

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
KVANTINĖS ELEKTRONIKOS KATEDRA

Ernestas Žeimys

TERAHERCŲ DAŽNIO SPINDULIUOTĖS GENERAVIMAS ORE
FEMTOSEKUNDINĖS TRUKMĖS LAZERIO IMPULSAIS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas
(Studijų programa - LAZERINĖ FIZIKA IR OPTINĖS TECHNOLOGIJOS)

Studentas	Ernestas Žeimys
Darbo vadovas	habil. dr. (HP) Virgilijus Vaičaitis
Recenzentas	dr. Eugenijus Gaižauskas
Katedros vedėjas	prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis

Vilnius

2016

Turinys

Įvadas	3
1 Literatūros apžvalga	4
1.1 THz dažnio spinduliuotė elektromagnetinių bangų spektre	4
1.2 Netiesinė medžiagos poliarizacija	5
1.3 Femtosekundinės šviesos gijos	6
1.4 THz dažnio spinduliuotės generavimo metodai	9
1.4.1 Fotolaidžios antenos	9
1.4.2 Optinis lyginimas	11
1.4.3 Keturbangis maišymas oro plazmoje	14
1.5 THz dažnio spinduliuotės detekcijos metodai	16
1.5.1 Fotolaidžios antenos	17
1.5.2 Elektrooptinis detekcijos metodas	17
2 Eksperimento metodika	20
2.1 THz dažnio spinduliuotės generavimo bichromatiniais lazerio impulsais schema	20
2.2 THz dažnio spinduliuotės generavimo derinamo dažnio lazerio impulsais schema	21
2.3 THz dažnio spinduliuotės detekcijos schemas	23
2.3.1 Elektrooptinis detekcijos metodas	23
2.3.2 Detekcija piroelektriniu detektoriumi	23
2.3.3 Detekcija Maikelsono interferometru	25
3 Rezultatai ir jų aptarimas	26
3.1 Energinių THz dažnio spinduliuotės savybių tyrimas	26
3.2 Erdvinių THz dažnio spinduliuotės savybių tyrimas	28
3.3 Spektrinių THz dažnio spinduliuotės savybių tyrimas	30
Pagrindiniai rezultatai ir išvados	33
Literatūra	34
Santrauka	36
Summary	37

Įvadas

Pastaraisiais metais terahercų (THz) dažnio spinduliuotė sulaukia itin didelio tyrėjų susidomėjimo dėl unikalių savybių, leidžiančių ją pritaikyti tokiose srityse kaip farmacija [1, 2], biomedicininė diagnostika [3], telekomunikacijos, apsaugos bei karo pramonė [4], ir, žinoma, moksliniai tyrimai [5]. Ši spinduliuotė gali lengvai prasiskverbti pro daugelį nelaidžių medžiagų, tokių kaip polimerai, popierius, tekstilė, įvairios keramikos bei kompozitai, tačiau ji yra gerai atspindima nuo metalų paviršių. Kitas šios spinduliuotės privalumas yra tas, kad ji pasižymi maža fotono energija ir dėl to, priešingai nei ultravioletinė ar rentgeno spinduliuotė, yra nejonizuojanti ir neardanti apšviestų medžiagų.

Palyginti neseniai buvo pademonstruota, kad kelių dešimčių mikrodžaulių THz impulsus galima generuoti pasinaudojant optinio lyginimo reiškiniu netiesiniuose kristaluose [6, 7]. Tačiau, tokių impulsų generaciją kietose terpėse smarkiai apriboja didelė medžiagos pažeidimo tikimybė, neleidžianti generuoti maksimaliai intensyvių THz impulsų. Literatūroje rašoma, kad pakankamai efektyviai THz spinduliuotę galima generuoti ir dvispalviais lazerio impulsais ore indukuotoje plazmoje [8–11], taip išvengiant medžiagos pažeidimo.

Šiame darbe THz spinduliuotė buvo generuojama dviem metodais: ore fokusuojant dvispalvius lazerio impulsus bei maišant trijų skirtingų dažnių lazerinę spinduliuotę. Kadangi antrasis generacijos metodas yra visiškai naujas, todėl nėra visiškai aišku, kokios yra šios spinduliuotės savybės. Šio **darbo tikslas** buvo ištirti keturbangės sąveikos oro plazmoje metu generuojamos THz spinduliuotės energines, erdvines ir spektrines savybes ją generuojant dviejų ir trijų dažnių femtosekundiniais lazerio impulsais. Šiam tikslui pasiekti buvo iškelti tokie **darbo uždaviniai**:

- surinkti THz spinduliuotės generacijos ir detekcijos schemas, bei jas optimizuoti;
- išmatuoti keturbangio maišymo metu ore generuojamų THz impulsų energijos priklausomybę nuo žadinimo impulsų energijos;
- įvertinti THz spinduliuotės erdvinį profilį;
- išmatuoti šios spinduliuotės spektrą.

