interferometry, *Journal of the Optical Society of America* **72**(1), 156 – 160 (1982).

Giedrė Banytė

BALTOS ŠVIESOS INTERFEROMETRIJOS METODŲ, SKIRTŲ FAZĘ MODULIUOJANČIŲ OPTINIŲ ELEMENTŲ CHARAKTERIZAVIMUI, PALYGINIMAS

Santrauka

Generuojant ultratrumpuosius impulsus viena didžiausių problemų yra impulsų plitimas laike. Impulsui sklindant teigiama dispersija pasižyminčiomis terpėmis impulsas išplinta laike, kadangi žemo dažnio komponentės juda greičiau nei aukšto dažnio komponentės. Siekiant kompensuoti optinių komponentų ar aktyviosios terpės įnešamą teigiamą dispersiją, naudojami komponentai pasižymintys anomalia dispersija. Norint tinkamai parinkti anomalia dispersija pasižyminčius komponentus svarbu žinoti jų įnešamo grupinio vėlinimo vertes. Joms įvertinti plačiame dažnio intervale galima naudoti baltos šviesos interferometrus.

Darbe trumpai apžvelgiamos baltos šviesos interferencijos, šviesos sklidimo dispersinėmis terpėmis sąlygos, baltos šviesos Maikelsono ir rezonansus skenuojančių interferometrų veikimo principai, signalų apdorojimo metodai. Šio darbo tikslas – palyginti baltos šviesos interferometrijos metodus, skirtus fazę moduluojančių optinių komponentų dispersinėms charakteristikoms nustatyti ir įvertinti šių metodų tikslumus. Darbe parodyta, jog matavimų paklaidas sukelia vibracijos aplinkoje. Taip pat, parodyta, kad naudotas baltos šviesos Maikelsono interferometras yra tinkamas fazę moduluojančių veidrodžių grupinio greičio dispersijoms matavimams. Pademonstruota, kad tokių veidrodžių dispersines charakteristikas galima įvertinti naudojant rezonansus skenuojantį interferometrą. Palyginus darbe nagrinėjamus baltos šviesos interferometrus, pastebėta, jog tikslesni matavimai atliekami Maikelsono baltos šviesos interferometru. Pagrindinis veiksnys ribojantis rezonansus skenuojančio interferometro taikymą grupinio greičio matavimams yra tikslus rezonansinių smailių pozicijų nustatymas.

Giedrė Banytė

COMPARISON OF TWO WHITE LIGHT INTERFEROMETRIC TECHNIQUES FOR THE CHARACTERISATION OF CHIRPED OPTICAL COMPONENTS

Summary

The main problem in ultrashort laser pulses generation is that pulse travelling in dispersive medium tends to spread in time. In order to generate ultrashort laser pulses, group velocity dispersion must be compensated. For this reason optical elements with anomalous dispersion are introduced. In order to accurately compensate normal group velocity dispersion pairs of prisms, gratings or chirped mirrors can be used. To accurately compensate normal dispersion it is important to know dispersive characteristics. The aim of this work is to compare two white light interferometric techniques for the characterisation of chirped optical components. In this work it is shown that vibrations from the environment have an effect on measurement accuracy. Also, it is demonstrated that white light Michelson interferometer and white light resonance scanning interferometer are suitable methods for group delay dispersion measurements. The main difficulty while using white light resonance scanning interferometer for group velocity measurements is the precise determination of resonance peaks positions.