

Vilniaus Universitetas  
Fizikos fakultetas  
Lazerinių tyrimų centras

Ramūnas Logminas

**FEMTOSEKUNDINIŲ IMPULSŲ SPŪDA DAUGIAKOMPONENČIAIS KONTINUUMO  
GENERATORIAIS**

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų  
studijų programa

Studentas

Ramūnas Logminas

Leista ginti

2021-05-21

Darbo vadovas

Dr. Arūnas Varanavičius

Recenzentas

Dr. Gintaras Tamošauskas

Lazerinių tyrimų centro vedėjas

Doc. Aidas Matijošius

Vilnius 2021

# Turinys

Įvadas.....	4
1. Literatūros apžvalga .....	6
1.1. Baltos šviesos kontinuumas ir jo generaciją lemiantys reiškiniai .....	6
1.1.1. Impulso fazės moduliavimasis .....	6
1.1.2. Kryžminė fazės moduliacija .....	7
1.1.3. Keturbangis dažnių maišymasis .....	8
1.1.4. Erdvėlaikinis fokusavimasis .....	8
1.1.5. Grupinių greičių dispersijos įtaka superkontinumo generacijai .....	9
1.1.6. Laikinis impulsų skilimas .....	10
1.1.7. Kūginė spinduliuotė.....	11
1.2. Šviesos gijos .....	11
1.3. Pagrindiniai faktoriai ribojantys baltos šviesos kontinuumo galią.....	12
1.4. Esminiai superkontinumo generacijos principai.....	13
1.5. Daugiaplokštelinės kontinuumo generacijos principai.....	14
1.6. Nemonochromatinės šviesos sklidimas dispersinėje terpėje .....	17
1.7. Impulso spektro plotis, jo trukmė ir pagrindiniai kompresorių tipai .....	18
1.7.1. Difrakcinės gardelės .....	18
1.7.2. Prizmės .....	20
1.7.3. Grizmės.....	22
1.7.4. Čirpuoti veidrodžiai.....	23
1.8. Baltos šviesos interferometrija .....	23
1.9. Dažninės skyros optinės sklendės metodika.....	25
2. Eksperimentinės schemos.....	28
2.1. Vienpakopė daugiaplokštelinės superkontinumo generacijos eksperimento schema .....	28
2.2. Dvipakopė daugiaplokštelinės superkontinumo generacijos eksperimento schema .....	30
2.3. Čirpuotų veidrodžių GDD matavimo schema .....	31

3. Matavimų rezultatai ir jų aptarimas.....	33
3.1. Čirpuotų veidrodžių GVD matavimo rezultatai .....	33
3.2. Daugiaplokštelinės kontinuumo generacijos rezultatai .....	33
3.2.1. Vienpakopė konfigūracija.....	33
3.3.2. Dvipakopė konfigūracija .....	37
3.3. FROG matavimo rezultatai.....	39
3.3.1. Lazerio FROG ir vienpakopės kontinuumo generatoriaus konfigūracijos spūdos galimybės.....	39
3.3.2. Dvipakopės kontinuumo generatoriaus konfigūracijos FROG rezultatai.....	41
Pagrindiniai rezultatai ir išvados .....	44
Literatūros sąrašas .....	45
Santrauka .....	47

## Įvadas

Intensyviam impulsui sklindant netiesine terpe, gali pasireikšti labai daug ir įvairių netiesinės optikos procesų. Vienas iš jų – superkontinuumo generacija. Ši spinduliuotė apima itin platų spektro ruožą, kuris gali siekti nuo UV iki IR ir turi pritaikymų lazerių fizikos ir netiesinės optikos srityse. Kontinuumo optinė spinduliuotė yra nepamainomas įrankis ultrasparčiosios spektroskopijos eksperimentuose. Taip pat ši spinduliuotė taikoma kelių optinių ciklų parametrinio stiprinimo sistemose kaip pradinis užkratas. Optinę oktavą apimantis femtosekundžių trukmės superkontinuumas yra būtinas siekiant formuoti kelių optinių ciklų impulsus, reikalingus pavienių atosekundinių impulsų generacijai, kurie yra labai svarbūs tyrinėjant itin sparčius procesus atomuose ir molekulėse [1,2,3]. Plataus optinio spektro spinduliuotės generacija realizuojama kietuosiuose kūnuose, skysčiuose, dujose, o, taip pat, ir naudojant įvairaus tipo šviesolaidžius.

Spinduliuotės spektrui plėsti dažniausiai yra naudojamos ištisinės kietojo kūno terpės, t.y. vienalytis medžiagos blokas. Lazerinė spinduliuotė yra fokusuojama į pavyzdį, kuriame sklisdami trumpi šviesos impulsai patiria fazinę moduliaciją, dėl kurios plinta spektras. Prie spektro plitimo taip pat prisideda impulso skilimas ir jų frontų statėjimas, dar vadinamas optiniu šoku (angl. *optical shock*). Tai pasireiškia tuo, kad netiesiniame židinyje atsiranda du impulsai, su skirtingomis laikinėmis gaubtinėmis, kas sąlygoja asimetrišką impulso spektro plitimą. Metodo rezultatas kaip ir tenkina – faziškai moduluotų impulsų spektro plotis apima oktavą ir daugiau, pagaminti/išauginti reikiamo matmenų medžiagas taip pat nėra problema, tačiau šio metodo principas pats savaime riboja plataus spektro impulsų energiją. Fazinė moduliacija paprastai vyksta ties trapią spinduliuotės intensyvumo ribą – intensyvumas parenkamas toks, kad būtų pakankamai didelis tam, kad vyktų fazinė moduliacija, tačiau per mažas, kad būtų pasiekta optinė pažaida ar įvyktų pluošto skilimas į daugelį šviesos gijų. Todėl, naudojant femtosekundinius impulsus į medžiagą galime nukreipti, viso labo, kelių mikrodžiaulių energijos impulsus. Tačiau pastaruoju metu pasirodė keletas straipsnių [4,5,6,7] siūlančių išeitį. Išeitis paprasta – padalinti terpę į daug mažesnių dalių, vadinamų plokštelėmis. Plokštelės yra plonos ir tesiekia milimetrų dalis. Šiuo atveju impulsai plokštelėje patiria fazinę moduliaciją, bet plokštelę palieka dar iki susiformuojant šviesos gijai. Tokiu būdu kartojant tokį procesą keliose plokštelėse galima pasiekti efektyvią spektro plėtrą, naudojant žymiai didesnės energijos impulsus ir išvengti terpės pažaidos. Be to, atliekant dvipakopę kontinuumo generaciją daugiakomponentinėje schemoje, išvengiama impulso skilimo, tuo pagerinant sąlygas optimaliai išvadinio impulso spūda.

Šio darbo tikslas yra ištirti plataus spektro femtosekundinių impulsų generaciją pakopiniuose daugiakomponentiniuose kontinuumo generatoriuose bei realizuoti jų spūdą čirpuotais veidrodžiais.

Nuosekliam šio tikslo įgyvendinimui buvo iškeltos tokios užduotys:

1. surinkti vienpakopio kontinuumo generatoriaus konfigūraciją ir charakterizuoti išvadinę spinduliuotę;
2. išmatuoti čirpuotų veidrodžių fazines charakteristikas ir surinkti du čirpuotų veidrodžių spaustuvus;
3. suderinti FROG impulsų charakterizavimo sistemą;
4. surinkti dvipakopį kontinuumo generatorių, charakterizuoti išvadinę spinduliuotę bei išbandyti išvadinio impulso spūdą čirpuotais veidrodžiais.

## 1. Literatūros apžvalga

### 1.1. Baltos šviesos kontinuumas ir jo generaciją lemiantys reiškiniai

Nors ir plačiai taikomas, tačiau baltos šviesos kontinuumas (arba kitaip vadinamas superkontinuumas) neturi aiškaus apibrėžimo, t.y. nėra jokių aiškių ribų kokio spektrinio pločio spinduliuotė vadinama superkontinuumu, o kokio jau nebe. Tačiau, kad bent turėti kažkokį vaizdinį, apibrėžkime jį taip: baltos šviesos kontinuumas – tai erdvėje ir laike koherentinė labai plataus spektro spinduliuotė [8].

Remiantis [8] baltos šviesos kontinuumo generacija yra paremta daugeliu netiesinės optikos reiškinių bei dinaminių efektų, tokių kaip:

- 1) impulso fazės moduliavimasis;
- 2) kryžminė fazės moduliacija;
- 3) keturbangis dažnių maišymasis;
- 4) priverstinė Ramano sklaida;
- 5) erdvėlaikinis fokusavimasis;
- 6) laikinis impulsų skilimas;
- 7) kūginės spinduliuotės atsiradimas ir t.t.

Toliau trumpai aptarsime svarbiausius iš jų. Taip visą laiką laikysim, kad lazerio generuojamas intensyvumo pasiskirstymas atitinka normalųjį skirstinį, t.y. impulsus laikysim Gausiniais.

#### 1.1.1. Impulso fazės moduliavimasis

Trečios eilės terpės netiesiškumas lemia nuo intensyvumo priklausantį lūžio rodiklį:

$$n = n_0 + n_2 I(t), \quad (1)$$

čia  $n_0$  – medžiagos lūžio rodiklis, kuomet į medžiaga nekrenta šviesa;  $n_2$  – netiesinis lūžio rodiklis;  $I(t)$  – šviesos intensyvumas.

Siekiant parodyti, fazinė moduliacija yra kaupiamasis procesas bei susijusi su spinduliuotės spektro plitimu, remsimės [8], tačiau, kad neapkrauti šio darbo, bus paminėtos prielaidos ir pateiktos galutinės formulės bei svarbūs pastebėjimai.

Norint gauti fazinės moduliacijos išraišką atliekami keli supaprastinimai:

- 1) laikoma, kad tiriamosios bangos frontas plokščias;
- 2) taikomas lėtai kintančios amplitudės metodas;
- 3) neįskaitomi erdviniai fokusavimosi reiškiniai;
- 4) neatsižvelgiama į medžiagos grupinių greičių dispersiją.

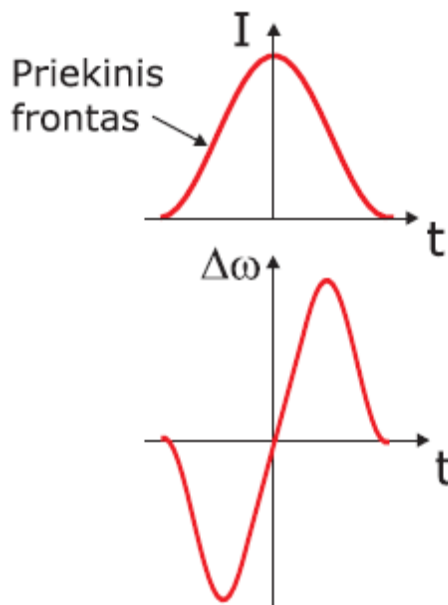
Tuomet gaunamas impulso netiesinis fazės pokytis:

$$\delta\phi_{nl}(z, t) = -\frac{w_0}{c} n_2 \frac{\partial I_0}{\partial t} z. \quad (2)$$

Ir dėl netiesinio fazės poslinkio ir jo sąsajos su dažniu :

$$\delta w(t) = \frac{d}{dt} \phi_{nl}(t) . \quad (3)$$

Kaip matome iš (3), būtent fazinė moduliacija ir lemia naujų dažnio komponentų atsiradimą turimoje pradinėje spinduliuotėje. Grafiškai tai atrodo taip:



1 pav. Impulso gaubtinė ir dažninė moduliacija [8].

Būtina atkreipti dėmesį į 1 pav. esančius abu grafikus ir jų sąsają. Viršutiniame 1 pav. dalyje parodytas priekinis frontas (sritis, kur  $t < 0$ ), atitinka apatiniame paveiksliuke  $\Delta w$  sritį, kai  $t < 0$ . Iš to galime padaryti išvadą, kad priekinis frontas tampa „raudonesnis“, t.y. neigiamas dažnio poslinkis sąlygoja naujų „raudonų“ dažnių atsiradimą priekinėje impulso dalyje. Lygiai tokį patį efektą, tačiau su kitokiu indėliu („mėlynų“ dažnių atsiradimu), galime pastebėti galiniame fronte (1 pav. sritis, kai  $t > 0$ ).

Kadangi iš pat pradžių buvo minėta, kad atliekant išvedimą neatsižvelgiama į medžiagos grupinių greičių dispersiją, tai rezultate impulso gaubtinė nepakis jam sklindant netiesine terpe [9].

Nors tai ir esminis procesas dėl kurio stebimas spinduliuotės spektro plitimas, tačiau kaip pamatysime vėliau, vien jo nepakanka, šiame darbe tyrinėjamo, superkontinuumo spektro formos ypatumams paaiškinti.

### 1.1.2. Kryžminė fazės moduliacija

Kai netiesinėje terpėje sklinda kelios skirtingo intensyvumo bangos, stebimas kryžminės fazinės moduliacijos reiškinys [8]. Priedo, šie impulsai turi būti atskiriami, t.y. turi turėti skirtingas modos struktūras, skirtingus dažnius, poliarizacijas ir t.t. [9]. Šis reiškinys pasižymi tuo, kad didesnio intensyvumo banga sukelia terpės lūžio rodiklio moduliacijas, kurias „pamato“ mažesnio

intensyvumo banga ir dėl ko pastaroji įgyja fazinę moduliaciją. Remiantis [8] atskiros bangos fazinė moduliacija gali būti užrašyta taip:

$$\begin{aligned}\phi_1 &= \frac{w_1 n_2}{c} (I_1 + 2I_2)z \\ \phi_2 &= \frac{w_2 n_2}{c} (I_2 + 2I_1)z\end{aligned}\tag{4}$$

čia  $w$  – bangos dažnis;  $n_2$  – netiesinis lūžio rodiklis;  $c$  – šviesos greitis vakuume;  $I$  – spinduliuotės intensyvumas;  $z$  – nusklistas atstumas; indeksai 1 ir 2 – atitinkamai žymi pirmos ir antros bangos parametrus.

Jei, tarkim, vienos bangos intensyvumas yra daug mažesnis už kitos, pvz.,  $I_2 \gg I_1$ , tai pirmoje abejose lygtyse galima atmesti  $I_1$ . To pasekmė – pirma bangos fazė keisis dėl fazės moduliavimo, o antros – dėl kryžminės moduliacijos.

### 1.1.3. Keturbangis dažnių maišymasis

Šio skyrelio apžvalga parašyta remiantis [9].

Bendru atveju keturbangis maišymasis – trys lazerių kuriami elektrinio lauko dažniai  $w_1$ ,  $w_2$  ir  $w_3$  sukuria ketvirtąjį su dažniu  $w_4 = w_1 \pm w_2 \pm w_3$ . Galimi keli variantai:

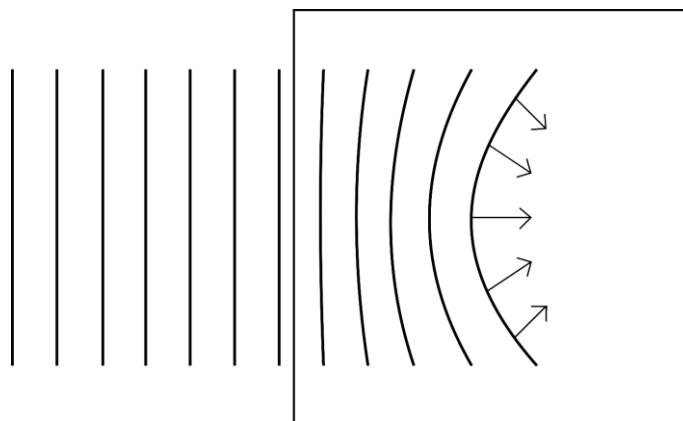
- 1) apibrėžime minėtas atvejis, kuomet visi sąveikaujantys dažniai skiriasi:  
 $w_4 = w_1 \pm w_2 \pm w_3$ ;
- 2) trys pirminiai dažniai yra vienodi:  $w_4 = 3w$ , kaip matome, tai ne kas kita kaip trečios harmonikos generacija;
- 3) jeigu dviejų dažnių skirtumas  $w_1 - w_2$  yra rezonanse su netiesinės terpės aktyvia Ramano spektro moda  $w_4 = w_1 - w_2 + w_3$ . Tai vadinama koherentine Ramano anti-Stokso sklaida;
- 4) visi keturi elektromagnetiniai laukai turi vienodą dažnį  $w = w - w + w$ . Tai vadinama išsigimusi režimu.

### 1.1.4. Erdvėlaikinis fokusavimasis

Savaiminis pluošto fokusavimasis yra erdvinis impulso laikinės fazinės moduliacijos erdvinis atitikmuo [9]. Šis reiškinys atsiranda, todėl, kad lazerio impulsas medžiagoje indukuoja netiesinį teigiamą lęšį, kurį sudaro netolygiai pasiskirstęs lūžio rodiklis. Netolygus lūžio rodiklio pasiskirstymas atsiranda, todėl, kad netiesinis lūžio rodiklis yra intensyvumo funkcija, o lazerio intensyvumas nėra pasiskirstęs homogeniškai per visą pluoštą: intensyvumas didžiausias centre ir tuomet tolygiai (eksponentiškai) mažėja kraštų link (Gauso pluošto atveju). Taigi, kiekviename bandinio taške spinduliuotės bangos frontas „mato“ skirtingą lūžio rodiklį – didžiausią centre ir



mažėjantį kraštų link. Kadangi lūžio rodiklis nulemia šviesos fazinį greitį, tai turimas plokščias bangos frontas išsilenks, o jo normalės kiekviename taške bus nukreiptos link vieno taško. Tai reiškia, kad pluoštas fokusuojasi.



2 pav. Savaiminio fokusavimo reiškinys.

#### 1.1.5. Grupinių greičių dispersijos įtaka superkontinumo generacijai

Šis skyrelis aprašytas remiantis [10].

Grupinių greičių dispersija apibūdinama taip:

$$k_0'' = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}, \quad (5)$$

čia  $k$  – bangos skaičius.

Jei medžiaga, konkrečiam bangos ilgiui, pasižymi grupinių greičių dispersija, tai pastaroji gali būti arba teigiama (normalioji) arba neigiama (anomalioji). Jei grupinių greičių dispersija yra teigiama, tada didesnio bangos ilgio (mažesnio dažnio) fotonai medžiagoje sklinda greičiau negu trumpabangė spinduliuotė (didesnio dažnio fotonai).

Generuojant superkontinuumą, normaliosios grupinių greičių dispersijos atveju, impulso savaiminį fokusavimąsi ir spektro plitimą reguliuoja impulso skilimas. Šioje aplinkoje fazinė moduliacija praplečia spektrą ir čirpuoja impulsą. Tačiau pagrindinė spektro plėtra susijusi su impulso skilimu, kuris pagamina du subimpulsus, netiesiniame židinyje. Šie subimpulsai pasižymi tuo, kad jų nešantieji dažniai yra paslinkti, taigi jie abu sklinda priešingomis kryptimis pradinio impulso atžvilgiu.

Tuo pačiu metu vyksta kitas efektas: dėl lūžio rodiklio priklausomybės nuo intensyvumo impulso kraštai ir impulso centras juda ne vienodu greičiu, tai sąlygoja impulso frontų „statėjimą“, t.y. laikinėje subimpulsų gaubtinėje atsiranda dideli intensyvumo gradientai, dar vadinami optiniu šoku. Tačiau šie „statėjimai“ subimpulsams yra nevienodi (tai aptarta anksčiau, taigi čia nebus kartojama).