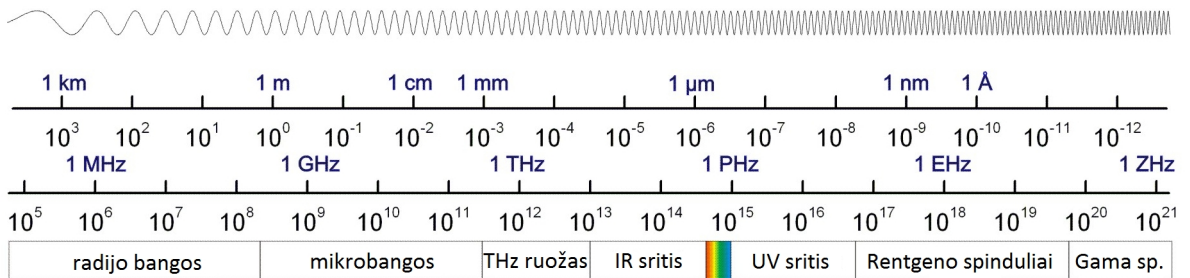
1 Literatūros apžvalga

1.1 THz dažnio spinduliuotė elektromagnetinių bangų spektre

Mokslinėje literatūroje terahercų (THz) dažnio spinduliuotė įprasta vadinti elektromagnetines (EM) bangas, kurių dažnis kinta nuo 0,1 THz iki 10 THz (1.1.1 pav.). Priklausomai nuo taikymo srities, šio diapazono EM bangos dar gali būti vadinamos ir submilimetrinėmis bangomis, tolimąja infraraudonąja spinduliuote ar T-spinduliais [12]. Taip pat, priklausomai nuo THz spinduliuotės panaudojimo sričių, gali būti naudojami skirtingi fizikiniai dyžiai, apibūdinantys šią spinduliuotę. Pavyzdžiui, chemikams yra svarbus bangos skaičius [cm^{-3}], inžinieriams – bangos ilgis [mm] ir dažnis [GHz] ir pan. 1 THz dažnio spinduliuotę atitinkantys dyžiai yra tokie:

- dažnis: $f = 1 \text{ THz} = 1000 \text{ GHz}$,
- kampinis dažnis: $\omega = 2\pi f = 6,28 \cdot 10^{12} \text{ rad/s}$,
- svyravimų periodas: $T = 1/f = 1 \text{ ps}$,
- bangos ilgis: $\lambda = c/f = 0,3 \text{ mm} = 300 \mu\text{m}$,
- bangos skaičius: $k = 2\pi/\lambda = 209,3 \text{ cm}^{-1}$,
- fotono energija: $E = hf = \hbar\omega = 4,14 \text{ meV}$,
- temperatūra: $T = hf/k_B = 48 \text{ K}$,

čia: c – šviesos greitis vakuume, h – Planko konstanta, o k_B – Boltsmano konstanta [18].



1.1.1 pav. Elektromagnetinių bangų spektras.

Daugelį metų THz spinduliuotė nebuvo tyrinėjama ir liko paskutine neištirta sritimi EM bangų spektre. Taip susiklostė todėl, kad anksčiau nebuvo pakankamai efektyvių tokios spinduliuotės šaltinių, o taip pat ir detektorių, leidžiančių tiksliai ją registruoti. Viena vertus, THz spinduliuotės dažnis yra per didelis, kad ją būtų galima registruoti elektroniniais prietaisais, kita vertus – per mažas, kad būtų galima pasitelkti optinius metodus. Situacija iš esmės pasikeitė, kai sinchronizuotų modų Ti:safyro lazeriai, generuojantys ultratrumpuosius impulsus, tapo parduodamais komerciniais produktais. Šie lazeriai leido sukurti naujus ultrasparčius optoelektroninius metodus, leidžiančius generuoti ir detektuoti THz dažnio spinduliuotę. Pirmą kartą THz dažnio spinduliuotės generacija lazeriu indukuotoje plazmoje buvo aprašyta 1993 m. [13]. Nuo to laiko praėjus dviems dešimtmečiams ši spinduliuotė spar-

čiai tampa vis svarbesniu atomų, molekulių, puslaidininkių, biologinių audinių bei organinių cheminių medžiagų tyrimų įrankiu. Šiuo metu ji jau taikoma biomedicininėje diagnostikoje, apsaugos pramonėje ir cheminių medžiagų identifikavimui [27].