Anomalios dispersijos atveju viskas vyksta šiek tiek kitaip. Bangų paketo savaiminio fokusavimo, fazinės moduliacijos ir anomalios grupinių greičių dispersijos derinys suspaudžia

bangų paketą tiek laike, tiek ir erdvėje, rezultate susiformuoja erdvėlaikinei šviesos kulikai (angl. *light bullets*) (šis sakinytis parašytas remiantis [11], toliau vėl remiamasi [10]). Šiuo atveju, nauji atsiradę dažniai neatsiskiria nuo pirminio impulso, o yra sustumiami atgal.

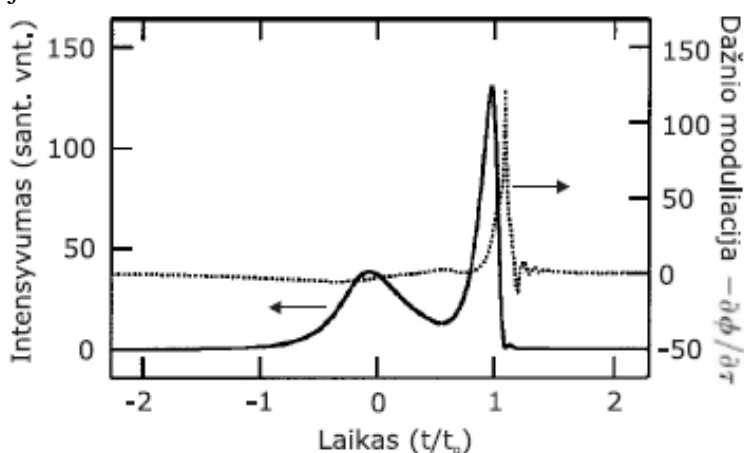
Egzistuoja dar vienas atvejis, tai vadinamoji nulinė dispersija. Apie nulinės dispersijos sritį, generuojant superkontinuumą, pasireiškia tiek normaliai tiek ir anomaliam dispersijai būdingos generacijos savybės. Tokiame režime generuojamas superkontinuumas pasižymi didesniu simetriškumu pradinės spinduliuotės atveju, negu prieš tai buvusiais atvejais. Vis dėlto, netiesiniame židinyje impulsas kyla į du ir visa dinamika po to yra panaši į terpės su normaliaja dispersija. Taip pat eksperimentiškai patvirtinta, kad esant nedidelei neigiamai dispersijai vyrauja impulso skilimo scenarijus, nes aplinkos dispersija yra tiesiog per maža impulsui suspausti.

### 1.1.6. Laikinis impulsų skilimas

Superkontinuumo spektro formai ir savitumams paaiškinti nepakanka remtis vien tik fazine moduliacija [8], nes remiantis vien tik fazine moduliacija neišeina paaiškinti, kodėl generuojant baltos šviesos kontinuumą spektro plėtimasis yra stipriai asimetris (plitimas į mėlynąją pusę gali viršyti plitimą į raudonąją net daugiau negu 5 kartus [8]). Tolesnis laikinis impulsų skilimo aiškinimas remiasi [8].

Gauso formos impulsas, dėl stiprios erdvėlaikinės sąveikos, skyla į du subimpulsus. Vienas iš jų (priekinis) turi mažesnę amplitudę, glotnius kraštus ir silpną, neigiamą dažninę moduliaciją. Šis subimpulsas yra spektro plitimo į raudonąją pusę priežastis. Kitas impulsas atvirkščiai – turi didesnę amplitudę, stačius kraštus (ypač galinį frontą) ir stiprią, teigiamą dažninę moduliaciją. Šis subimpulsas yra spektro plitimo į mėlynąją pusę priežastis. Taip pat, labai svarbu paminėti, kad pastarojo subimpulso dažninė moduliacija yra tiesinė, t.y. trumpabangė superkontinuumo spektro sritis yra spūdi.

Taigi, dėl minėtų subimpulsų skirtumų atsiranda asimetris spektro plitimas baltos šviesos kontinuumo generacijos metu.

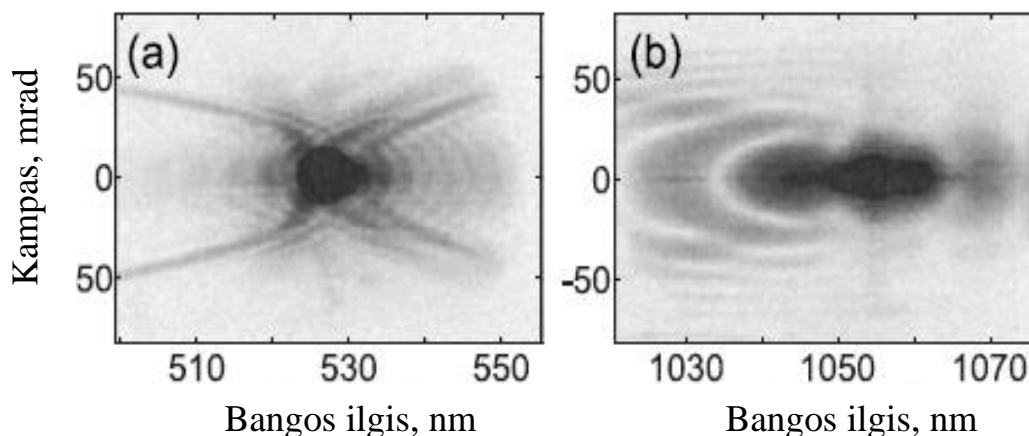


3 pav. Laikinis Gausinio impulso skilimas, atsirandantis dėl stiprios erdvėlaikinės sąveikos [8].

### 1.1.7. Kūginė spinduliuotė

Tai kūginis spektro komponentas, kuris tolimajame laike pasireiškia kaip spalvoti žiedai [8]. Tai vienas iš reiškinių, kuris nusineša dalį superkontiumo energijos, kuri, deja negali būti panaudota. Taip pat kūginė spinduliuotė suteikia šviesos gijai savotišką erdvėlaikinę struktūrą [8].

Kūginė spinduliuotė skirtingai pasireiškia skirtingose terpėse: terpėje, su teigiama dispersija, atsiranda, taip vadinama, X – banga, o terpėje su neigiama dispersija – O – banga [10].



4 pav. Kairėje: X – banga, dešinėje: O – banga [10].

## 1.2. Šviesos gijos

Šio skyrelio aiškinimas parašytas remiantis [8].

Šviesos gija – tai didelės galios femtosekundinis šviesos impulsas, su plačiu spektru, kuris gali nusklisti didelius atstumus išlaikydamas savo pradinius matmenis (tinkamai parinkus sąlygas, šis atstumas gali būti net keli kilometrai). Femtosekundinės šviesos gijos formavimasis yra dinaminis procesas, kuriam įtaką turi šie veiksniai:

- 1) pluošto fokusavimasis;
- 2) pluošto difrakcija;
- 3) laisvųjų elektronų plazmos generacija;
- 4) impulsų fazinė moduliacija;
- 5) grupinių greičių dispersija;
- 6) impulso laikinės gaubtinės modifikacijos;
- 7) keturbangės parametrinės sąveikos.

Nepaisant tokios reiškinių įvairovės, kurie dalyvauja formuojantis šviesos gijai, pastarosios pagrindines savybes, per daug nesužengiant fizikos dėsniams, teoriškai galima paaiškinti trimis reiškiniais: šviesos gijos formavimosi ir sklidimo metu pasiekama dinaminė pusiausvyra tarp defokusavimo, kurį sukelia elektronų plazma, pluošto difrakcijos ir fokusavimosi. Tam, kad prasidėtų

savaiminis pluošto fokusavimasis, pradinė bangų paketo galia turi viršyti  $P_{cr}$ . Jei neegzistuočių kiti reiškiniai, tai toks pluošto fokusavimasis vyktų tol, kol pluoštas įgautų nykstamai mažus matmenis, t.y. kolapsuotų. Tačiau pluošto matmenims vis mažėjant auga jo intensyvumas, o tuo pačiu ir daugiafotonės sugerties tikimybė. Pasiekus pakankamai aukštą intensyvumą, medžiagoje pasireiškia daugiafotonė sugertis, kuri savo ruožtu kuria plazmą, o pastaroji medžiagoje indukuoja neigiamą lūžio rodiklio pokytį (galima traktuoti kaip neigiamą lęšį), kuris yra pirminė savaime besifokusuojančio pluošto plėtimosi priežastis. Žinoma, atsiradus plitimui prie to prisideda ir difrakcija. Nepaisant to, daugiafotonė sugertis taip pat sumažina pluošto intensyvumą, nes dalis pluošto energijos (fotonai) yra sunaudojami atomų sužadanimui. Tačiau, jei energijos sumažinimas per mažas vėl pasireiškia savaiminis pluošto fokusavimasis ir tai kartojasi tol, kol bangų paketo galia  $P$  tampa mažesnę už  $P_{cr}$ .

Jei  $P \leq 5P_{cr}$ , tai minėtieji ciklai bus praktiškai nepastebimi ir tiesiog stebėsime lėtai didėjantį šviesos gijos skersmenį. Toks sklidimas vadinamas subdifrakciniu (difrakcinė skėstis lyginama su Gauso pluošto skėstimi, ir kadangi minėtu atveju šviesos gijos skėstis yra mažesnė negu Gauso pluošto, tai sklidimas vadinamas subdifrakciniu).

Šviesos gijos erdvinis skirstinys visiškai nėra panašus į Gauso pluošto skirstinį. Šviesos gija sudaryta iš intensyvios smailės, kuri lokalizuota per vidurį ir mažo intensyvumo periferinės dalies, kuri veikia kaip energijos rezervuaras smailei. Energija iš periferijos imama tada, kai reikia rekonstruoti smailę, įdomu tai, kad šis reiškinys vyksta savaime.

Šviesos gija taip pat pasižymi labai plačiu spektru, kurį praturtina tiek impulso laikinės transformacijos tiek ir keturbangio dažnio maišymo reiškiniai. Taip pat pastarasis reiškinys yra priežastis, dėl kurio šviesos gijos spektras įgauna kūginę spektro komponentę.

### 1.3. Pagrindiniai faktoriai ribojantys baltos šviesos kontinuumo galią

Pagrindiniai reiškiniai ribojantys superkontinuumo galią (neįskaitant terpės pažeidimo ir impulso skilimo į daug šviesos gijų) yra daugiafotonė sugertis ir plazmos formavimasis.

Fotono sugertis įmanoma tuomet, kai jo energija yra lygi medžiagos energijų tarpui tarp lygmenų. Kitokiu atveju fotonas nėra sugeriamas. Tačiau jeigu padidinti spinduliuotės intensyvumą, t.y. fotonų skaičių per laiko vienetą per ploto vienetą, tai skaidrioje terpėje gali pasireikšti sugertis. Ši sugertis sąlygota kelių, per trumpą laiko tarpą, fotonų sugėrimu (2, 3 ar daugiau) ir vadinama daugiafotone sugertimi. Tokia sugertis pagrįsta tuo, kad suminė sugertų fotonų energija atitinka energijų tarpą tarp medžiagos lygmenų. Minėtas kelių fotonų sugerties laiko tarpas negali būti ilgesnis negu laiko tarpas reikalingas medžiagai „relaksuoti“ iš virtualios sužadintos būsenos. Žinoma, tokia sugertis keičia spinduliuotės intensyvumą. Bendru atveju intensyvumo pokytis yra išreiškiamas taip (formulė iš [8]):

$$\frac{dI}{dz} = -(\alpha + \beta^{(K)} I^{K-1}) I, \quad (6)$$

čia  $I$  – spinduliuotės intensyvumas;  $\alpha$  – tiesinės sugerties koeficientas;  $\beta^{(K)}$  –  $K$ -osios eilės sugerties koeficientas, kuris išreiškiamas taip (formulė iš [8]):

$$K = \frac{E_g}{\hbar \omega}, \quad (7)$$

o jo vienetai  $m^{2K-3}/W^{K-1}$ .

Impulsų atveju daugiafotonė sugertis iškraipo impulso laikinę gaubtinę, t.y. prailgina impulsą, tačiau dėl tos pačios priežasties yra sumažinamas impulso intensyvumas, dėl ko patiriami energijos nuostoliai yra mažesni negu nuolatinės spinduliuotės atveju [8].

Plazma, pagal savo apibrėžimą, yra iš dalies arba visiškai jonizuotos dujos. Kuomet generuojama plazma neatsiejama nuo to generuojami ir laisvieji elektronai, kurie pasižymi daug didesniu ir priešingo ženklo poliarizuojamumu dažniams esantiems toli nuo rezonanso [8]. Tai savo ruožtu sukuria didelį neigiamą lūžio rodiklį arba, kitais žodžiais tariant, medžiagoje indukuojamas stiprus sklaidomasis lęšis.

Lūžio rodiklis su dielektrine skvarba susijęs taip  $n = \sqrt{\varepsilon}$ . Plazmos dielektrinės skvarbos išraiška (formulė iš [8]):

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (8)$$

čia  $\omega_p$  – plazmos dažnis;  $\omega$  – krintančios spinduliuotės dažnis.

Galime pastebėti, kad jei krintančios bangos dažnis mažesnis už plazmos dažnį, tai spinduliuotė yra atspindima (tokiems dažniams plazma yra neskaidri), o bangos, kurios dažnis didesnis už  $\omega_p$ , spinduliuotė galės sklaidi plazma, t.y. tokiems dažniams plazma yra skaidri.

#### 1.4. Esminiai superkontinuumo generacijos principai

Kaip jau minėjome, tam, kad prasidėtų impulso spektro plitimas, reikia, kad krintančios spinduliuotės smailinė galia viršytų savaiminės fokusacijos galią, kuri vadinama kritine galia  $P_{cr}$ . Dėl Kerro indukuotos netiesinės dispersijos impulso gaubtinė darosi statesnė ir formuojasi staigus fazės pokytis, vadinamas optiniu šoku [5]. Pastarasis reiškinytis ir yra priežastis dėl kurios impulso spektras įgauna įdomią formą trumpabangėje srityje: trumpabangėje srityje yra staigus kilimas iki tam tikro intensyvumo ir, pasiekus minėtą intensyvumą, iki tam tikro bangos ilgio/dažnio intensyvumas išlieka maždaug pastovus, t.y. beveik plokščia grafiko dalis. Ši atkarpa dažnai vadinama pjedestalu. Tuomet vėl pasiekus kažkokį bangos ilgį, intensyvumas vėl pradeda kilti iki kažkokios maksimalios vertės ir likusioje grafiko dalyje mažėja iki 0.

Superkontinuumo galia neprilygsta lazerio galiai [5]. Kaip ir buvo minėta anksčiau, tokie reiškiniai kaip daugiafotonė sugertis, plazmos formavimasis ir jos indukuojama šviesos sklaida bei

grupinių greičių dispersija riboja superkontinuumo galią [12,13]. Siekiant apeiti galios apribojimus, atsirandančius vienalytės medžiagos terpėse, pasiūlyta naudoti atitinkamų medžiagų plonas plokšteles.

### 1.5. Daugiaplokštelinės kontinuumo generacijos principai

[5] straipsnyje pateikta informacija apie daugiaplokštelinės kontinuumo generacijos modeliavimo rezultatus, kuriuos čia ir aptarsime.

Minėtame darbe buvo priimti spektro plėtrai optimalūs kriterijai:

- 1) į plokšteles krintantis spinduliuotės intensyvumas negali viršyti medžiagos pažeidimo slenksčio;
- 2) egzistuoja optimali intensyvumo vertė, kuriai esant spinduliuotės spektro plitimas yra efektyviausias, tai tiesiogiai susiję su netiesiniu fazės poslinkiu, pastarasis dar nulemia ir tai, kad pluošto fokusavimasis įvyksta už plokštelės, o ne jos viduje (atlikus bandymus su skirtingais intensyvumais laikoma, kad optimalus fazės poslinkis yra apie  $1,5 \pi$ );
- 3) kiekviena plokštelė turėtų stovėti tokioje pozicijoje, kurioje intensyvumas vėl įgauna optimalaus intensyvumo vertę.

Taip pat, modeliavimas buvo atliktas su tokiais parametrais:

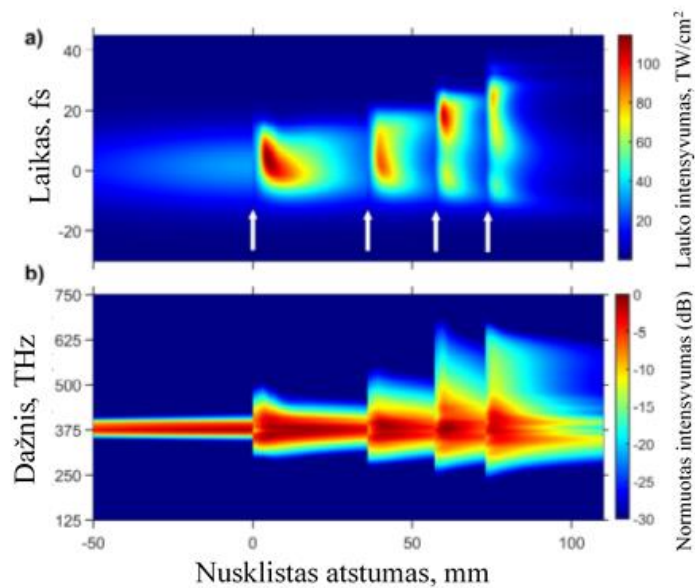
- 1) terpė, naudojama supertkontinuumui generuoti – keturios 100  $\mu\text{m}$  lydyto kvarco plokštelės;
- 2) baltos šviesos kontinuumo reiškinytis modeliuojamas periodiškai kintant terpėms, t.y. oras – stiklas – oras;
- 3) lazerio pluošto intensyvumo skirstinys – Gauso, trukmė – 25 fs, centrinis bangos ilgis 790 nm, pradinė impulso energija – 140  $\mu\text{J}$ ;
- 4) pradinė impulso smailinė galia siekė 5,6 GW, ši galia yra apie 2100 kartų didesnė negu  $P_{\text{cr}}$  lydytam kvarcui, tačiau mažesnė negu  $P_{\text{cr}}$  orui, kuri yra 9,2 GW;
- 5) plokštelės buvo orientuojamos Briusterio kampu;
- 6) optimali intensyvumo vertė, kai 100  $\mu\text{m}$  lydyto kvarco plokštelė pastatyta Briusterio kampu, 21,2  $\text{TW}/\text{cm}^2$  (optimali intensyvumo vertė parinkta remiantis 2) kriterijumi).

Kaip vieną iš pirmų modeliavimo rezultatų galima paminėti, kad plokštelės Briusteriu kampu buvo statomos tam, kad būtų sumažinti nuostoliai dėl atspindžių nuo plokštelių, o pats spektro plitimas praktiškai nepriklauso nuo kirtimo kampo (konkreči priklausomybė nepateikta tik paminėta, kad ji labai maža).

Modeliavimas parodė, kad didžiausi, tiek erdviniai tiek laikiniai, impulso pokyčiai įvyksta erdvėje tarp plokštelių (šiuo atveju – ore). Po pirmosios plokštelės pradinio spektro plotis, pusėje aukščiau, išplito ~11%. Su minėtais parametrais pluoštas susifokusavo mažiau negu už centimetro už

plokštelės. Po to impulso intensyvumas pradeda mažėti dėl patirtų nuostolių bei difrakcijos. Erdvės taške, kuriame intensyvumas vėl įgauna, prieš tai apratą, optimalią vertę vėl statoma plokštelė.

Šis pluošto fokusavimasis ir plėtimasis yra periodinis ir buvo pateiktas grafike:

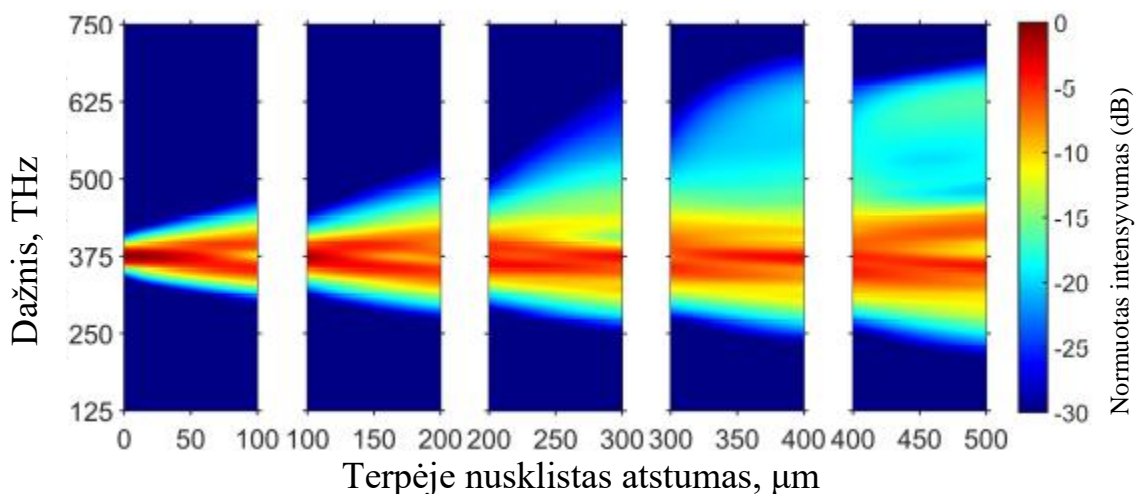


5 pav. Impulso pokyčiai jam sklindant daugiaplokštelinėje kontinuomo generacijos schemoje, viršuje: erdvėlaikinis impulso kitimas; apačioje : spektro evoliucija [5].

Pažiūrėję į 5 pav. b) grafiką, matome, kad pirmojoje plokštelėje impulsas išplinta simetriškai, tačiau antrojoje, jau matomas nežymus spektro plėtimosi asimetriškumas, kuris akivaizdžiai pasireiškia spektrui plintant trečioje plokštelėje.

Tokia spektrinė evoliucija susijusi su tuo, kad impulso forma pakinta taip, jog  $\frac{dl}{dt}$  nuolydis pasidaro status. Toks laukas sąveikaudamas su netiesine terpe gali išnaudoti terpės aukštesnio laipsnio netiesiškumą ir tai sąlygoja didelį spektro poslinkį trumpabangėje dalyje. Skirtumas tarp įprasto superkontinuomo generacijos tas, kad šiuo atveju impulso „statėjimas“ ir spektro plėtra vyksta paeiliui, kai baltos šviesos kontinuomo dujose metu tai vyksta kartu.

Nagrinėjamame straipsnyje taip pat pateiktas grafikas, iliustruojantis spektro plitimą plokštelių viduje (šiuo atveju plokštelės penkios):



6 pav. Spektro plitimas plokštelėse [5].

Iš 6 pav. matome, kad penktoji plokštelė praktiškai negeneruoja naujų spektro komponentių, bet perskirsto energiją tarp jau esančių.

Galime laikyti, kad spektras plinta tik plokštelėse, nes oro netiesiškumas net trejomis eilėmis mažesnės negu lydyto kvarco, tad ore plitimo praktiškai nėra. Atidžiai pažiūrėję į 5 pav. galime pamatyti, kad spektro plotis tarp plokštelių tarsi šiek tiek sumažėja, to priežastis – kūginė spinduliuotės prigimtis.

Netiesinis impulso čirpas padalina impulsą į du subimpulsus, dėl ko pailgėja impulso trukmė (tai sumažina impulso intensyvumą). Tai, kartu su energijos nuostoliais dėl daugiafotonės sugerties ir jonizacijos plokštelėse (tai sudaro apie 3% nuostolių per plokštelę), sumažina impulso intensyvumą. Kadangi jonizacijos indėlis į energijos nuostolius yra mažas, tai galima teigti, kad jonizacijos fizikinis vaidmuo, tokio tipo superkontinuumo generacijoje, yra mažas. Tačiau dėl minėtų priežasčių išnyksta jėgos, kurios sukuria labai statų frontą (angl. *shock front*), taip pat silpnėja netiesinė sąveika. Visa tai reiškia, kad pridėdant daugiau plokštelių spektras praktiškai neplis. Nepaisant to, galutinis spektras apima oktavą.

Modeliavimo rezultatai taip pat parodė, kad palaipsniui atstumas tarp plokštelių mažėja. Tai atsitinka todėl, kad ten kur bus statoma plokštelė, impulso intensyvumas turi turėti, jau minėtą, optimalų intensyvumą. Tačiau dėl minėtų energijos nuostolių reikia vis mažesnio pluošto diametro. Taigi, tai ir sąlygoja tai, kad atstumas tarp plokštelių vis mažėja. Tuo pačiu, verta paminėti, kad esant mažesnei pradinei energijai, tam pačiam spektro pločiui pasiekti, reikia daugiau plokštelių.

Modeliavimo rezultatai rodo, kad superkontinuumo yra 51,6 % pradinės energijos.



## 1.6. Nemonochromatinės šviesos sklidimas dispersinėje terpėje

Šis skyrelis parašytas remiantis [14].

Tarkim, kad turime medžiagą, kuri yra tiesinė, nemagnetinė ir nelaidi. Taip pat tarkim, kad z ašimi sklindanti banga yra plokščia, tačiau nemonochromatinė. Tuomet dažninio komponento  $w$  elektrinis laukas aprašomas taip:

$$E_w(t, z) = S(w) \exp\{i[wt - k(w)z]\}, \quad (9)$$

čia  $E_w(t, z)$  – elektrinio lauko stipris;  $S(w)$  – dažninio komponento spektrinė amplitudė;  $k(w)$  – bangos vektorius;  $n$  – terpės lūžio rodiklis;  $c$  – šviesos greitis.

Tam, kad rastume šviesos impulso elektrinio lauko stiprį, reikia atlikti (9) lygties atvirkštinę Furjė transformaciją:

$$E(t, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(w) \exp\{i[wt - k(w)z]\} dw. \quad (10)$$

Žinome, kad  $k(w) \sim n(w)$ , tai reiškia, kad dėl terpės dispersijos įvairūs dažniniai komponentai patiria skirtingą fazės pokytį, dėl ko, pradžioje fazuoti komponentai išsifazuos ir vieni spektro komponentai atsiliks nuo kitų (impulsas išplis).

Jeigu padarytume prielaidą, kad impulsas yra bangų paketas, ir jo spektro plotis  $\Delta\Omega \ll w_0$  ( $w_0$  – nešantysis dažnis),  $w$  pažymėtume  $w = w_0 + \Delta\Omega$  ir praskleistume  $k(w_0 + \Delta\Omega)$  Teiloro eilute:

$$k(w) \approx k(w_0) + \frac{\Omega}{u(w_0)} + \frac{g(w_0)}{2} \Omega^2 + \frac{h(w_0)}{6} \Omega^3 + \dots \quad (11)$$

čia dydžiai

$$u = \frac{dw}{dk}, \quad g = \frac{d^2w}{dk^2}, \quad h = \frac{d^3w}{dk^3}$$

yra apskaičiuoti dažnio  $w_0$  vertei.  $u$  – bangos grupinis greitis;  $g$  – grupinių greičių dispersijos koeficientas (angl. *group velocity dispersion (GVD)*);  $h$  aprašo GVD koeficiento dispersiją ir t.t.

GVD yra glaudžiai susijęs su kitu dispersiniu parametru GDD (angl. *group delay dispersion*). Grupinių greičių dispersija (dar vadinama antros eilės dispersija) yra antros eilės fazės išvestinė pagal dažnį [15]:

$$GDD(w) = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial w^2}.$$

GDD vienetai ilgio vienetai yra GVD, kurio vienetai [ $s^2/m$ ]. Taigi, GDD naudojamas tik konkrečiam optiniam elementui arba duoto ilgio optinei terpei [15].

Toliau dispersijos optinėse terpėse nebenagrinėsime, nes viso to, kas jau yra apie tai pasakyta, pakanka, kad būtų galima toliau kalbėti apie kontinuumo spinduliuotės generaciją daugiakomponentiniame kontinuumo generatoriuje.

## 1.7. Impulso spektro plotis, jo trukmė ir pagrindiniai kompresorių tipai

Impulso spektro plotį ir jo trukmę sieja nelygė:

$$\Delta\nu \cdot \Delta t \geq C, \quad (12)$$

čia  $C$  – konstanta, kuri priklauso nuo impulso gaubtinės formos.

Lygybės atveju, kuomet kairioji lygybės pusė yra lygi dešiniajai, gaunami, taip vadinami, spektriškai riboti impulsai. Jie pasižymi tuo, kad didėjant impulso spektro pločiui trumpėja jo trukmė ir atvirkščiai.

Impulsui prasklidus pro daugiakomponentinę kontinuumo generatoriaus schemos dalį jo spektras išplinta, o trukmė  $\geq$  pradinei impulso trukmei, taigi spinduliuotė įgauna čirpą. Kitais žodžiais tariant, spinduliuotė nėra spektriškai ribota, t.y. (9) lygties kairioji pusė yra didesnė už dešiniąją. Tai reiškia, kad teoriškai yra galimybė impulsą suspausti iki tokios trukmės, kad (9) lygtyje turėtume lygybę (praktiškai visada turėsime neatitikimą, nes sudėtinga idealiai kiekvienam dažnio komponentui kompensuoti jo turimą dispersiją, nekalbant apie tikslią aukštesnių eilių dispersijos kompensaciją).

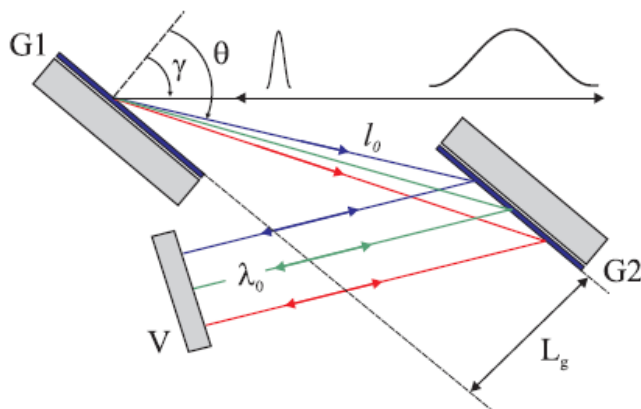
Čirpas gali būti tiesinis arba netiesinis. Tai priklauso nuo spektrą praplečiančio proceso (pvz., fazinė moduliacija gali į pluoštą indukuoti tiek tiesinį tiek ir netiesinį čirpą, tai priklausys nuo to, koku laipsniu moduluojama fazė). Tiek tiesinis tiek ir netiesinis čirpas kompensuojami/mažinami naudojant tiesinius dispersinius elementus.

Čirpas gali būti kompensuojamas/mažinamas [16]:

- difrakcinėmis gardelėmis;
- prizmėmis;
- grizmėmis;
- čirpuotais veidrodžiais;
- ir kt.

### 1.7.1. Difrakcinės gardelės

Dviejų lygiagrečių ir identiškų gardelių pora turi anomalią grupinių greičių dispersiją. Taip yra todėl, kad tokioje spaustuve optinis kelias priklauso nuo bangos ilgio, nes difrakcijos kampas yra mažesnis trumpesnio bangos ilgio spinduliuotei negu ilgesnio. Kitais žodžiais tariant, skirtingi impulso dažniniai komponentai turi įveikti skirtingą kelią.



7 pav. Principinė gardelinio šviesos impulsų spaustuvo schema. G1, G2 – difrakcinės gardelės, V – veidrodis [17].

Kiekvieno bangos ilgio optinį kelią galima įvertinti remiantis šia formule [17]:

$$P = \frac{L_g}{\cos(\theta)} \cdot (1 + \cos(\gamma - \theta)) , \quad (13)$$

čia  $L_g$  – atstumas tarp gardelių. Laikinis vėlinimas yra nulemtas optinių kelių skirtumo tarp kraštinių komponentų, ir gali būti aprašomas taip [17]:

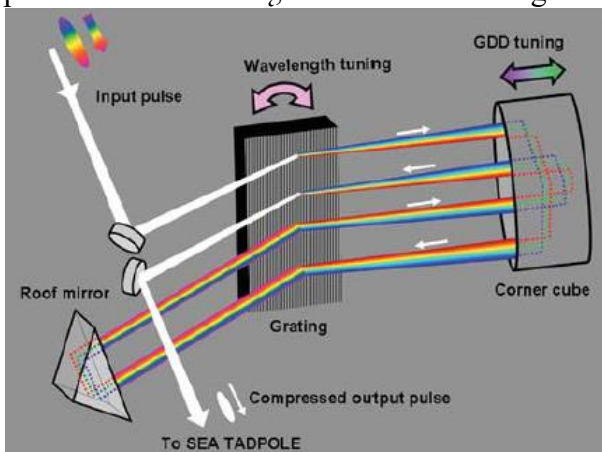
$$\Delta t = \frac{\Delta P}{c} . \quad (14)$$

Impulsas spaustuvą apeina du kartus (yra grąžinamas veidrodžiu V), tam, kad būtų išvengta erdvinio čirpo, t.y. dažniųjų komponentų išsiskyrimo erdvėje. Atsižvelgus į tai, bendras laikinis vėlinimas yra dvigubai didesnis.

Iš viso to kas buvo paminėta, galima pastebėti, kad gardelinio spaustuvo parametrai ir spūda priklauso nuo pradinio impulso spektro pločio, tačiau nepriklauso nuo į spaustuvą įleidžiamo impulso trukmės.

Praktikoje dažniausiai naudojama viena difrakcinė gardelė ir keli papildomi veidrodžiai, tam, kad spinduliuotė nuo gardelės atsispindėtų keturis kartus. Taip daroma dėl kompresoriaus savikainos sumažinimo, kompaktiškumo ir stabilumo pagerinimo. Stabilumas pagerėja todėl, kad vietoje kelių dispersinių elementų pakanka vieno, taigi tiesiog paprasčiau surinkti optinę schemą, kuri neįneša jokių papildomų erdvėlaikinių iškraipymų (tiek dėl išstatymo tiek dėl dispersinių elementų identiškumo) bei, dėl paprastumo, yra stabilesnė pluošto pajudėjimo atžvilgiu.

Kaip pavydį galima pademonstruoti tokią, vienos difrakcinės gardelės kompresoriaus, schema:



8 pav. Vienos difrakcinės gardelės impulso kompresoriaus schema [18].

Šį kompresorių, be difrakcinės gardelės, sudaro kubo kampo formos veidrodis (angl. *corner cube*) ir retroreflektorius (angl. *roof mirror*).

Tolesnė skyrelio dalis aprašyta remiantis [18].

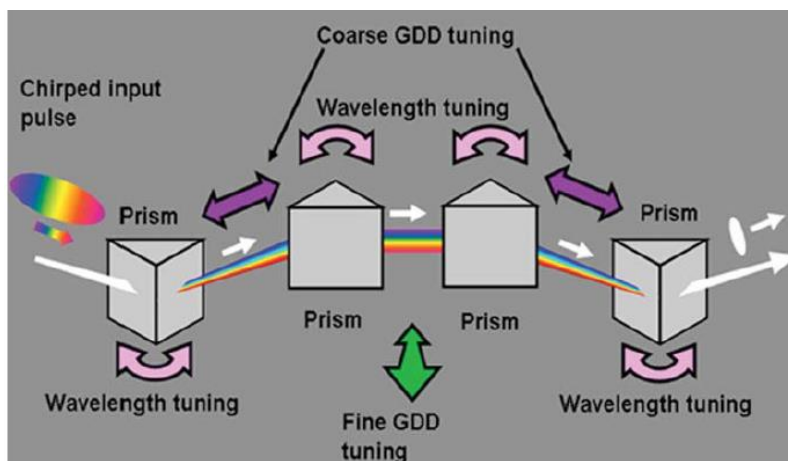
Šviesa atsispindėjusi nuo difrakcinės gardelės, ir dėl to patyrusi kampinę dispersiją, krinta į kubo kampo formos veidrodį ir yra atspindima bei invertuojama pradinės spinduliuotės atžvilgiu (sukeičiamos spektrinių komponentų pozicijos). Tai leidžia atsispindėjus nuo gardelės antrą kartą kompensuoti difrakcinės gardelės indukuotą kampinę difrakciją. Tuomet pluoštas krinta į retroreflektorių ir sklinda pro tą pačią schemą dar kartą, taip panaikinant erdvinį čirpą, panaikinant impulso fronto pakrypimą ir padvigubinant laikinį vėlinimą.

Didelis tokios kompozicijos privalumas yra galimybė kontroliuoti įnešamos dispersijos kiekį, nes vėlinimo „kiekis“ tarp kraštinių komponentų priklauso nuo kubo kampo formos veidrodžio atstumo iki gardelės.

Tačiau gardelinis spaustuvas turi trūkumą trečios eilės dispersijos kompensacijos atžvilgiu. Kompensuojant didelę antros eilės dispersiją yra padidinama trečios eilės dispersija, dėl ko impulsas yra iškraipomas laike [18].

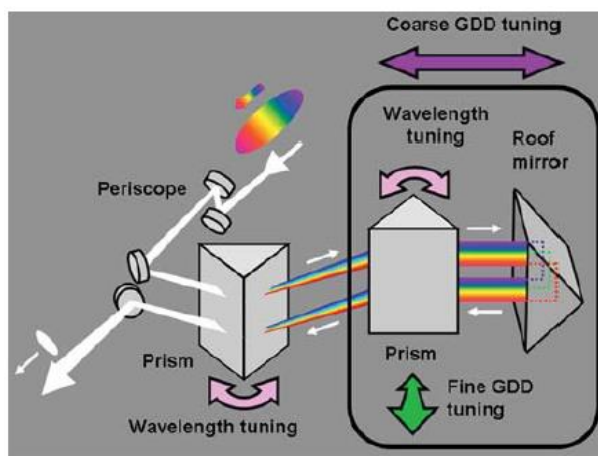
### 1.7.2. Prizmės

Ketrios, teisingai pastatytos, prizmės gal suspausti impulsą beveik neįnešant erdvėlaikinių aberacijų.



9 pav. Tradicinis keturių prizmių impulsų kompresorius [18].

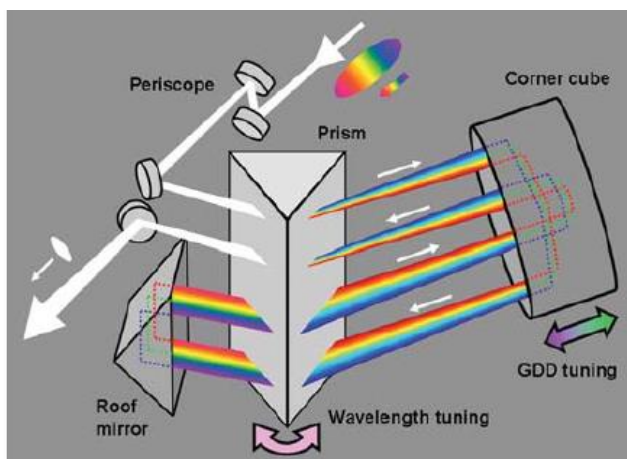
Keturių prizmių kompresorius yra labai nekompaktiška ir išstatymui jautri sistema. Dėl menkausio pluošto pajudėjimui tokia sistema įneš ryškius erdvėlaikinius iškraipymus. Taip pat tokio kompresoriaus surinkimą komplikuoja tai, kad atstumas tarp pirmosios ir antrosios prizmės turi būti identiškas atstumui tarp trečiosios ir ketvirtosios, ką praktiškai įgyvendinti nėra paprasta. Šią schemą būtų galima kiek supaprastinti po antrosios prizmės įdedant retroreflektorių ir taip sumažinti dispersinių elementų kiekį iki dviejų:



10 pav. Dviejų prizmių impulsų kompresorius [18].