1.2 Netiesinė medžiagos poliarizacija

Klasikinėje optikoje medžiagos poliarizuotumas (tūrio vieneto dipolinis momentas) $P(t)$ tiesiškai priklauso nuo šviesos elektrinio lauko stiprio $E(t)$:

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t), \quad (1.2.1)$$

čia: $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m – vakuumo dielektrinė skvarba, $\chi^{(1)}$ – tiesinis optinis jautris. Išraiška (1.2.1) galioja tik esant silpnam elektriniam laukui. Tačiau, jei šviesos elektrinis laukas yra stiprus, pasireiškia netiesinės optikos reiškiniai. Tokiu atveju medžiagos poliarizuotumą galima išskleisti krintančios šviesos elektrinio lauko stiprio laipsnių eilute:

$$P(t) = \varepsilon_0 [\chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots] = P_T(t) + P_{NT}(t), \quad (1.2.2)$$

čia: $\chi^{(2)}$ ir $\chi^{(3)}$ – yra antrosios ir trečiosios eilės netiesiniai optiniai jautriai, $P_T(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t)$ – tiesinė medžiagos poliarizacija, o $P_{NT}(t) = \varepsilon_0 [\chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots]$ – netiesinė medžiagos poliarizacija, į kurios išraišką įeina aukštesnių eilių poliarizacijos. Optinių jautrių $\chi^{(1)}$, $\chi^{(2)}$ ir $\chi^{(3)}$ skaitinės vertės eilės tikslumu labai smarkiai skiriasi:

$$\begin{aligned} \chi^{(1)} &\approx \frac{\pi}{2}, \\ \chi^{(2)} &\approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}, \\ \chi^{(3)} &\approx 4 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2/\text{V}^2. \end{aligned} \quad (1.2.3)$$

Bangos sklidimą netiesinėje nedispersinėje terpėje aprašo lygtis

$$\nabla^2 E - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P_{NT}}{\partial t^2}, \quad (1.2.4)$$

čia: ∇ – nabla operatorius, n – medžiagos lūžio rodiklis, c – šviesos greitis. (1.2.4) lygtį galima interpretuoti kaip nevienalytę bangos lygtį, kurioje netiesinė poliarizacija P_{NT} kuria elektrinį lauką E . Elektrodinamikoje yra parodyta, kad, kai dešinioji šios lygties pusė yra nelygi nuliui, krūviai yra greitunami ir spinduliuoja elektromagnetines bangas.

Svarbu atkreipti dėmesį į tai, kad (1.2.2) eilutė ne visuomet konverguoja. Skleidimas eilute negalioja, kai vyksta rezonansiniai atomų sistemos sužadavimo procesai, kurių metu nemaža dalis atomų, esančių pagrindinėje būsenoje, yra sužadinama į aukštesnes būsenas. Net ir nesant rezonansinėms sąlygoms poliarizuotumo negalima išskleisti (1.2.2) eilute, kai

lazerio spinduliuotės elektrinio lauko stipris tampa palyginamas su charakteringuoju atomų elektrinio lauko stipriu $E_{at} = e/(4\pi\epsilon_0 a_0^2)$, čia: $-e$ – elektrono krūvis, $a_0 = 4\pi\epsilon_0\hbar^2/m_e e^2$ – Boro vandenilio atomo spindulys, $\hbar = h/2\pi$ – redukuota Planko konstanta, o m_e – elektrono masė, nes toks laukas sąlygoja fotojonizaciją.

Priešingai nei antrosios eilės (kvadratiniai) netiesiniai optiniai procesai, kurie gali pasireikšti tik necentrosimetrinėse terpėse, trečiosios eilės (kubiniai) netiesiniai optiniai procesai gali vykti visose be išimties medžiagose nepriklausomai nuo jų agregatinės būsenos – kietuosiuose kūnuose, skysčiuose, dujose ir plazmoje. Kubinis poliarizuotumas

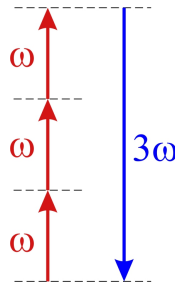
$$P^{(3)}(t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3(t) \quad (1.2.5)$$

lemia tokius reiškinius kaip trečiosios harmonikos generacija, Ramano sklaida, optinis Kero efektas, keturbangis dažnių maišymas ir kitus.

Laikydami, kad elektrinis laukas $E(t)$ yra monochromatinis ($E(t) = E \cos \omega t$) ir pasinaudoję trigonometriniu sąryšiu $\cos^3 x = \frac{1}{4} \cos 3x + \frac{3}{4} \cos x$, kubinį poliarizuotumą (1.2.5) galime išreikšti taip:

$$P^{(3)}(t) = \frac{1}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3 \cos 3\omega t + \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3 \cos \omega t. \quad (1.2.6)$$

čia ω yra optinės spinduliuotės dažnis. Pirmasis (1.2.6) lygties narys aprašo trigubo dažnio spinduliuotės atsiradimą – trečiosios harmonikos generavimą. Kvantiniu požiūriu tokios sąveikos metu išnyksta trys $\hbar\omega$ energijos lauko kvantai ir atsiranda vienas trigubos energijos lauko kvantas (1.2.1 pav.).



1.2.1 pav. Trečiosios harmonikos generavimą iliustruojanti diagrama.

Antrasis lygties narys aprašo netiesinio poliarizuotumo įtaką dažnio ω spinduliuotei per lūžio rodiklio pokytį (optinį Kero efektą), dėl kurio stebimi šviesos saviveikos reiškiniai – pluoštų fokusavimasis bei impulsų fazės moduliavimasis [14, 15].

1.3 Femtosekundinės šviesos gijos

Sukūrus didelės galios ultratrumpųjų impulsų lazerius buvo pastebėta, kad femtosekundiniam didelės galios impulsui sklindant ore, net kai nėra pradinio fokusavimo, yra generuojamas baltos šviesos kontinuumas ir formuojasi siaura (skersmuo tėra 100-200 μm) ir intensyvi

(paprastai intensyvumas yra apie 10^{14} W/cm²) šviesos gija. Pirmasis šviesos gijas 1995 m. aprašė A. Braunas ir kiti [16]. Tokia baltos šviesos gija, priklausomai nuo fokusavimo sąlygų, ore nusklinda nuo kelių dešimčių metrų iki kelių kilometrų beveik nedifraguodama, t.y. išlaikydama pradinius savo matmenis. Dėl išskirtinių savo savybių šviesos gijos iš karto buvo pritaikytos atmosferos teršalų ir aerozolių tyrimams, elektros išlydžio dujose valdymui bei terahercų dažnio spinduliuotės generavimui.

Norėdami suprasti šviesos gijų formavimosi esmę, panagrinėsime, kaip optine terpe sklinda lazerio impulsas, kurio skersinis intensyvumo skirstinys atitinka Gauso skirstinį. Kadangi tokio impulso centre yra didelis spinduliuotės intensyvumas, tai jis sąlygos netiesinio medžiagos lūžio rodiklio n_2 , priklausančio nuo spinduliuotės intensyvumo I , atsiradimą. Tada bendras medžiagos lūžio rodiklis n :

$$n = n_0 + n_2 I = n_0 + \Delta n, \quad (1.3.1)$$

čia: n_0 – tiesinė lūžio rodiklio dalis, Δn – lūžio rodiklio pokytis. Tiesinė lūžio rodiklio dalis yra siejama su tiesiniu medžiagos optiniu jautriu ir aprašoma tokia išraiška:

$$n_0 = \sqrt{1 + \chi^{(1)}}, \quad (1.3.2)$$

o netiesinė – su trečiosios eilės netiesiniu medžiagos optiniu jautriu:

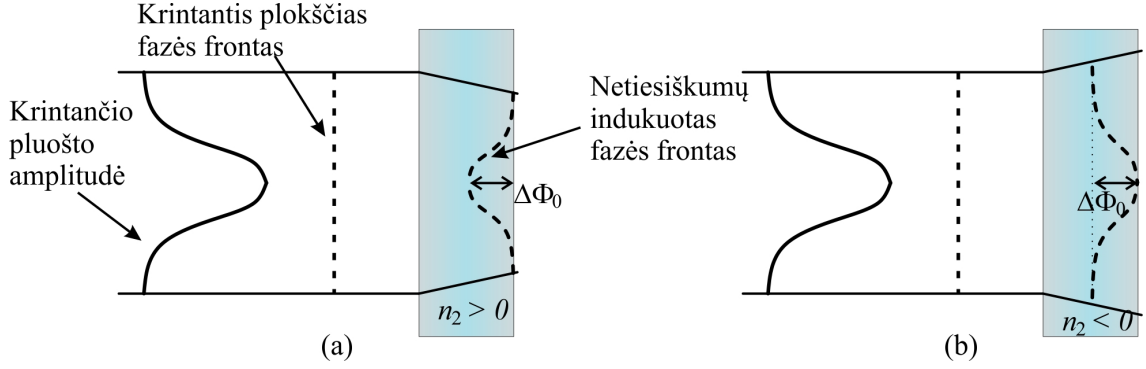
$$n_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{4n_0^2 \varepsilon_0 c}. \quad (1.3.3)$$