Tai jau kiek paprastesnė schema negu keturių prizmių atveju, nes tebelieka du dispersiniai elementai ir nebereikia užtikrinti identiško atstumo tarp pirmos – antros ir trečios – ketvirtos prizmių. Taip pat tokia schema užtikrina paprastesnį kompresoriaus įnešamą dispersijos kiekio reguliavimą.

Tačiau viską galima dar labiau supaprastinti iki vienos prizmės:



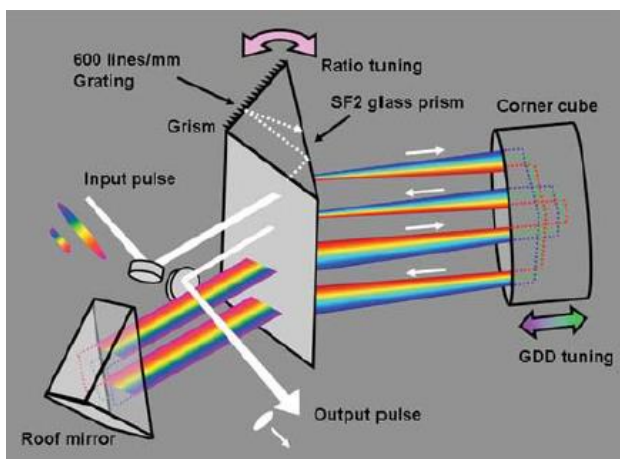
11 pav. Vienos prizmės impulsų kompresorius [18].

Šios schemas pranašumas yra tai, kad naudojamas tik vienas dispersinis elementas (taigi lengviau surinkti), atsparumas pluošto judėjimui bei galimybė suspausti tiek siauro tiek ir plataus spektro impulsus (tereikia pakeisti kubo kampo formos veidrodžio poziciją).

Viena iš prizminių impulsų spaustuvių problema yra sąlyginai nedidelis įnešamo neigiamo GDD kiekis, kuris yra apie 2 eiles mažesnis negu tokio paties dydžio gardelinio ar grizminio spaustuvo [18]. Kita didelė prizminių kompresorių problema yra galima fazinė moduliacija, nes paskutinis spaudimo žingsnis atliekamas paskutinėje (jei vienos prizmės kompresorius, tai tiesiog paskutiniu perėjimu) prizmėje [19]. Todėl praktikoje dažniausiai naudojami gardeliniai arba grizminiai kompresoriai.

### 1.7.3. Grizmės

Grzmė – tai prizmės ir gardelės pora. Kadangi schema labai panaši į vienos prizmės impulsų spaustuvo schemą, tai vengiant pasikartojimų schema nebus nagrinėjama. Grizminis spaustuvas leidžia kompensuoti dispersiją su minimaliu pluoštu nunešimu bet leidžia kompensuoti trečios eilės dispersiją.



12 pav. Vienos grizmės impulsų spaustuvas [18].

#### 1.7.4. Čirpuoti veidrodžiai

Čirpuoti veidrodžiai tai dielektriniai veidrodžiai gebantys moduluoti atspindimos šviesos fazę. Tokio tipo veidrodžiai turi keletą skirtingų storių sluoksnių ( $\lambda/4$ ), kurie periodiškai keičiasi tarp dviejų skirtingų lūžio rodiklių. Tokio tipo struktūra leidžia skirtingoms šviesos dažnio komponentėms atsispindėti skirtingame veidrodžio gylyje. Taip sukuriamas vėlinimas tarp skirtingų bangos ilgių ir indukuojama dispersija į atsispindėjusių spinduliuotę. Indukuojamas dispersijos ženklas priklauso nuo veidrodžio dizaino. Taigi tokie veidrodžiai gali būti panaudoti impulso spūdai, o keičiamas dispersijos ženklas tai leidžia realizuoti skirtinguose spektriniuose diapazonuose (žinoma, tai nereiškia, kad tas pats veidrodis veiks skirtinguose spektriniuose diapazonuose, tai reiškia, kad tokio tipo veidrodžiai gali būti pagaminti skirtingiems diapazonams).

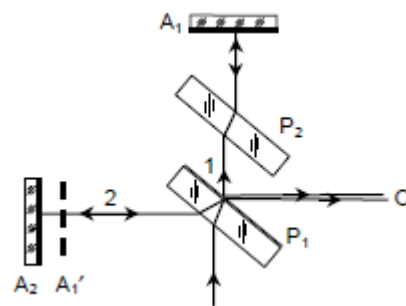
Čirpuotų veidrodžių kompresoriai tinkami spausti platesnio spektro spinduliuotę lyginant su gardelinium ar prizminiu kompresoriumi, tačiau tai pat gali kompensuoti aukštesnės eilės dispersiją, geresnę efektyvumą (didelis atspindžio koeficientas) ir geresnę pluošto stabilumą [20]. Spaudimas tokiam kompresoriuje vyksta spinduliuotei atsispindint nuo kiekvieno iš veidrodžių.

#### 1.8. Baltos šviesos interferometrija

Siekiant nustatyti optinio elemento įnešamą dispersiją, reikia nustatyti skirtingų dažnių komponentų vėlinimus. Šiam tikslui pasiekti dažniausiai naudojama baltos šviesos interferometrija, kuri yra plačiausiai paplitusi metodika optinio elemento GDD nustatymui. Tokiam matavimui tinkamiausias šviesos šaltinis – kaitrinė arba halogeninė lemputė dėl spinduliuojama plataus šviesos spektro.

Tolesnė skyrelio dalis parašyta remiantis [21].

Šiame eksperimente interferencijai gauti naudojamas Maikelsono interferometras (15 pav.) Toks interferometras sudarytas iš dviejų veidrodžių ( $A_1$  ir  $A_2$  ( $A_1'$  yra  $A_1$  atvaizdas)), pluošto daliklio  $P_1$  ir kompensacinės plokštelės  $P_2$ . Taigi, interferometras sudarytas iš dviejų pečių, iš kurių vienas gali judėti ir keisti peties ilgį. Per abu pečius perėję ir grįžę spinduliai interferuoja. Jei spinduliuotė monochromatinė – veidrodžio judėjimas signale sukelia sinusoidinę moduliaciją. Kai tuo tarpu interferuojant nemonochromatinei spinduliuotei, signalas yra detektuojamas tik tokiam atstume, kuris yra proporcingas šviesą sudarančių bangos ilgių intervalui padalintam iš šviesos greičio. Prieš tęsdami detalesnę analizę susitarkime, kad interferometro pečių, kuriame nėra tiriamojo optinio elemento vadinsime atraminium (trumpinimas atr.), o tame kuriame yra – tiriamu (trumpinimas tir.).



13 pav. Maikelsono interferometras [22].

Pažymėkime šaltinio spektrinę amplitudę  $S(w)$ , o baltos šviesos fazę  $\varphi_{BS}(w)$ . Tuomet tokio šaltinio elektrinis laukas ties interferometru:

$$E(t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{S(w)} \exp(iwt + i\varphi_{BS}(w)) dw . \quad (15)$$

Po pluošto daliklio, kiekviename iš pečių, esančią šviesos amplitudės ir fazės dalį galima apibūdinti kompleksinėmis atspindžio funkcijomis  $r_{tir}(w)$  ir  $r_{atr}(w)$ . Tuomet abu elektriniai laukai sklinda iki atitinkamų veidrodžių, tarkim, atstumą  $z_1$  ir  $z_2$ . Grįžusių atgal į pluošto daliklį jų išraiškos atrodo taip:

$$E_1(z_1, t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{S(w)} r_{atr}(w) \exp\left(iw\left(t - \frac{z_1}{c}\right) + i\varphi_{BS}(w)\right) dw , \quad (16)$$

$$E_2(z_2, t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{S(w)} r_{tir}(w) \exp\left(iw\left(t - \frac{z_2}{c}\right) + i\varphi_{BS}(w)\right) dw . \quad (17)$$

Kadangi detektoriaus atsakas yra lėtas palyginti su elektrinio lauko virpėjimo greičiu, tai detektorius matuoja laike suvidurkintą interferencijos intensyvumą:

$$I(\Delta z) \propto \langle |E_1(z_1, t)|^2 + |E_2(z_2, t)|^2 + E_1^*(z_1, t)E_2(z_2, t) + E_1(z_1, t)E_2^*(z_2, t) \rangle \quad (18)$$

Pirmi du nariai (19) lygtyje nėra interferenciniai nariai. Taigi interferencijos intensyvumas:

$$I_{int}(\Delta z) \propto \langle Re\{E_1^*(z_1, t)E_2(z_2, t)\} \rangle . \quad (19)$$

Jeigu dažniai (20) lygtyje yra skirtingi, tai vidurkis per laiką bus lygus nuliui. Taip pat, per pakankamai ilgą laiką skirtingų dažnių sukelta bangų mūša susividurkina ir tampa lygi nuliui. Vadinasi signalas nebus lygus nuliui tik tada, jei dažniai bus vienodi, taigi, eksponentėje esantį dažnių skirtumą galime tiesiog perrašyti pasinaudoję Dirako delta funkcija:

$$\langle \exp(iw_1 t - iw_2 t) \rangle = \delta(w_1 - w_2) . \quad (20)$$

Tuomet:

$$\begin{aligned} I_{int}(\Delta z) &\propto Re \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} S(w) r_{atr}(w) r_{tir}(w) \exp\left(i\frac{w}{c}\Delta z\right) dw \right\} = \\ &= Re \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} S(w) |r_{atr}^*(w)| |r_{tir}(w)| \exp[i\varphi_{tir}(w) - i\varphi_{atr}(w)] \exp\left(i\frac{w}{c}\Delta z\right) dw \right\} \end{aligned} \quad (21)$$

Paskutinėje lygtyje kompleksinių atspindžio funkcijų amplitudės ir fazės yra atskirtos.

Prisiminus, kad atstumas tarp pečių yra  $\Delta z$ , o šviesos greitis  $c$ , galima apibrėžti laiko skirtumą  $t = \frac{\Delta z}{c}$ .

Taigi turime, kad:

$$I_{int}(t) \propto Re \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} S(w) |r_{atr}^*(w)| |r_{tir}(w)| e^{i\Delta\varphi} e^{iwt} dw \right\} . \quad (22)$$

Prisiminkime atvirkštinės Furje transformacijos išraišką bet kokiai kompleksinei funkcijai  $F(w)$ :



$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} F(w)e^{iwt} dw . \quad (23)$$

Jei palygintume (22) lygtį su (23), tai gana akivaizdu, kad išmatuota  $I_{\text{int}}(\Delta z)$  interferograma yra funkcijos  $S(w)|r_{\text{atr}}|r_{\text{tir}}|e^{i\Delta\varphi}$  Furjė transformacijos realioji dalis. Pirmieji trys nariai yra šaltinio šviesos amplitudė, kuri pluošto daliklio yra nukreipta į tiriamąjį ir atraminį pečius. Paskutinysis narys yra fazė funkcijos, kuri patiria Furjė transformaciją arba tiksliau, tai fazės skirtumas tarp tiriamojo ir atraminio pečių.

Taigi, esminis tokio eksperimento principas yra tas, kad jei du pečiai skiriasi tik vienu optiniu komponentu, tai interferogramos Furjė transformacija suteikia informaciją apie to optinio elemento fazinę charakteristiką.

Kaip jau minėta prieš tai, GDD yra antros eilės fazės išvestinė pagal dažnį. Taigi, išmatavus interferogramą, atlikus jos Furjė transformaciją, du kart pagal dažnį išdiferencijavus fazinę priklausomybę nuo dažnio gausime GDD.

Žinoma, prieš į schemą įdedant tiriamąjį optinį elementą, turi būti išmatuota tuščio interferometro GDD, kuri vėliau turi būti atimta iš matavimo su tiriamuoju optiniu elementu.

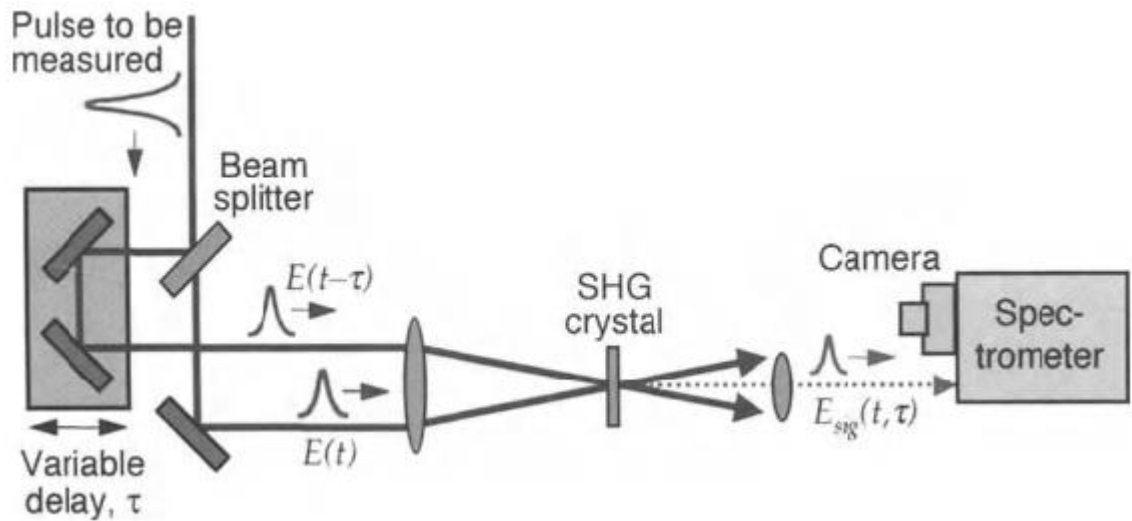
## 1.9. Dažninės skyros optinės sklendės metodika

Gautą kontinuumo spinduliuotę reikia charakterizuoti. Jau iš prieš tai išdėstytos terijos aišku, kad išėjęs impulsas bus čirpuotas, taigi reikia išmatuoti tokio impulso trukmę ir čirpo „kiekį“. Tam puikiai tinka dažninės skyros optinės sklendės metodas (angl. frequency resolved optical gating (FROG)).

FROG metodika turi daugybę atmainų tokių kaip:

- antros harmonikos (SHG) FROG (šiam darbe bus trumpinama AH (antros harmonikos) FROG);
- poliarizacinio strobavimo (PG) FROG;
- savaiminės difrakcijos (SD) FROG;
- „bėgančios“ gardelės (TG) FROG;
- trečios harmonikos generacijos (THG) FROG;
- kroskoreliacinis FROG (XFROG);
- ir daugybę kitų.

Šis mokslinis darbas nėra skirtas FROG metodikos nagrinėjimui, todėl nebus aptariama kiekviena FROG atmaina. Toliau bus kalbama tik apie AH FROG.



14 pav. Eksperimentinė AH FROG schema [23].

Tolesnė skyrelio dalis parašyta remiantis [23].

AH FROG schema sudaryta iš pluošto daliklio (angl. beam splitter), vėlinimo linijos (angl. variable delay), fokusuojančios optikos (pvz., lęšio), netiesinio kristalo (šioje schemoje pažymėta SHG crystal), ir spektrometro (angl., spectrometer). Impulsas padalinamas pluošto dalikliu ir viena iš jo replikų yra vėlinama laike kitos atžvilgiu. Abu impulsai fokusuojami į netiesinį kristalą ir jo išėjime yra trys impulsai: du prieš tai įvesti ir tarp jų susigeneravusi antra harmonika. Signalas registruojamas spektrometru, keičiant vėlinimo linijos padėtį.

Pagrindinis AH FROG privalumas, palyginti su kitomis FROG metodikomis, yra jo jautrumas, nes naudojamas antros eilės netiesiškumas. Taigi, fiksuotos energijos impulsui, AH FROG fiksuos didžiausią signalą ir geba išmatuoti impulsus, kurių energija siekia apie 1 pJ. Taip pat ši metodika pasižymi aukščiausiu signalo ir triukšmo santykiu, nes nepaisant efektyvesnės signalo generacijos pats signalas yra kitokio dažnio, taigi, likusių spinduliuotę galima nufiltruoti. AH FROG tinka matuoti impulsus siekiančius kelias fs.

Pagrindinis AH FROG trūkumas yra neintuityvus FROG pėdsakas. Taip nutinka, todėl, kad pėdsakas yra simetrinis vėlinimo atžvilgiu taigi tiek impulso kompleksinė amplitudė  $E(t)$  tiek ir  $E^*(-t)$  turi vienodą AH FROG pėdsaką. Kalbant apie intensyvumą ir fazę  $E^*(-t)$  atitinka  $I(-t)$  ir  $-\varphi(-t)$ . Dažnių erdvėje, todėl, kad  $E^*(-t)$  Furjė transformacija atitinka  $E^*(\omega)$ ,  $E^*(-t)$  atitinka  $S(\omega)$  ir  $-\varphi(\omega)$ . Taigi, kai iš išmatuoto AH FROG pėdsako algoritmo pagalba atkuriamo fazę, įmanoma tai, kad impulsas kuris buvo matuotas yra atvirkščias laike negu atkurtasis.

Ši dviprasmybė gali būti panaikinta keliais būdais. Vienas iš būdų – atlikti antrą AH FROG matavimą prieš tai iškraipant jį žinomu dėsniu. Praktikoje dažnai prieš pluošto daliklį įdedamas stiklo plokštelė, taip įnešant teigiamos dispersijos (nepakanka vieno matavimo įdedant stiklo plokštelę po

pluošto daliklio ir įnešus dispersijos tik į vieną iš impulsų). Tik vienas iš dviejų galimų impulsų bus pastovus abejais matavimo rezultatais.

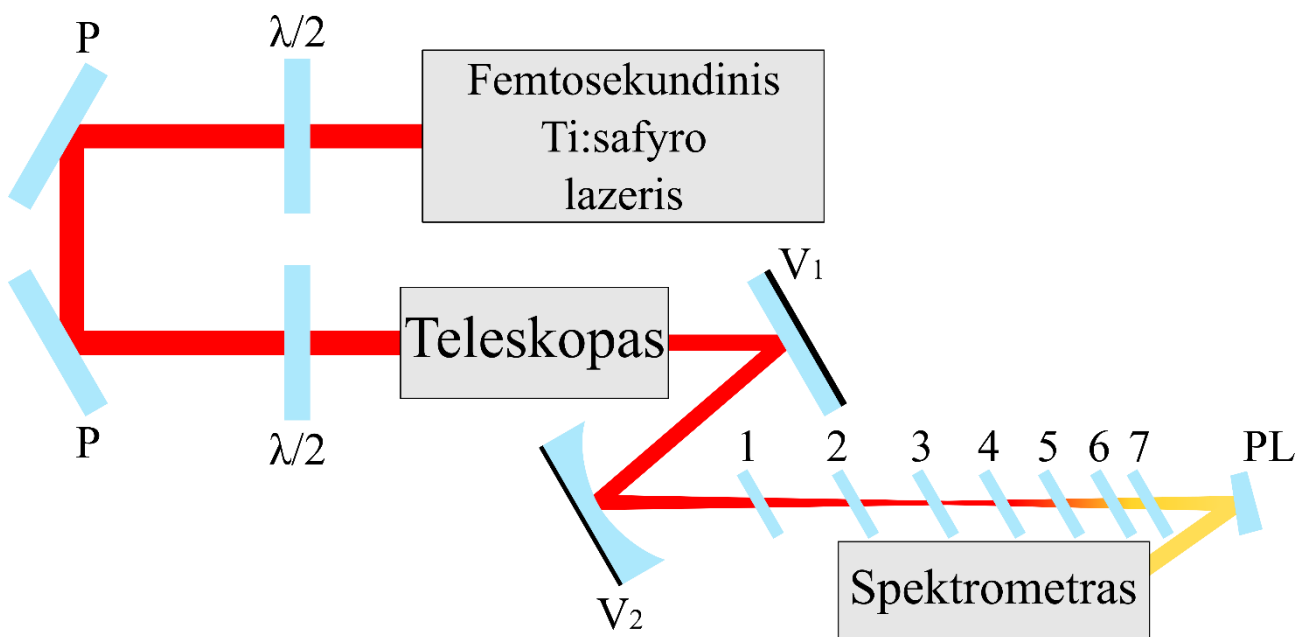
Kitas būdas, padėti ploną stiklo plokštelę prieš pluošto daliklį ir pasinaudoti atspindžiu nuo paviršiaus. Tokiu būdu AH FROG signale atsiras satelitas, o atvirkščio laike impulso satelitas bus priekyje. Tokio būdo privalumas – vienas FROG matavimas.