Lūžio rodiklio kitimas nuo elektrinio lauko stiprio (1.3.1) vadinamas optiniu Kero efektu. Daugumoje nerezonansinių medžiagų netiesinis lūžio rodiklis yra teigiamas, o tai reiškia, kad bendras medžiagos lūžio rodiklis pluošto centrinėje dalyje pasidaro didesnis nei jo kraštuose. Vienas iš reiškinių, kurių sąlygoja netiesinis lūžio rodiklis n_2 , yra netiesinis šviesos pluoštų fokusavimasis, kai intensyvus šviesos pluoštas pakeičia medžiagos savybes taip, kad ji tampa lęšiška terpe. Jei $n_2 > 0$, fazės vėlinimas dėl lūžio rodiklio pokyčio gradiento yra didžiausias pluošto centre ir netiesinė medžiaga veikia kaip glaudžiamasis lęšis, o šviesos pluoštas fokusuojasi. Jei $n_2 < 0$, fazės vėlinimas pluošto centre yra mažiausias, o pluoštas yra išfokusuojamas (1.3.1 pav.).

Formuojantis šviesos gijoms yra pasiekama dinaminė pusiausvyra tarp netiesinio šviesos pluoštų fokusavimosi, pluoštų išfokusavimo laisvųjų elektronų plazmoje ir difrakcijos:

$$n_2 I - \frac{N(I)}{2N_{\text{kr}}} - \frac{\lambda^2}{4n_0 w_0} = 0, \quad (1.3.4)$$

čia: $N(I)$ – laisvųjų elektronų tankis, $N_{\text{kr}} = \varepsilon_0 m_e \omega_0^2 / e^2$ – kritinis plazmos tankis, kurių pasiekus plazma tampa neskaidri, w_0 – šviesos gijos spindulys. Pavyzdžiui, kai lazerio



1.3.1 pav. Gauso pluošto bangos fronto iškraipymai dėl netiesinės sąveikos, kai netiesinis medžiagos lūžio rodiklis: (a) teigiamas ir (b) neigiamas. $\Delta\Phi_0$ – maksimalus Gauso pluošto fazės pokytis dėl netiesinio pluošto fokusavimo.

spinduliuotės bangos ilgis $\lambda = 800$ nm, gauname, kad $N_{\text{kr}} = 1,7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

Daugumos medžiagų (tarp jų ir oro) $n_2 > 0$, todėl sąveikos metu pluoštas fokusuojasi, jei galia viršija kritinę vertę:

$$P_{\text{kr}} = \frac{(0,61\lambda)^2\pi}{8n_0n_2}. \quad (1.3.5)$$

Pastebėta, kad jei pradinio pluošto galia $P > 5P_{\text{kr}}$, tai nusistovi beveik nekintantis šviesos gijos spindulys, lygus

$$w_0 = \sqrt{\frac{2P_{\text{kr}}}{\pi I}}. \quad (1.3.6)$$

Dujomis sklindant galingam trukmės τ lazerio impulsui, yra generuojama laisvųjų elektronų plazma, kurios tankis apytiksliai lygus

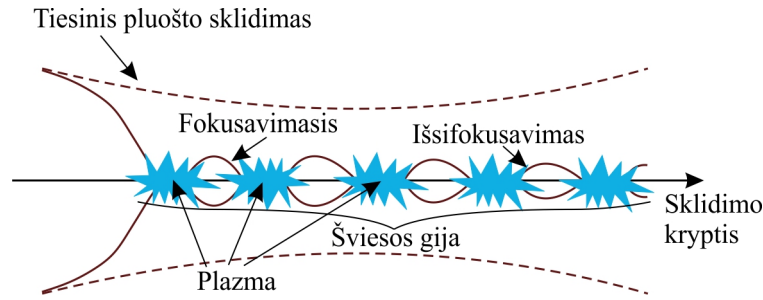
$$N(I) \approx \sigma_K I^K N_0 \tau, \quad (1.3.7)$$

čia: σ_K – daugiafotonės jonizacijos skerspjūvis, K – daugiafotonės jonizacijos eilė, N_0 – bendras (jonizuotų ir nejonizuotų) atomų skaičius tūrio vienetu. Tada didžiausias šviesos gijos intensyvumas lygus:

$$I_{\text{max}} \approx \left(\frac{0,76n_2N_{\text{kr}}}{\sigma_K\tau N_0} \right)^{\frac{1}{K-1}}. \quad (1.3.8)$$

Kadangi spinduliuotės sklidimo metu intensyvumas kinta ir laike, ir erdvėje, tai kinta ir laisvųjų elektronų tankis bei terpės lūžio rodiklis. Taigi (1.3.4) lygtis aprašo minėtų trijų veiksnių balansą bet kuriame erdvės taške. Šviesos gijos formavimosi ir sklidimo dinamika yra pavaizduota 1.3.2 pav.

Taigi, formuojantis šviesos gijoms, dėl optinio Kero efekto lazerio pluoštas yra fokusuojamas, dėl ko labai smarkiai išauga pluošto intensyvumas ir yra generuojama laisvųjų elektronų plazma. Susidariusi plazma išfokusuoja pluoštą, nes jos $n_2 < 0$. Intensyviausia centrinė pluošto dalis yra slopinama dėl išfokusavimo ir energijos nuostolių. Jei pluošto galia



1.3.2 pav. Šviesos gijos formavimasis, kai yra pasiekama dinaminė pusiausvyra tarp netiesinio pluošto fokusavimo, išfokusavimo laisvųjų elektronų plazmoje ir difrakcijos.

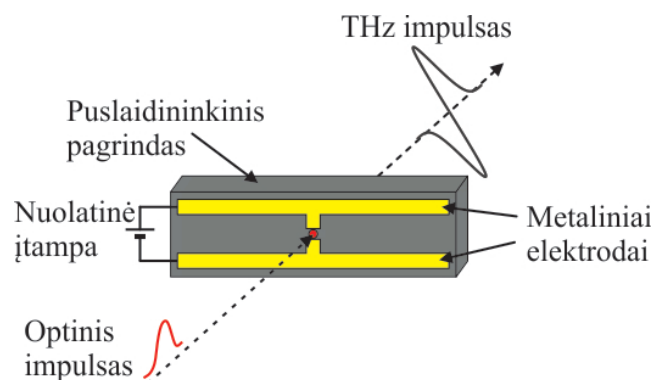
vis dar viršija kritinę, po kurio laiko pluoštas vėl ima fokusuotis. Fokusavimo ir išfokusavimo ciklai kartojasi tol, kol viso pluošto galia yra didesnė už kritinę.

1.4 THz dažnio spinduliuotės generavimo metodai

Šiame skyriuje apžvelgsime įvairius ultratrumpųjų THz impulsų generavimo būdus. Įprastai tokios spinduliuotės šaltiniai susideda iš sinchronizuotų modų ultratrumpųjų impulsų lazerio, spinduliuojančio regimojoje (VIS) arba artimojoje infraraudonojoje (NIR) spektro srityje (pvz., Ti:safyro lazeris) ir VIS/NIR spinduliuotės keitiklio į THz spinduliuotę. Tokiuose šaltiniuose lazerio impulsai yra sinchronizuojami su THz impulsais ir gali būti naudojami kaip žadinimo ar zondavimo impulsai laikinės skyros matavimuose [12].

1.4.1 Fotolaidžios antenos

Vienas iš būdų THz spinduliuotei generuoti yra panaudoti optoelektroninius įtaisus, vadinamus fotolaidžiomis antenomomis. Tokią anteną žadinant femtosekundinio lazerio impulsais yra kuriamos greitai laike kintančios elektros srovės, kurios ir yra THz spinduliuotės šaltinis (žr. 1.4.1 pav.).



1.4.1 pav. Principinė THz impulsų generacijos schema, kai fotolaidi antena yra žadinama femtosekundiniu lazerio impulsu.

Fotolaidi antena – tai jungiklis, kurio elektrinis laidis didėja apšvietus jį šviesa. Taip yra todėl, kad į puslaidinikinę medžiagą kritę fotonai yra sugeriami, o toje vietoje yra generuojami laisvieji krūvininkai – elektronai ir skylės. Fotonų energija turi būti pakankamai didelė, kad elektronai, esantys valentinėje juostoje, būtų perkelti į laidumo juostą – t.y. fotonų energija turi viršyti draustinės juostos tarpą. Tokioje antenoje fotosrovė teka tuomet, kai kritusi šviesa generuoja elektronus ir skyles. Norint, kad fotolaidi antena spinduliuotų THz bangas, perjungimo trukmė turi būti subpikosekundžių eilės. Įjungimo trukmė priklauso nuo lazerio impulso trukmės, o išjungimo trukmė daugiausia yra nulemta sužadintų krūvininkų gyvavimo trukmių puslaidinikiniam antenos pagrinde (trumpa krūvininkų gyvavimo trukmė yra itin svarbi). Be abejo, greta šių parametrų, svarbūs yra ir didelis krūvininkų judris, bei aukšta pramušimo įtampa. Šiuo metu, THz spinduliuotės generacijai ir detekcijai fotolaidžiose antenose plačiausiai naudojamos dvi medžiagos. Tai žemoje temperatūroje užaugintas galio arsenidas (GaAs) ir silicis, užaugintas ant safyro padėklo (SOS). Pavyzdžiui, GaAs fotokrūvininkų gyvavimo trukmė yra $\tau_t = (\tau_e + \tau_s)/2 = 0,25$ ps, čia: $\tau_e = 0,1$ ps – elektronų gyvavimo trukmė, o $\tau_s = 0,4$ ps – skylių gyvavimo trukmė. GaAs taip pat pasižymi ir gana dideliu krūvininkų judriu (10^3 cm²/Vs), ir aukšta pramušimo įtampa (10^5 V/cm).