AH FROG turi dar vieną trūkumą – galima reliatyvios fazės dviprasmiškumą. Jeigu impulsas sudarytas iš dviejų (ar daugiau) pakankamai atitolusių impulsų, tuomet reliatyvi fazė yra dviprasmiška.  $\varphi_0$  ir  $\varphi_0 + \pi$  fazės turi tą patį AH FROG pėdsaką, taigi negali būti atskirtos.

AH FROG eksperimente labai svarbus netiesinis kristalas. Netiesinis kristalas turi turėti nesiauresnę antrosios harmonikos generacijos spektrinę juostą negu impulso spektras, tam, kad antra harmonika būtų generuojama visame impulso bangos ilgių diapazone. Dažniausiai tai reikalauja trumpų kristalų, nes antrosios harmonikos generacijos spektrinė juosta yra atvirkščiai proporcinga kristalo ilgiui.

## 2. Eksperimentinės schemos

### 2.1. Vienpakopė daugiaplokštelinės superkontinuumo generacijos eksperimento schema



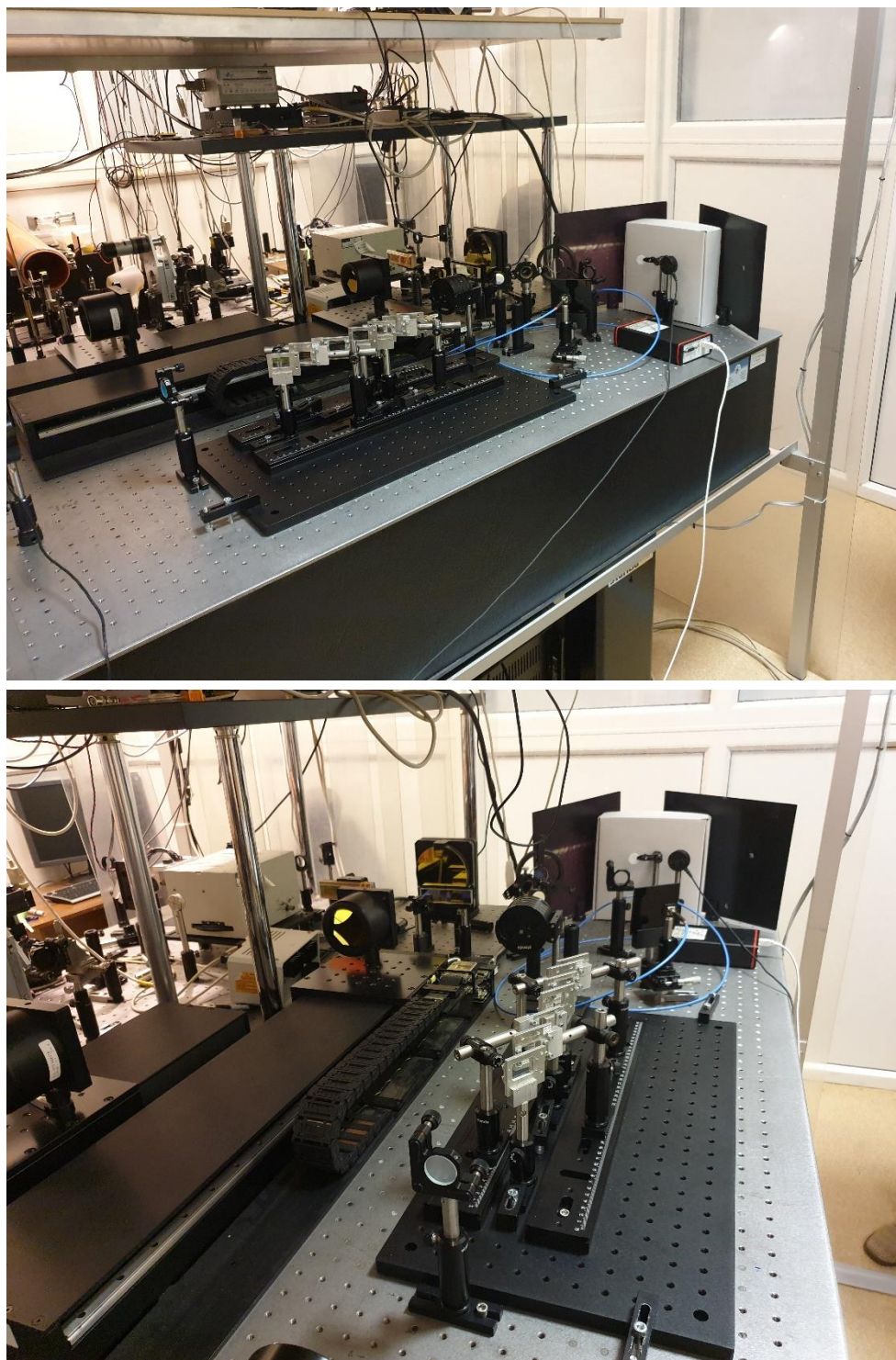
15 pav. Superkontinuumo generacijos UVFS (*angl. UV fused silica*) stiklo plokštelėse principinė schema. Čia  $\lambda/2$  –  $\lambda/2$  fazinė plokštelė; P – poliarizatorius;  $V_1$  – plokščiasis veidrodys;  $V_2$  – įgaubtas veidrodys, kreivumo spindulys  $R = 1500$  mm; 1, 2, ... , 7 – UVFS plokštelės; PL – pleištas.

Iš femtosekundinio Ti:safyro lazerio generuojami impulsai, kurių trukmė apie 50 fs, pereina slopintuvą, kuris sudarytas iš  $\lambda/2$  plokštelės ir dviejų poliarizatorių. Tam, kad sumažinti nuostolius dėl atspindžių nuo plokštelių, pačios plokštelės statomos Briusterio kampu, o prieš jas įdedama dar viena  $\lambda/2$  plokštelė, kuri pasuka impulso poliarizaciją į p. Briusterio kampas pasižymi tuo, kad nuo tokiu kampu pastatytos plokštelės p poliarizacija nepatiria atspindžio.

Teleskopas skirtas pluošto dydžio manipuliacijai siekiant reguliuoti sufokusuoto pluošto diametrą ir tuo pačiu jo intensyvumą. Iš teleskopo išėjęs impulsas atsispindi nuo veidrodžio  $V_1$  į veidrodį  $V_2$ , kuris jį fokusuoja į plokštelių sistemą. Tuomet tam tikru atstumu nuo veidrodžio statomos UVFS plokštelės, kurios brėžinyje pavaizduotos kaip 1, 2, ... , 7. Jos pastatytos, kaip ir minėta prieš tai, Briusterio kampu. Kadangi iš plokštelių išėjusio superkontinuumo intensyvumas yra per didelis prieš spektrometrą statomas pleištas ir matuojamas tik nuo pirmo paviršiaus atspindėjęs impulsas. Iš spektrometro gauti duomenys analizuojami, brėžinyje neparodytu, kompiuteriu.

Taip pat atliktas spektro matavimas superkontinuumo pluošto skersinėje koordinatėje. Tam 15 pav. parodyta principinė schema buvo modifikuota spektrometrą pastatant ant transliacinės linijos, kuri buvo judinama skersai pluošto.

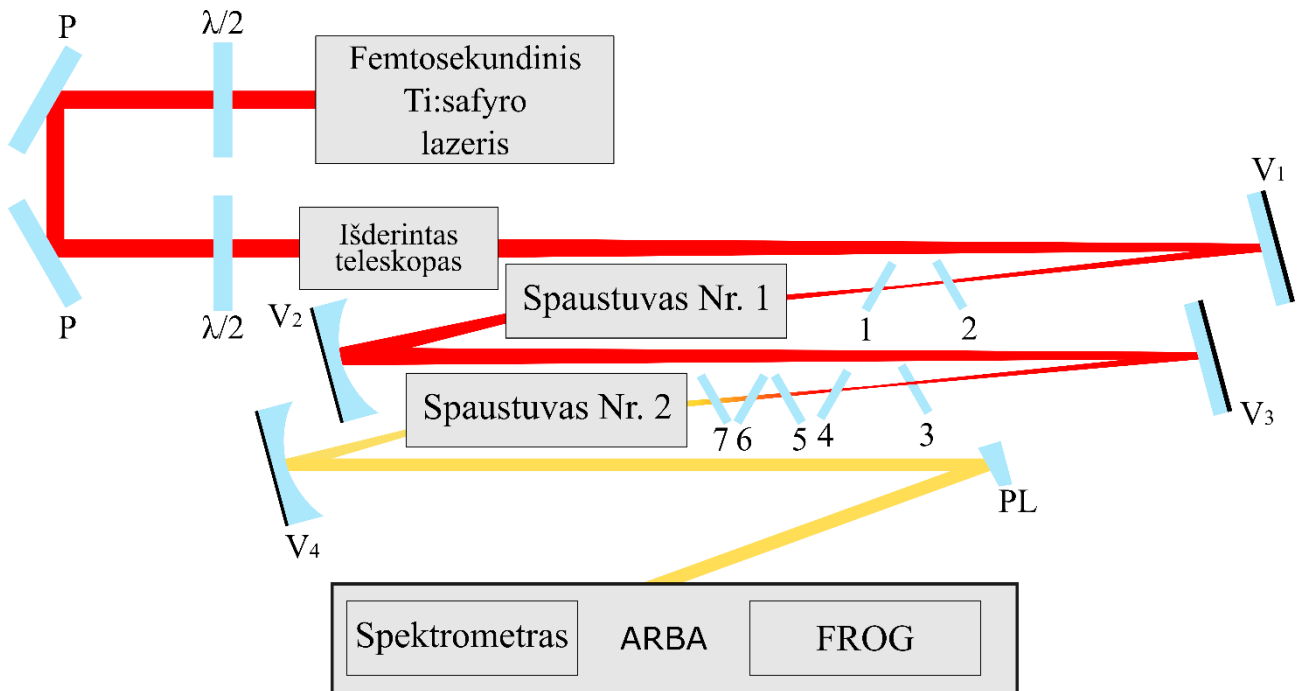
Daugiaplokštelinė kontinuumo generatoriaus schema ant stendo:



16 pav. Superkontinuumo generacijos UVFS stiklo plokštelėse schema ant stendo laboratorijoje.

## 2.2. Dvipakopė daugiaplokštelinės superkontinuumo generacijos eksperimento schema

Dvipakopė daugiaplokštelinė superkontinuumo generatoriaus schema nuo vienpakopės skiriasi tuo, kad plokštelės yra išskirstomos į dvi atskiras pakopas ir į abejas pakopas yra fokusuojama atskirai bei tarp pakopų vykdoma impulso spūda.

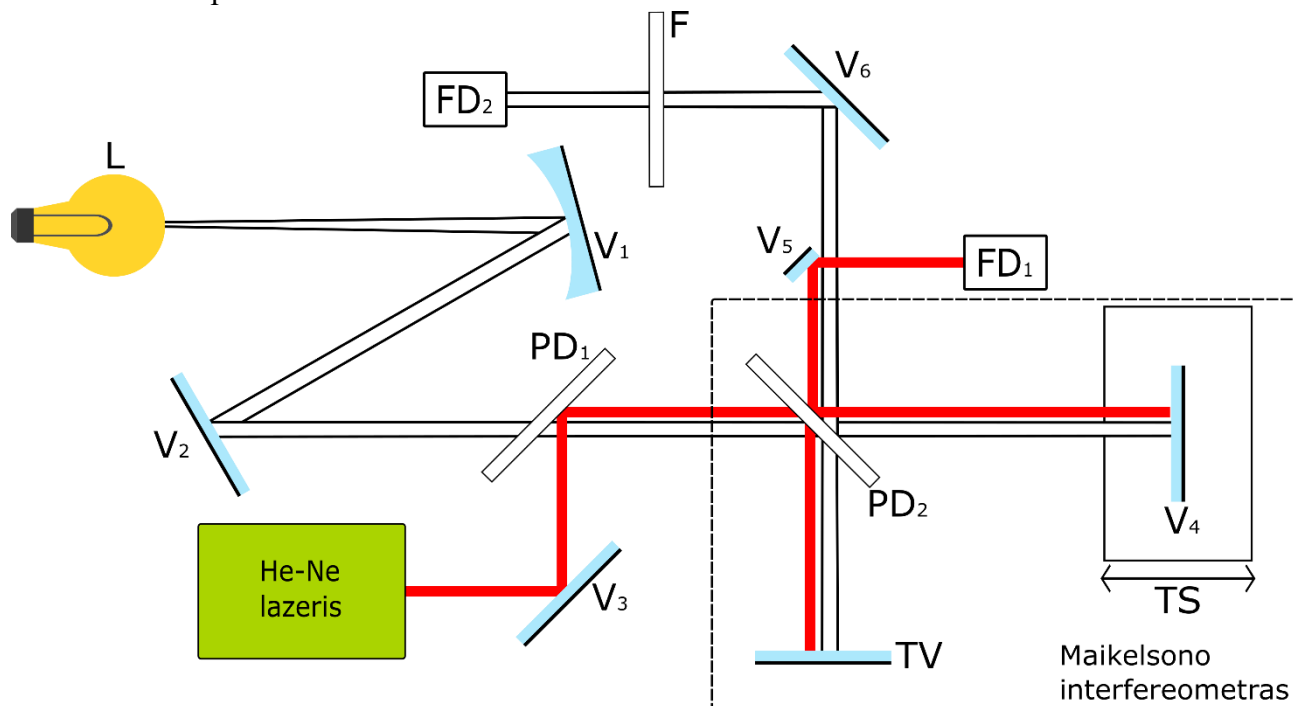


17 pav. Dvipakopė superkontinuumo generacijos UVFS stiklo plokštelėse principinė schema. Čia  $\lambda/2$  –  $\lambda/2$  fazinė plokštelė; P – poliarizatorius;  $V_1, V_3$  – plokšti veidrodžiai;  $V_2, V_4$  – įgaubti veidrodžiai; 1, 2, ... , 7 – UVFS plokštelės; PL – pleištas.

Dvipakopė kontinuumo generatoriaus schema nuo vienpakopės skiriasi tuo, kad plokštelės yra išskirstomos į du rinkinius. Po pirmosios pakopos vykdomas impulso laikinis spaudimas kompresoriumi 1 po kurio spinduliuotė vėl yra fokusuojama į antrą plokštelių rinkinį, po kurio impulsas vėl spaudžiamas. Tokiu būdu, naudojantis tuo sąryšiu, kad impulso spektro plotis atvirkščiai proporcingas jo trukmei, siekiama maksimaliai sutrumpinti pradinio impulso trukmę. Pagrindinis tokio generatoriaus pranašumas prieš vienpakopį yra tas, kad išvengiama impulso skilimo, kuris komplikuoja impulso spūdą.

### 2.3. Čirpuotų veidrodžių GDD matavimo schema

Vienas iš čirpuotų veidrodžių charakterizuojančių dydžių yra GDD. Tam, kad išsiaiškinti turimų čirpuotų veidrodžių GDD buvo atliekamas baltos šviesos interferencijos eksperimentas. Buvo surinkta tokia optinė schema:



18 pav. Čirpuotų veidrodžių GDD matavimo stendo schema. Čia L – lempa; V<sub>1</sub> – įgaubtas veidrodis lempos skleidžiamai šviesai sukolinuoti; V<sub>2</sub>, V<sub>3</sub>, V<sub>4</sub>, V<sub>5</sub>, V<sub>6</sub> – plokšti veidrodžiai; PD<sub>1</sub>, PD<sub>2</sub> – pluošto dalikliai; TV – tiriamasis veidrodis; FD<sub>1</sub>, FD<sub>2</sub> – fotodiodai; F – filtras; TS – transliacinis staliukas.

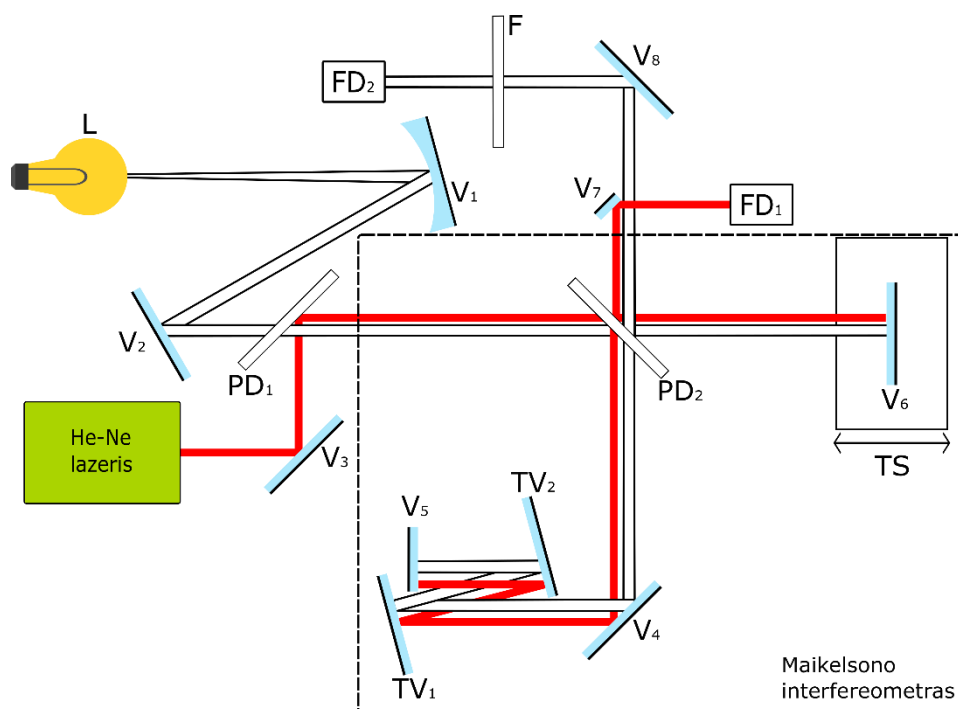
Šviesa iš lempos L yra kolimuojama veidrodžiu V<sub>1</sub>. Veidrodžiu V<sub>2</sub>, pro pluošto daliklį PD<sub>1</sub> (kuris reikalingas He-Ne lazerio pluoštui į Maikelsono interferometrą nukreipti) lempos šviesa nukreipiama į Maikelsono interferometrą, kur ir įvyksta interferencija. Veidrodžiu V<sub>5</sub> He-Ne lazerio šviesa yra nukreipiama į fotodiodą, kuriuo matuojama He-Ne pluošto interferencijos signalas. Toliau praėjusi balta šviesa veidrodžiu V<sub>6</sub> nukreipiama į filtrą F, kuriuo yra prislopinama ir, praėjusi pro jį, pasiekia fotodiodą FD<sub>2</sub>, kuriuo registruojamas baltos šviesos interferencijos signalas.

Tam, kad tiksliai žinoti kiek buvo pajudintas Maikelsono interferometro petys (su veidrodžiu M<sub>4</sub>) yra naudojamas He-Ne lazeris. Iš jo registruojamos interferogramos, Hilberto transformacijos pagalba, suskaičiuojamas atstumo pokytis

$$x = \frac{\varphi}{2\pi} \cdot 632,8 \text{ nm} \quad (24)$$

Ištyrus turėtus čirpuotus veidrodžius buvo pasirinkti du veidrodžiai, sudarysiantys čirpuotų veidrodžių kompresorių. Tam, kad būtų įsitikinta kokia yra bendra veidrodžių poros GVD buvo surinkta tokia optinė schema:

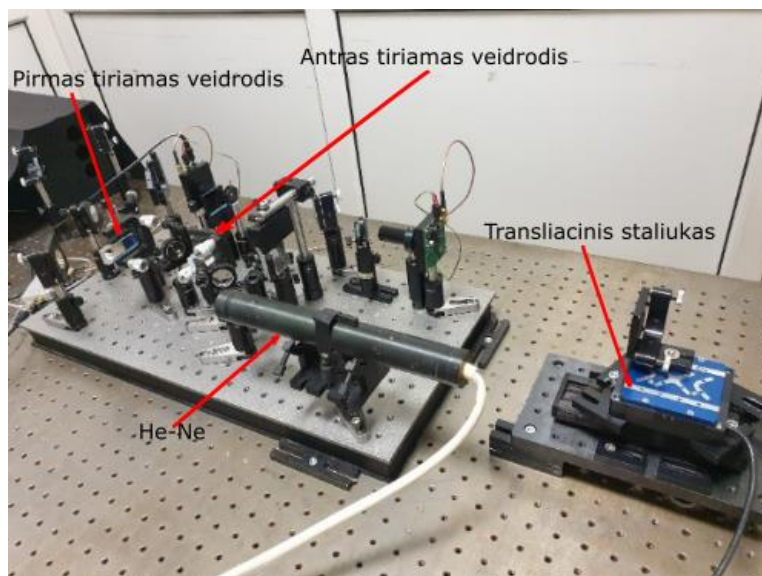




19 pav. Čirpuotų veidrodžių GDD matavimo stendo schema. Čia L – lempa;  $V_1$  – įgaubtas veidrodis lempos sklaidžiamai šviesai sukolinuoti;  $V_2, V_3, V_4, V_5, V_6, V_7, V_8$  – plokšti veidrodžiai;  $PD_1, PD_2$  – pluošto dalikliai;  $TV_1, TV_2$  – tiriamasi veidrodžiai;  $FD_1, FD_2$  – fotodiodai; F – filtras; TS – transliacinis staliukas.

Schemos, pateiktos 19 pav. veikimo principas, niekuo nesiskiria nuo 18 pav. pateiktos schemos principo, todėl vengiant pasikartojimų 19 pav. pateiktos schemos veikimo principas nebus aptarinėjamas.

Veidrodžių GDD matavimo schema ant stendo:



20 pav. Čirpuotų veidrodžių (poros) GDD matavimo optinė schema ant stendo laboratorijoje.

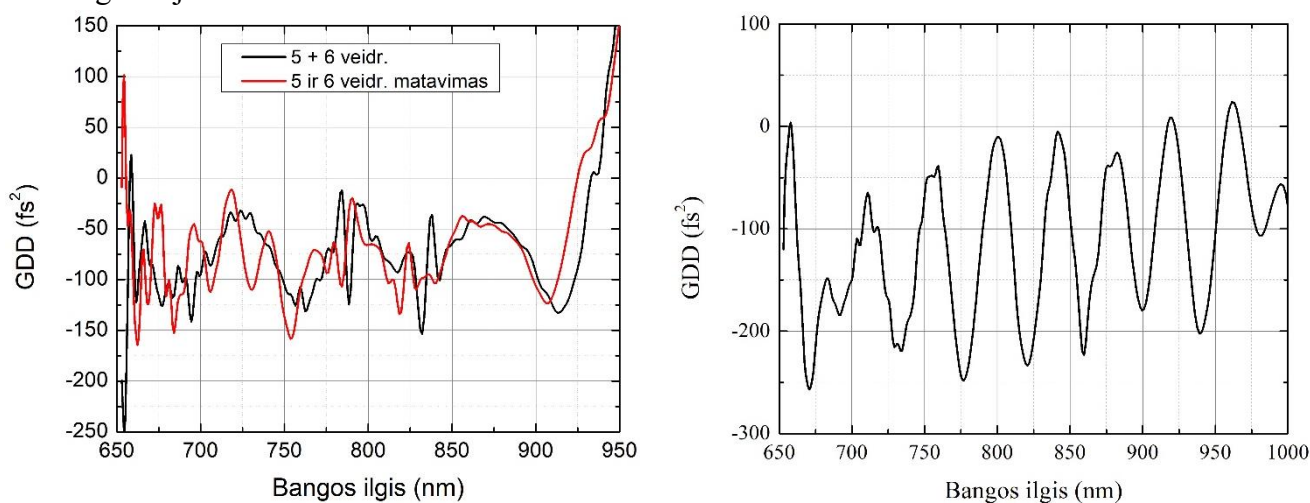


### 3. Matavimų rezultatai ir jų aptarimas

#### 3.1. Čirpuotų veidrodžių GVD matavimo rezultatai

Kontinuomo generatoriaus išvadinė spinduliuotė turi čirpą, vadinasi, yra spūdi. Čirpuotų veidrodžių spaustuvai pasižymi mažiausiais nuostoliais, tačiau dėl plačios kontinuomo spinduliuotės spektro prigimties, čirpuotas veidrodis dar turi pasižymėti ir plačiu atspindžio diapazonu. Taigi, siekiant išsiaiškinti turimų čirpuotų veidrodžių fazines charakteristikas buvo atliktas baltos šviesos interferometrijos eksperimentas.

Iš viso buvo išmatuoti 8 čirpuotų veidrodžių fazinės charakteristikos ir iš jų sudarytos 2 poros, kurios pasirinktos kaip čirpuotų veidrodžių spaustuvai dvipakopio kontinuomo generatoriaus konfigūracijai.



21 pav. Kairėje: pirmojo spaustuvo fazinė charakteristika (juoda kreivė – atskirų veidrodžių GDD suma, raudona – išmatuota poros GDD). Dešinėje: antrojo spaustuvo fazinė charakteristika, kuri gauta sudėjus dvi atskiras antrojo spaustuvo veidrodžių fazines charakteristikas.

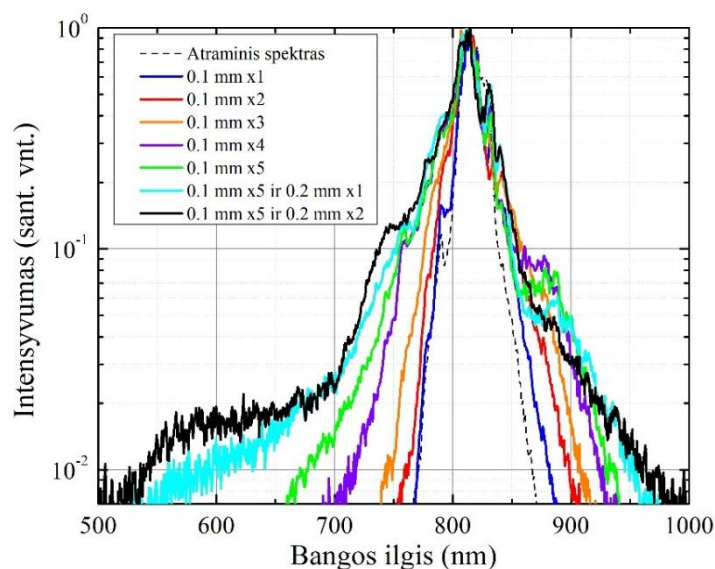
Iš 21 pav., kairėje pusėje esančio grafiko, matyti, kad dviejų atskirų veidrodžių fazinių charakteristikų suma yra apylygi tų veidrodžių poros išmatuotai fazinei charakteristikai. Taipogi, matyti, jog vidutinė pirmojo čirpuotų veidrodžių spaustuvo fazinė charakteristika vidutiniškai yra apie  $-75 \text{ fs}^2$ . Antrojo spaustuvo (žr. 21 pav. dešinėje) fazinė charakteristika vidutiniškai yra apie  $-125 \text{ fs}^2$ .

#### 3.2. Daugiaplokštelinės kontinuomo generacijos rezultatai

##### 3.2.1. Vienpakopė konfigūracija

Iš viso naudotos septynios plokštelės, iš kurių penkių storis 0,1 mm, o likusių dviejų – 0,2 mm. Plokštelės buvo pastatytos taip: pirmos penkios plokštelės (1 – 5) yra 0,1 mm storio, likusios dvi – 0,2 mm. Atstumas tarp plokštelių: 1 – 2: 45 mm; 2 – 3: 50 mm; 3 – 4: 50 mm; 4 – 5: 45 mm; 5 – 6: 30 mm; 6 – 7: 30 mm.

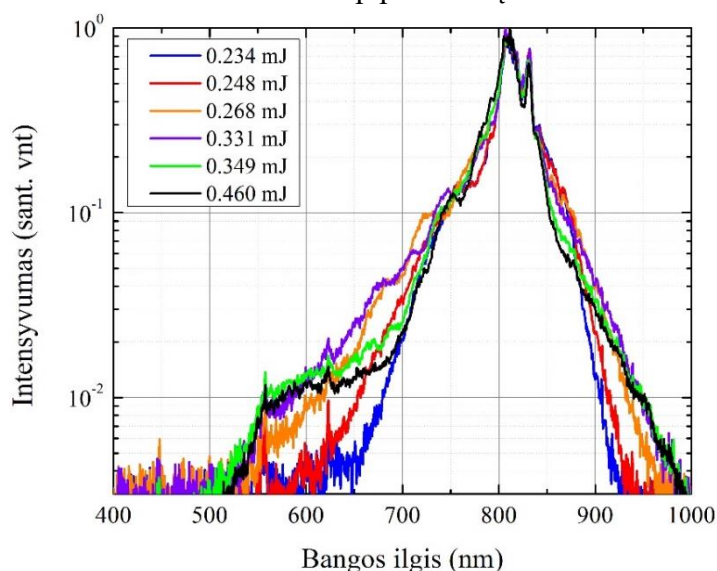
Kontinuumui generuoti naudojama 329  $\mu\text{J}$  energijos spinduliuotė. Eksperimento metu stebėtas palaipsniui atsirandantis spektro plitimas, kuris vis didėja didėjant pridėdamų plokštelių skaičiui:



22 pav. Spektro pločiai, pradinei spinduliuotei praėjus atitinkamą plokštelių skaičių.

Iš 22 pav. matome, kad didėjant plokštelių skaičiui, per kurias prasklinda impulsas, jo spektras plečiasi. Taip pat galime pastebėti, kad septintoji plokštelė spektrą praplečia mažai, palyginti su šeštąja, tačiau pastebimas ryškus energijos persiskirstymas trumpabangėje spektro srityje.

Taip pat buvo atliktas eksperimentas, kurio metu stebėti spektro pokyčiai keičiant pradinės spinduliuotės galią, tačiau **nekeičiant** atstumo tarp plokštelių:



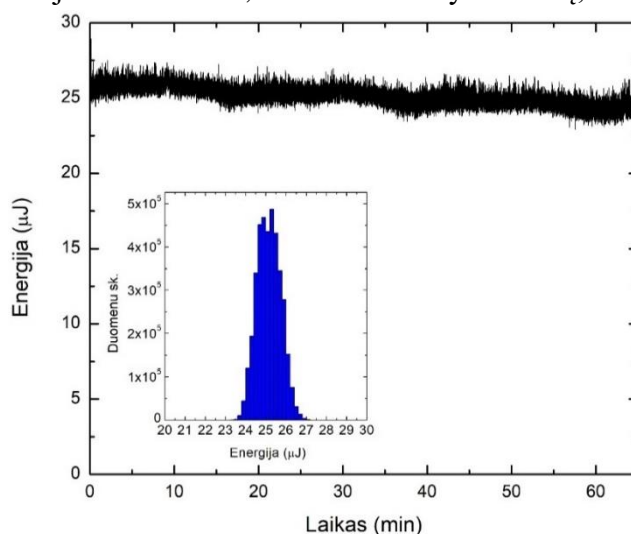
23 pav. Spektrai esant skirtingoms pradinės spinduliuotės galioms.

Iš 23 pav. matome, kad egzistuoja optimali galios (intensyvumo) vertė ties kuria superkontinuumo spektras yra plačiausias ir intensyviausias. Tačiau kita vertus, prisiminus, kad atstumas tarp plokštelių nėra kiekvieną kartą optimizuojamas, remiantis 25 pav. galima teigti, kad

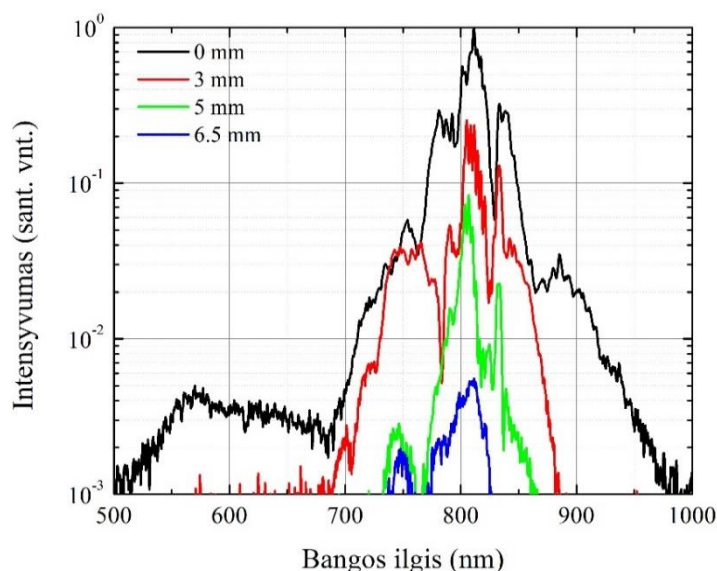
daugiakomponentis kontinuumo generatorius yra tolerantiškas galios pokyčiams. Verta paminėti, kad padidinus galią padidėja ir spektro plotis, tačiau stipriai nukenčia spinduliuotės kokybė.

Iš 24 pav. matyti, kad superkontinuumo spinduliuotė yra ganėtinai stabili (bent jau valandos bėgyje). Gautų duomenų skirstinys artimas normaliajam skirstiniui, tai leidžia daryti išvadą, kad duomenyse esančios fliktuacijos yra „baltas“ triukšmas.

Supekontinuumo spinduliuotė pasižymi žiedine struktūra, taigi kyla klausimas kaip yra pasiskirstęs spinduliuotės spektras skersai impulsui krypties. Šis tyrimas buvo atliktas, transliacinio staliuko pagalba, stumiant šviesolaidį, kurio skersmuo 600  $\mu\text{m}$ , skersai baltos šviesos kontunuomo kryptimi. Spinduliuotės atžvilgiu eksperimentas pradedamas nuo centro ir šviesolaidis stumiamas iki krašto. Pateikti duomenys nuo centro link vieno iš kraštų, nes buvo pastebėtas spektro simetriškas pasiskirstymas centro atžvilgiu.



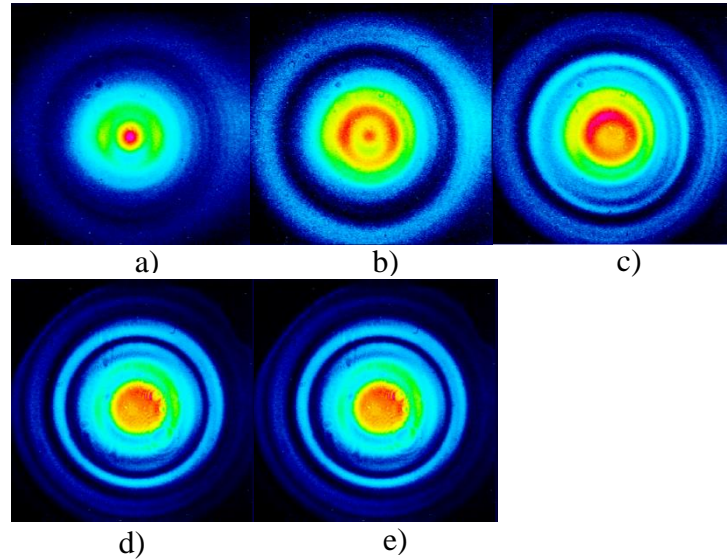
24 pav. Superkontinuumo stabilumo kreivė ir duomenų pasiskirstymas, kai duomenis buvo renkami valandą be pertraukimo.



25 pav. Kontinuumo spinduliuotės spektras skersinėje koordinatėje.

Iš 25 pav. matyti, kad plačiausias spektras (baltos šviesos kontinuumas) yra tikrai spinduliuotės centre. Tolstant nuo centro spektras siaurėja ir intensyvumas mažėja. Šie grafikai puikiai atspindi erdvinį skirstinį – tolstant nuo centro kontinuumo spinduliuotė pasižymi žiedine struktūra.

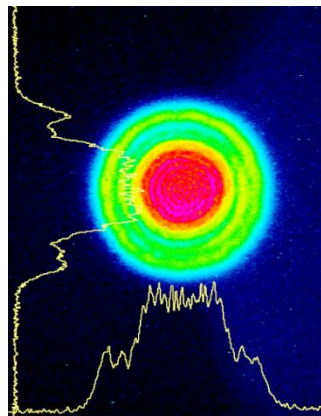
Kontinuumo spinduliuotės erdviniai skirstiniai:



26 pav. Erdviniai pluošto skirstiniai, kai superkontinuumo spinduliuotės energija:  
a) 0,249 mJ; b) 0,265 mJ; c) 0,313 mJ; d) 0,383 mJ; e) 0,445 mJ.

Kaip matome iš spinduliuotės erdviųjų skirstinių, yra aiškiai išreikšti, prieš tai minėti, žiedai. Šie erdviniai skirstiniai išmatuoti esant skirtingoms baltos šviesos kontinuumo energijoms.

Kaip matyti iš 26 pav., superkontinuumo spinduliuotė pasižymi žiedine struktūra, tačiau žiedai praktikoje nėra panaudojami. Taigi, labai svarbu kiek energijos yra apie spinduliuotės centrą. 27 pav. pateikiamas vienu atveju išmatuotas superkontinuumo erdvinis skirstinys apie centrą (periferija buvo nufiltruota diafragma):

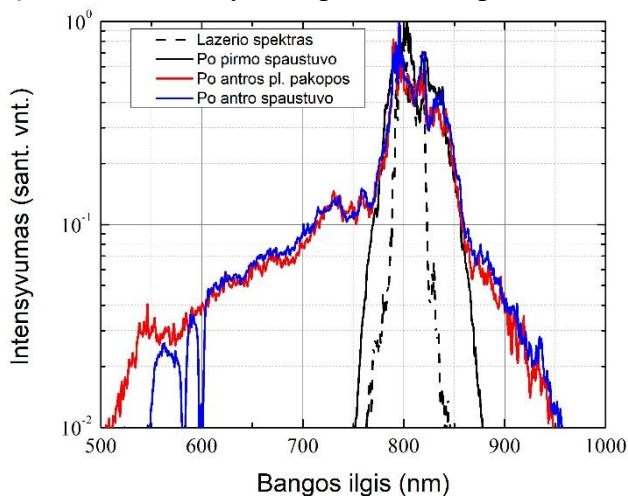


27 pav. Pradinės spinduliuotės energija 0,380 mJ, superkontinuumo spinduliuotės energija 0,316 mJ, energija centrinėje dalyje 0,190 mJ.

Šiuo atveju, gauta, kad sistemos pralaidumas yra apie 83 %, o energija, apie spinduliuotės centrą, yra apie 50% pradinės spinduliuotės energijos.