Galio arsenide laisvųjų krūvininkų kitimas laike gali būti aproksimuotas tokia išraiška:

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau_t} + G(t), \quad (1.4.1)$$

čia: n – laisvųjų krūvininkų tankis, $G(t) = n_0 \exp(t^2/\Delta t^2)$ – krūvininkų generacijos sparta dėl lazerinio sužadavimo, Δt – lazerio impulso trukmė, kuri gali būti intervale 30-150 fs, o n_0 – laisvųjų krūvininkų tankis pradiniu laiko momentu $t = 0$. Generuojami krūvininkai yra greitinami elektriniu lauku, kurį kuria prijungtas įtampos šaltinis. Jų pagreitis:

$$\frac{dv_{e,s}}{dt} = -\frac{v_{e,s}}{\tau_{rel}} + \frac{q_{e,s}E}{m_{ef}}, \quad (1.4.2)$$

čia: $v_{e,s}$ – vidutinis krūvininkų greitis, $q_{e,s}$ – elektrono ar skylės krūvis, τ_{rel} – relaksacijos trukmė (GaAs lygi 30 fs), $E = E_b - P/3\epsilon_0$ yra atstojamasis elektrinis laukas, kuris yra mažesnis nei įtampos šaltinio kuriamas laukas E_b dėl erdvinių krūvių ekranavimo reiškinio, P – dėl elektronų ir skylių atskyrimo indukuota poliarizacija, o m_{ef} – efektinė laisvųjų krūvininkų masė. Poliarizacijos kitimas laike gali būti išreiškiamas taip:

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{P}{\tau_{rek}} + J, \quad (1.4.3)$$

čia: τ_{rek} – skylių ir elektronų rekombinacijos trukmė (GaAs lygi 10 ps), o $J = env_s + (-e)nv_e$ – srovės tankis. Tolimajame lauke THz spinduliuotės elektrinio lauko stipris:

$$E_{THz} \propto \frac{\partial J}{\partial t} \propto \frac{ev\partial n}{\partial t} + \frac{en\partial v}{\partial t}, \quad (1.4.4)$$

čia $v = v_e - v_s$. Taigi elektrinis laukas E_{THz} susideda iš dviejų narių: pirmasis aprašo krūvininkų kitimą, o antrasis – krūvininkų greitinimą išoriniame elektriniame lauke.

Iš 1.4.1-1.4.4 lygčių galime padaryti keletą išvadų:

- terahercų dažnio spinduliuotės elektrinio lauko stipris yra atvirkščiai proporcingas laisvųjų krūvininkų efektinei masei. Kadangi GaAs efektinė skylės masė yra penkis kartus didesnė nei elektrono, tai skylių įtaka THz generacijai yra gerokai mažesnė nei elektronų, tačiau negali būti atmesta dėl ekranavimo efekto.

- pirmasis 1.4.2 lygties narys yra daug didesnis nei antrasis, o tai reiškia, kad iš esmės THz spinduliuotė yra generuojama dėl ultraspartaus krūvininkų tankio kitimo, o krūvių greitinimas turi mažesnę įtaką.

- didinant žadinančio lazerio impulso trukmę, didėja ir generuojamos THz spinduliuotės impulso trukmė [17, 18].

Toliau aptarsime THz impulsų generavimo būdus, paremtus netiesinės optikos metodais.