### 3.3.2. Dvipakopė konfigūracija

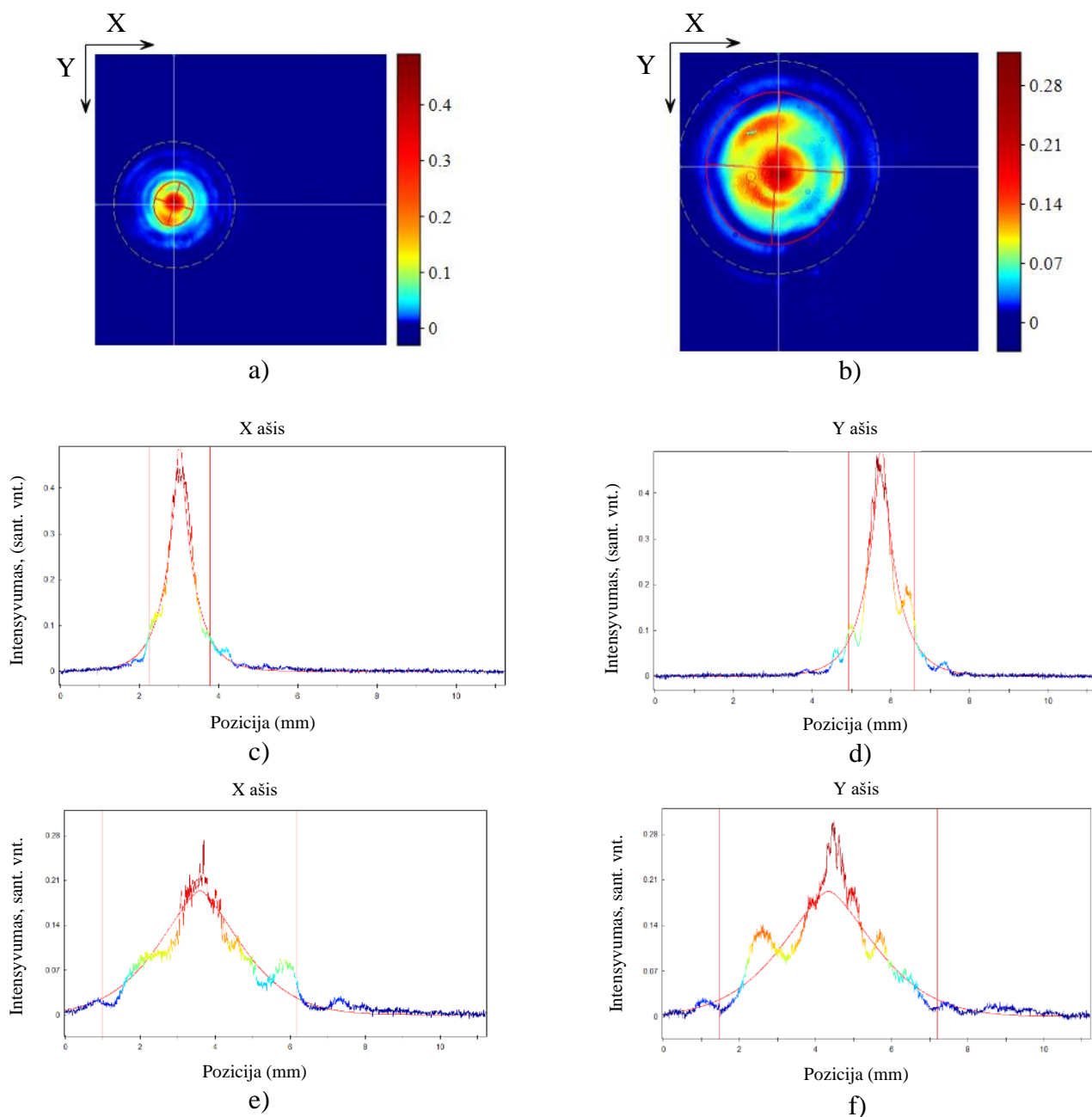
Dvipakopės daugiaplokštulinio kontinuumo generatoriaus konfigūracijoje spektro plėtimas vyksta dviejuose plokštelių rinkiniuose bei yra suspaudžiamas po kiekvienos pakopos.



28 pav. Spektro plotis po daugiakomponenčio kontinuumo generatoriaus pakopų ir spaustuvių. Pirmą pakopą sudaryta iš dviejų 0,1 mm storio plokštelių, antroji – iš penkių plokštelių: dvi pirmos 0,2 mm storio, likusios 0,1 mm.

28 pav. pavaizduoti atraminis spektrai, spektrai po atskirų plėtimo pakopų ir spektrai po spaustuvių. Spektras po pirmosios plokštelių pakopos sutampa su spektru po pirmojo spaustuvo, todėl nėra pateikiamas atskirai, tačiau po antrosios spektro plėtimo pakopos gautasis spektras yra platesnis, negu spektras po antrojo spaustuvo. Taip yra todėl, kad antrojo spaustuvo spektrinio atspindžio diapazonas yra siauresnis negu spektras po antrosios plokštelių pakopos, taigi, šie du spektrai yra pateikti atskirai, nes spektras po antrosios pakopos parodo spektro plėtimo galimybes, o spektras po antro spaustuvo parodo impulso spektrą, kuris yra spaudžiamas spaustuve ir toliau nukreipiamas į FROG (žr. 3.3 skyrelį).

Siekiant išsiaiškinti erdvinį kontinuumo skirstinį, naudojant „RayCi64 Standard“ programinį paketą, buvo atliktas artimojo lauko (iškart po plokštelių) ir tolimojo lauko (po, maždaug, 3 m) kontinuumo spinduliuotės erdvinio skirstinio matavimas.

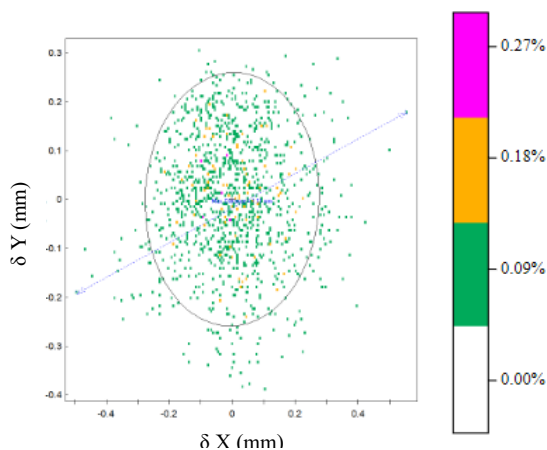


29 pav. Artimojo a) ir tolimojo b) laukų skirstiniai. c) d) ir e) f) atitinkamai X ir Y ašies skirstiniai.

Raudonos vertikalios linijos žymi  $1/e^2$  aukštį.

Atlikus pluošto 2 minučių pluošto stabilumo matavimą gauta, kad X ir Y centroidžių fliktuacijos yra 0,1383 mm ir 0,1298 mm atitinkamai. Tuomet išmatavus gautos spinduliuotės skersmenis abejuose ašyse (programiniu paketu DataRay), gauta, kad skersmuo,  $1/e^2$  aukštyje, X ašyje yra 3,233 mm, o skersmuo Y ašyje – 2,535 mm. Atsižvelgus į tai, matome, kad X centroidės fliktuacijos yra 4,28 %, o Y – 5,12 %.





30 pav. 2 minučių trukmės centroidės fliuktuacijų matavimas.

Iš 30 pav. matyti, kad centroidė didžiąją dalį laiko praleidžia elipsėje, kurios forma bei plotas yra nulemti X ir Y centroidžių dispersijos. Mėlyna tiesė jungia du, labiausiai nutolusius taškus, tarp kurių atstumas yra 1,11 mm.

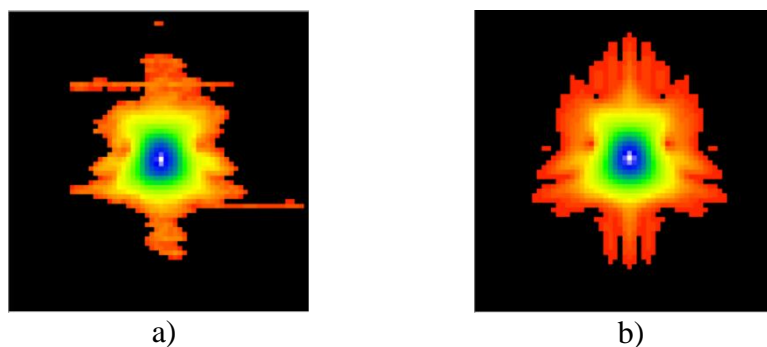
### 3.3. FROG matavimo rezultatai

#### 3.3.1. Lazerio FROG ir vienpakopės kontinuumo generatoriaus konfigūracijos spūdos galimybės

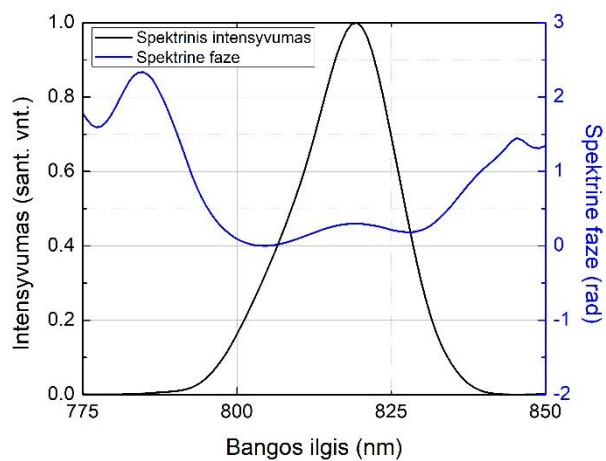
Po kontinuumo generatoriaus išėjęs impulsas turės čirpą. Norint kompensuoti čirpą, visų pirma reikia išsiaiškinti kiek jo yra impulse, kad būtų galima nuspręsti kiek reikės atspindžių čirpuotų veidrodžių kompresoriuje. Tam tinka FROG matavimo metodika, kuri be čirpo kiekio dar ir leidžia išmatuoti tiriamo impulso trukmę.

Ruošiantis kontinuumo spūdai buvo atliktas lazerio impulso FROG matavimas siekiant įsisavinti šią metodiką bei sužinoti daugiau informacijos apie kaupinimo impulsą.

Atliekant FROG matavimą buvo gauta, kad lazerio impulso trukmė yra 55 fs, o spektrinė fazė ganėtinai plokščia ir per impulsą svyruoja  $\sim 1,5$  rad (žr. 32 pav.).

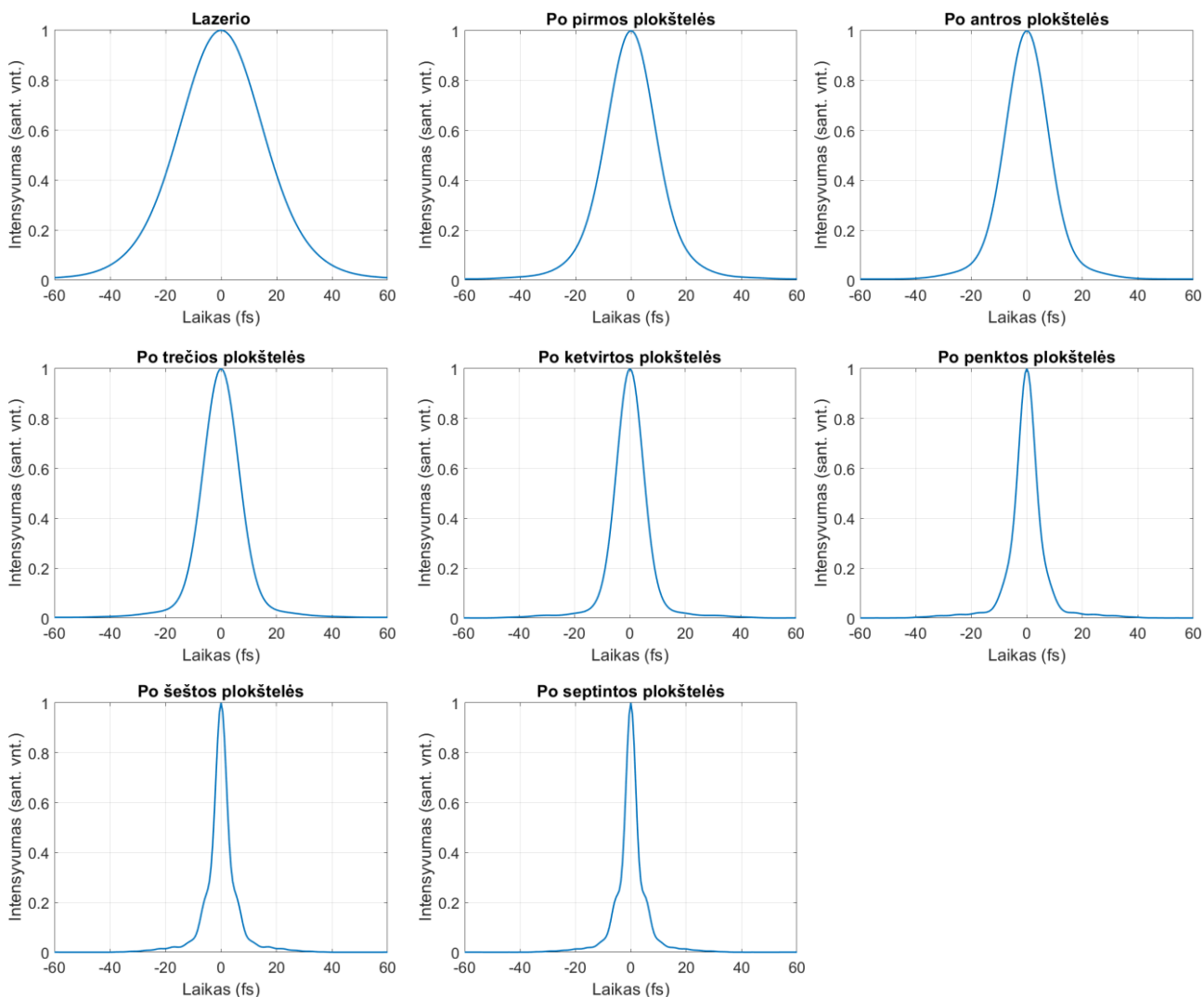


31 pav. a) išmatuotas impulsas; b) atkurtas impulsas



32 pav. FROG atkurto impulso spektrinis intensyvumas ir spektrinė fazė.

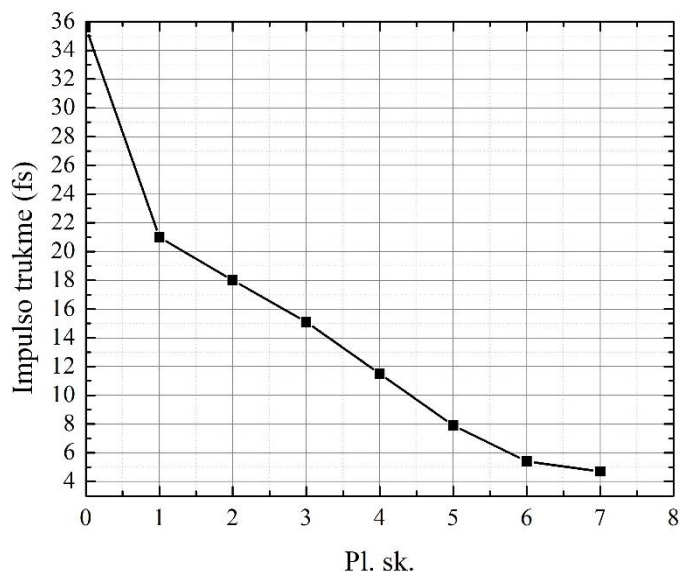
Nors kontinuomo spinduliuotė iš vienpakopio generatoriaus nebuvo suspausta ir nebuvo išmatuotas kontinuomo FROG, tačiau iš turimų spektrų, atvirkštinės Furjė transformacijos pagalba, buvo įvertintos impulso spūdos galimybės, kurios pateiktos žemiau esančiame 33 pav.



33 pav. Laikines gaubtines gautos atlikus Furjė transformaciją 22 pav. pavaizduotiems spektrams.



Iš 33 pav. matome, kad po kiekvienos plokštelės transformacijos riboto impulso laikinė gaubtinė siaurėja. 34 pav. pateikta impulso trukmės, pusėje aukščio, priklausomybė nuo plokštelių skaičiaus.



34 pav. Impulso trukmės, pusėje aukščio, priklausomybė nuo plokštelių skaičiaus. Pirmų penkių plokštelių storis 0,1 mm, likusių – 0,2 mm.

Kaip matome iš 34 pav., transformacijos riboto impulso trukmė mažėja didėjant plokštelių skaičiui. To ir buvo galima tikėtis, nes impulsui sklindant per plokšteles, jo spektras plinta ir puikiai žinoma, kad impulso spektro plotis atvirkščiai proporcingas jo trukmei.

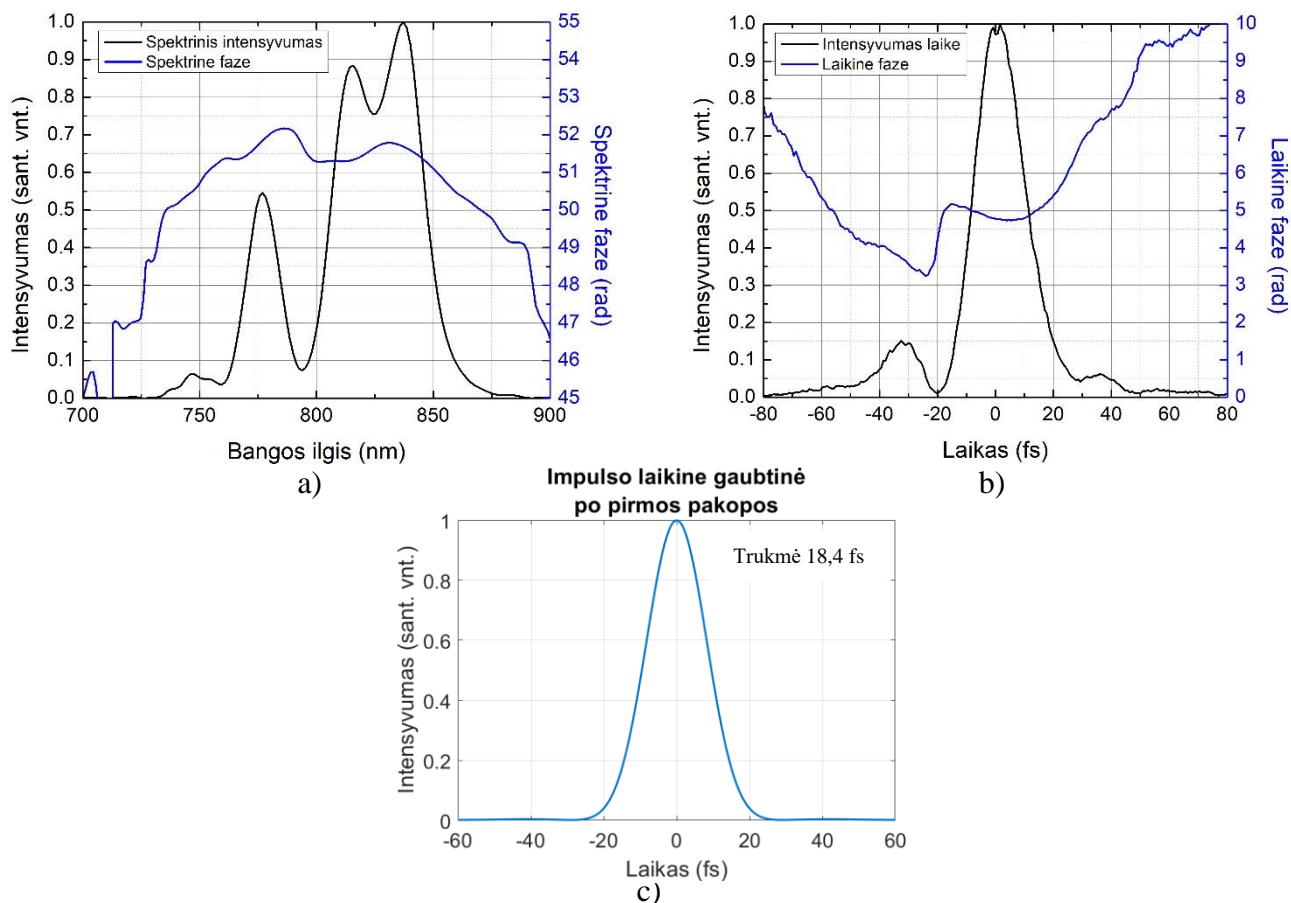
### 3.3.2. Dvipakopės kontinuumo generatoriaus konfigūracijos FROG rezultatai

Naudojamos FROG schemas laikinė skyra siekia  $\sim 1$  fs. Visos žemiau pateiktos impulsų trukmės yra pusėje aukščio.

Po pirmosios pakopos pradinės spinduliuotės trukmė sutrumpėjo nuo 55 fs iki 20 fs. FROG pėdsakai ir atkurtas spektras bei impulsas pateiktas žemiau.



35 pav. Kairėje: išmatuotas FROG pėdsakas po pirmos pakopos. Dešinėje: atkurtas kairėje gautas pėdsakas.



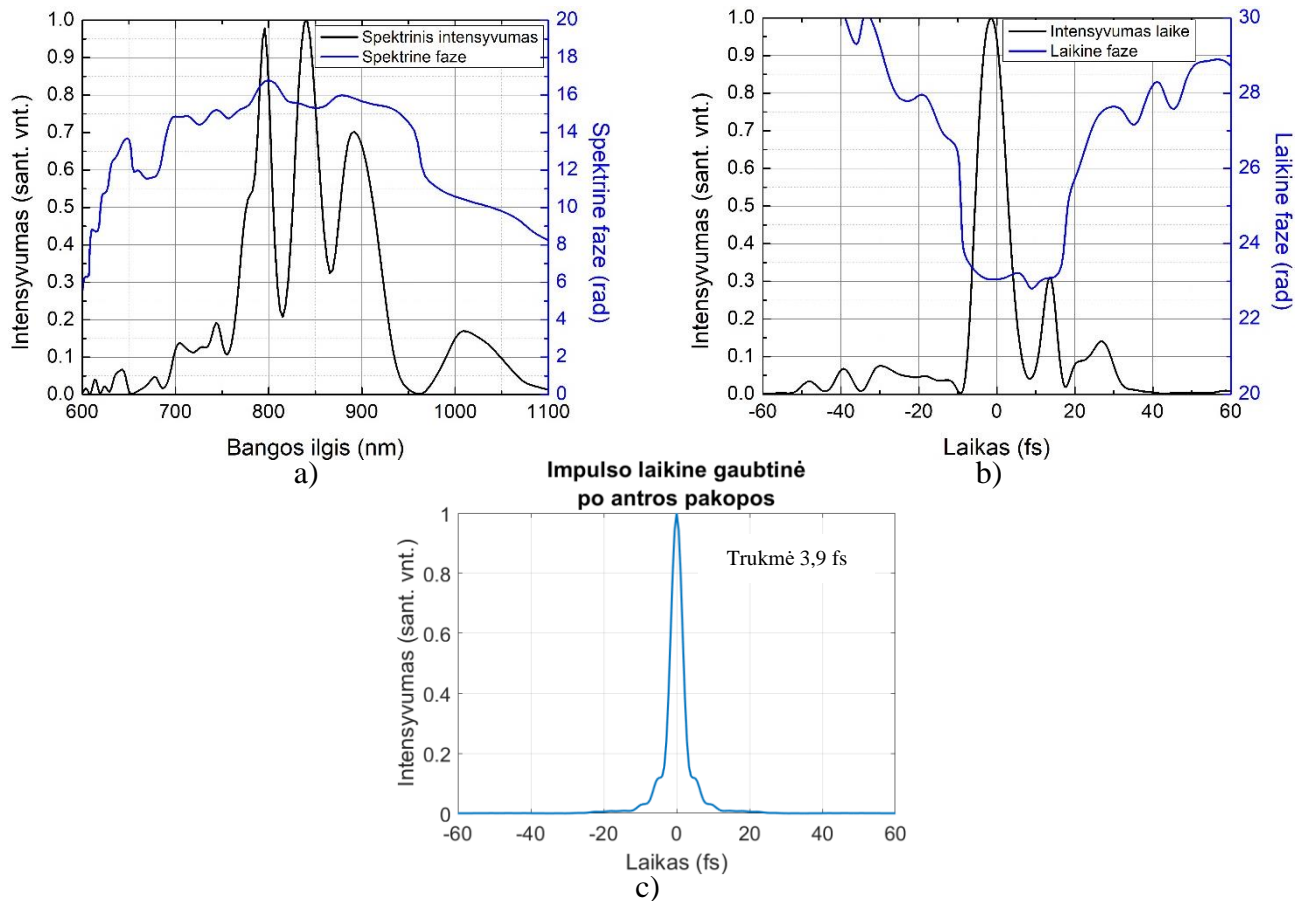
36 pav. a) po pirmos pakopos FROG atkurto impulso spektrinis intensyvumas ir spektrinė fazė; b) po pirmos pakopos FROG atkurto impulso laikinis intensyvumas ir laikinė fazė; c) impulso laikinė gaubtinė gauta po pirmos plokštelių pakopos gautam spektrui atlikus Furjė transformaciją.

35 pav. pavaizduotas išmatuotas FROG pėdsakas (kairėje) buvo atkurtas su 0.0050862 FROG paklaida (dešinėje). Ši paklaida yra išmatuoto FROG pėdsako rms (angl. *Random Mean Square*) ir rekonstruoto FROG pėdsako rms skirtumas. Iš 36 pav. b) grafiko matome, kad impulso laikinė fazė nėra visiškai plokščia ir impulsą būtų galima suspausti labiau, tačiau turimomis laboratorinėmis sąlygomis to padaryti nepavyko.

Po antrosios pakopos impulso trukmė sutrumpėjo nuo 20 fs iki apie 8,5 fs. FROG pėdsakai ir rekonstruotas spektras bei impulsas pateiktas žemiau.



37 pav. Kairėje: išmatuotas FROG pėdsakas po antros pakopos. Dešinėje: atkurtas kairėje gautas pėdsakas



38 pav. a) po antros pakopos FROG atkurto impulso spektrinis intensyvumas ir spektrinė fazė; b) antros pakopos FROG atkurto impulso laikinis intensyvumas ir laikinė fazė; c) impulso laikinė gaubtinė gauta po antros plokštelių pakopos gautam spektrui atlikus Furjė transformaciją.

37 pav. pavaizduotas išmatuotas FROG pėdsakas (kairėje) buvo atkurtas su 0.010128 FROG paklaida (dešinėje). Kaip matome, šis FROG impulso atkūrimas buvo prastesnis lyginant su impulsu po pirmos pakopos. Taip pat, galime pastebėti, kad 38 pav. kairėje esančiame grafike spektras yra moduluotas. Visos šie neatitikimai galėjo būti sąlygoti sudėtingos impulso formos ir nepilnai kompensuotos dispersijos (kad laikinė fazė nėra plokščia galima pastebėti iš 40 pav. dešinėje esančio grafiko).

## Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Surinktos vienpakopė ir dvipakopė eksperimentinių tyrimų schemas, kurias sudaro UVFS plokštelių rinkinys, skirtas superkontinuumui generuoti, impulsų charakteristikų matavimo grandinės bei čirpuotų veidrodžių kompresoriai impulsų spūdainiai.
2. Egzistuoja tam tikras plokštelių, daugiakomponenčiuose kontinuumo generatoriuose, skaičius užtikrinantis maksimalią impulsų spektro plėtrą.
3. Vienpakopiame kontinuumo generatoriuje kaupinimo impulsų spektras išplinta nuo pradinio 755 – 855 nm iki 530 – 995 nm, matuojant juos 0,002 normuoto intensyvumo aukštyje. Šių impulsų spektro Furjė transformacija atitinka impulsus, kurių trukmė yra  $< 10$  fs. Toks generatorius patikimai veikia kaupinimo energijai kintant 0,23 – 0,46 mJ intervale, o jo pralaidumas siekia 83 %. Išvadinė spinduliuotė turi žiedinę struktūrą, kurios centrinėje dalyje sukonzentruota apie 50 % praėjusios spinduliuotės energijos.
4. Suderinta eksperimentinė FROG metodikos įranga skirta kaupinimo impulsų ir suspaustų kontinuumo generatorių impulsų laikinių charakteristikų matavimui.
5. Dvipakopio daugiaplokštelinio kontinuumo generatoriaus kaupinamo 55 fs trukmės impulsais ir čirpuotų veidrodžių kompresorių panaudojimas leidžia formuoti sub-10 fs trukmės impulsus, kurių energija siekia 0,16 mJ.

## Literatūros sąrašas

1. F. Krausz and M. Ivanov, Attosecond physics, *Rev. Mod. Phys.* **81** (1), 163-234 (2009).
2. E. Goulielmakis, M. Schultze, M. Hofstetter, V. S. Yakovlev, J. Gagnon, M. Uiberacker, A. L. Aquila, E. M. Gullikson, D. T. Attwood, R. Kienberger, F. Krausz, and U. Kleineberg, Single-Cycle Nonlinear Optics, *Science* **320** (5883), 1614-1617 (2008).
3. A. L. Cavalieri, N. Muller, T. Uphues, V. S. Yakovlev, A. Baltuska, B. Horvath, B. Schmidt, L. Blumel, R. Holzwarth, S. Hendel, M. Drescher, U. Kleineberg, P. M. Echenique, R. Kienberger, F. Krausz, and U. Heinzmann, Attosecond spectroscopy in condensed matter, *Nature* **449** (7165), 1029-1032 (2007).
4. C.-H. Lu, Y.-J. Tsou, H.-Y. Chen, B.-H. Chen, Y.-C. Cheng, S.-D. Yang, M.-C. Chen, C.-C. Jsu, and A. H. Kung, Generation of intense supercontinuum in condensed media, *Optica* **1**, 400-406 (2014).
5. Y.-C. Cheng, C.-H. Lu, Y.-Y. Lin, and A. H. Kung, Supercontinuum generation in a multi-plate medium, *OSA* **24**, 7224-7231 (2016).
6. P. He, Y. Liu, K. Zhao, H. Teng, X. He, P. Huang, H. Huang, S. Zhong, Y. Jiang, S. Fang, X. Hou, and Z. Wei, High-efficiency supercontinuum generation in solid thin plates at 0.1 TW level, *Opt. Lett.* **42**, 474-477 (2017).
7. M. Seo, K. Tsendsuren, S. Mitra, M. Kling, and D. Kim, High-contrast, intense single-cycle pulses from an all thin-solid-plate setup, *Opt. Lett.* **45**, 367-370 (2020).
8. A. Dubietis, *Netiesinė optika* (VU leidykla, Vilnius, 2011).
9. A. Sheltikov, A. L'Huillier, F. Krausz, in *Handbook of Lasers and Optics*, edited by Träger (Springer Science+Business Media, New York, 2007), pp. 157-248.
10. A. Dubietis, G. Tamošauskas, R. Šuminas, V. Jukna, and A. Couairon, Ultrafast supercontinuum generation in bulk condensed media (Invited Review), arXiv:1706.04356 (2017).
11. Y. Silberberg, Collapse of optical pulses, *Opt. Lett.* **15**, 1282-1284 (1990).
12. W. Liu, S. Petit, A. Becker, N. Aközbek, C. M. Bowden, and S. L. Chin, Intensity clamping of a femtosecond laser pulse in condensed matter, *Opt. Commun.* **202** (1), 189-197 (2002).

13. L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian, and J.-P. Wolf, Ultrashort filaments of light in weakly-ionized, optically transparent media, *Rep. Prog. Phys.* **70** (10), 1633-1713 (2002).
14. A. P. Stabinis, G. Valiulis, *Ultratrumpujų šviesos impulsų netiesinė optika* (TEV, Vilnius, 2008).
15. RP Photonics Encyclopedia, Chromatic dispersion, Available at [https://www.rp-photonics.com/chromatic\\_dispersion.html](https://www.rp-photonics.com/chromatic_dispersion.html) (2021-01-20).
16. RP Photonics Encyclopedia, Pulse Compression, Available at [https://www.rp-photonics.com/pulse\\_compression.html](https://www.rp-photonics.com/pulse_compression.html) (2021-01-13).
17. A. Dubietis, *Lazerių fizika (paskaitų konspektas)* (2017).
18. V. Chauhan, P. Bowlan, J. Cohen, and R. Trebino, Single-diffraction-grating and grism pulse compressors, *Opt. Soc. Am. B* **27**, 619-624 (2010).
19. V. Pervak, I Ahmad, S. A. Trushin, Zs. Major, S. Karsch, and F. Krausz, *Dispersive mirror compressor for chirped pulse amplifiers*, presented at ECOC, Torino, Italy, 2010 (unpublished).
20. V. Pervak, A. V. Tikhonravov, M.K. Trubetskov, S. Naumov, F. Krausz, A. Apolonski, 1.5-octave chirped mirror for pulse compression down to sub-3 fs, *Appl. Phys. B* **87**, 5-12 (2007).
21. M. Vengris, *Chirpometer. An instrument for measuring phase characteristics of mirrors and transparent optical components* (VU, Vilnius, 2020).
22. V. A. Šalna, *Optika* (ENCIKLOPEDIJA, Vilnius, 2004).
23. R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses* (Springer Science + Business Media, New York, 2002).

## Santrauka

Ramūnas Logminas

### Femtosekundinių impulsų spūda daugiakomponenčiais kontinuumo generatoriais

Dažniausiai superkontinuumo (itin plataus spektro spinduliuotės) generacija atliekama vientisoje kietojoje terpėje, tačiau į tokią terpę, naudojant femtosekundinius impulsus, galima nukreipti tik kelių  $\mu\text{J}$  impulsus. Taigi, toks metodas pats savaime nulemia nedidelės energijos baltos šviesos kontinuumo spinduliuotę. Šiame darbe nagrinėjamas kitas metodas superkontinuumo generacijai, tai baltos šviesos kontinuumo generacija UVFS (angl. *UV fused silica*) plokštelėse. Toks superkontinuumo generacijos metodas leidžia panaudoti didesnės energijos impulsus išvengiant optinės komponentų pažaidos.

Ekspimento metu iš viso panaudotos septynios UVFS plokštelės, iš kurių penkių storiai 0,1 mm, o likusių dviejų – 0,2 mm. Naudotas Ti:safyro lazeris, kurio impulso trukmė apie 55 fs, o centrinis dažnis 800 nm. Generuojant superkontinuumą buvo naudota 329  $\mu\text{J}$  spinduliuotė. Plokštelės buvo statomos taip: penkios po 0,1 mm storį ir tada dvi po 0,2 mm. Spektras buvo išplėstas nuo pradinio 755 – 885 nm iki 530 – 995 nm. Taip pat tirta daugiakomponenčio kontinuumo generatoriaus tolerancija skirtingoms spinduliuotės galioms. Gauti rezultatai rodo, kad daugiakomponentis kontinuumo generatorius, turimomis eksperimentinėmis sąlygomis, pasižymi galios tolerancija 0,234 – 0,460 mJ intervale. Sistemos pralaidumas – apie 83 %.

Tačiau iš konotinuumo generatoriaus išėjusi spinduliuotė turi čirpą (impulsas ištemtas laike), kurį reikia kompensuoti. Taip pat, nenaudojant dvipakopio daugiakomponenčio kontinuumo generatoriaus, impulso spektrui plintant pasireiškia impulso skilimas, kuris spektre suformuoja pjedestalą. Siekiant kompensuoti kontinuumo čirpą ir ruošiantis dvipakopiam daugiakomponenčio kontinuumo generatoriaus surinkimui šiame darbe taip pat pristatomi paruošiamieji darbai.

Impulso spūdai panaudoti čirpuotų veidrodžių spaustuvai. Tam buvo atlikti laboratorijoje turimų čirpuotų veidrodžių fazinės charakteristikos matavimai, panaudojus baltos šviesos interferometrijos metodiką. Iš viso ištirti aštuoni veidrodžiai, iš kurių keturi buvo atsirinkti dviejų kompresorių poroms. Pirmųjų dviejų veidrodžių poros grupinių vėlinimų dispersija (angl. *group delay dispersion (GDD)*) osciliuoja apie – 75 fs<sup>2</sup> vertę, tačiau šie veidrodžiai pasižymi plačia spektrinio atspindžio juosta, antrų – apie 125 fs<sup>2</sup>

Darbe naudojamų kaupinimo impulsų trukmė matuojant ją FROG (angl. *frequency resolved optical gating*) metodu sudarė 55 fs. Tuomet, panaudojus dvipakopę daugiakomponenčio kontinuumo generatoriaus schemą galima pasiekti kelių kartų impulsų spūdą ir formuoti sub-10 fs trukmės impulsus.

## Summary

Ramūnas Logminas

### Compression of Femtosecond Pulses by Multiplate Continuum Generators

During interaction between intense laser pulses and nonlinear medium we often encounter nonlinear optical phenomena such as supercontinuum generation (broadband spectrum radiation). Usually, supercontinuum is generated in a bulk condensed media. But this method by itself has a restriction for maximum energy which can be directed to that media. Usual initial radiation energy is a few  $\mu\text{J}$ . In this work we investigated another technique for supercontinuum generation, so called, multi-plate system which was constructed from UV fused silica (UVFS) plates. This method allows to use higher energy pulses and avoid any optical damage.

During experiment there were used seven UVFS plates. Plates had different thickness: five of them there 0,1 mm, other two – 0,2 mm. In experiment were used Ti:sapphire laser whose pulse duration was approximately 55 fs, and central wavelength – 800 nm. During supercontinuum generation pulse energy was 329  $\mu\text{J}$ . Plates configuration was as following: first five plates were thinner and the last two were thicker. Spectrum was broadened from 755 – 855 nm to 530 – 995 nm. Also, configuration there tested at different powers. Results showed that there is an optimal power which results in the widest and most intense supercontinuum. System had approximately 83 % transmittance.

However, pulse after continuum generator is chirped that must be compensated. In a single stage supercontinuum generator setup, pulse will split into two and that will result in pedestal in spectral domain.

For temporal pulse compression were used pulses stretched in time (chirped) mirror compressors, due to their low losses. To figure out which chirped mirrors are best for to compress continuum radiation there was performed white light interferometry experiment for all chirped mirrors that we had. From all collected data it was decided to pick four mirrors from eight measured ones. Four mirrors will make two compressor pairs for generated supercontinuum temporal compression. First pair group delay dispersion (GDD) mean value is around  $-75 \text{ fs}^2$ , second pair –  $-125 \text{ fs}^2$  Also, these mirrors are suitable to reflect broadband spectrum light.

The duration of the pump pulses used in the work, measured by the frequency resolved optical gating (FROG) method, was 55 fs. Then, using a two-stage multi-component continuum generator setup, it is possible to achieve pulse compression few times and generate sub-10 fs duration pulses.



Šio darbo rezultatų pagrindu yra pristatyti pranešimai:

- R. Logminas, A. Varanavičius, Supercontinuum generation in a multi-plate system, *Open Readings 2020 International conference for students of physics and natural sciences* (2020).
- R. Logminas, A. Varanavičius, Multi-plate continuum generators for few cycle pulse formation, *Open Readings 2021 International conference for students of physics and natural sciences* (2021).