1.4.2 Optinis lyginimas

Kaip buvo minėta anksčiau, esant pakankamai stipriam šviesos elektriniam laukui, medžiagoje yra indukuojama ne tik tiesinė P_T , bet ir netiesinė P_{NT} poliarizacija. Optinis lyginimas (skirtuminio dažnio generacija išsigimusi atveju) yra apibūdinamas kvadratine medžiagos poliarizacija $P^{(2)}$, kuri yra proporcinga antros eilės netiesiniam optiniam jautriui $\chi^{(2)}$:

$$P_i^{(2)}(0) = \varepsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)}(0, \omega, -\omega) E_j(\omega) E_k^*(\omega) \quad (1.4.5)$$

čia indeksai $i, j, k = x, y, z$ žymi elektrinio lauko komponentų projekcijas Dekarto koordinatų sistemoje.

Netiesinis jautris $\chi^{(2)}$ yra trečios eilės tenzorius, turintis $3 \cdot 3 \cdot 3 = 27$ elementus. Netiesinės terpės simetrija lemia, kurie šio tenzorius elementai sutampa ir kurie lygūs nuliui. Pavyzdžiui, kubinės simetrijos sfalerito (ZnS) kristale nelygūs nuliui yra tik šie tenzorius elementai: $\chi_{xyz}^{(2)} = \chi_{yzx}^{(2)} = \chi_{zxy}^{(2)} = \chi_{xzy}^{(2)} = \chi_{zyx}^{(2)} = \chi_{yxz}^{(2)}$, o heksagoninės simetrijos galio selenido (GaSe) kristale nelygūs nuliui tik $\chi_{yxx}^{(2)} = \chi_{xyx}^{(2)} = \chi_{xxy}^{(2)} = -\chi_{yyy}^{(2)}$ elementai. Centrosimetrinėse terpėse visi šie elementai yra lygūs nuliui, todėl žemiausios eilės netiesinis jautris juose yra $\chi^{(3)}$. Tokias medžiagas aptarsime kitame skyrelyje.

Jei netiesinėje terpėje nėra sugerties (spinduliuotės dažniai yra toli nuo rezonansinių dažnių) ir netiesinis jautris nepriklauso nuo dažnio (nėra dispersijos), tai galime įvesti tokį tenzorių:

$$d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)}. \quad (1.4.6)$$

Optinio lyginimo atveju šis tenzorius yra simetrinis dviejų paskutinių (jk) elementų atžvilgiu,

todėl vietoje d_{ijk} galime naudoti matricą d_{il} , turinčią 18 elementų:

$$d_{il} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix}. \quad (1.4.7)$$

Nauji indeksai yra priskiriami taip:

$$\begin{array}{l} l = \quad 1 \quad 2 \quad 3 \quad 4 \quad 5 \quad 6 \\ jk = \quad 11 \quad 22 \quad 33 \quad 23, 32 \quad 31, 13 \quad 12, 21 \end{array}. \quad (1.4.8)$$

Dėl simetrijos $d_{12} \equiv d_{122} \equiv d_{212} \equiv d_{26}$, $d_{14} \equiv d_{123} \equiv d_{213} \equiv d_{25}$ ir t.t. Taigi iš 18 matricos d_{il} elementų, tik 10 yra nepriklausomų:

$$d_{il} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{16} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{14} & d_{12} \\ d_{15} & d_{24} & d_{33} & d_{23} & d_{13} & d_{14} \end{pmatrix}. \quad (1.4.9)$$

Taigi bendru atveju netiesinį poliarizuotumą galima užrašyti matricine lygtimi:

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = 2\varepsilon_0 d_{il} \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_y E_z \\ 2E_z E_x \\ 2E_x E_y \end{pmatrix}. \quad (1.4.10)$$

Jei kristalas simetriškas, tai dauguma tenzorius d_{il} elementų yra lygūs nuliui ir tik keletas iš likusių yra nepriklausomi. Lentelėje 1.4.1 yra pateiktos dažniausiai naudojamų elektrooptinių kristalų d -matricos.

Vienas iš dažniausiai naudojamų elektrooptinių kristalų THz spinduliuotei generuoti bei detektuoti yra cinko telūridas (ZnTe). Šis kristalas turi tik tris nelygius nuliui elementus d -matricoje, ir tik vienas iš jų yra nepriklausomas, t.y. $d_{14} = d_{25} = d_{36}$. Optiniam laukui sąveikaujant su ZnTe, generuojamos THz spinduliuotės galia priklauso nuo šio lauko krypties kristale. Pradinį lauką pažymėkime taip:

$$\vec{E}_0 = E_0 \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \\ \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.4.11)$$

čia: θ yra polinis kampas, o ϕ – azimutinis kampas.

1.4.1 lentelė. Elektrooptinių kristalų, naudojamų THz spinduliuotės generacijai, d -matricos.

Medžiaga	d -matrica
ZnTe, GaAs, GaP, InP	$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} \end{pmatrix}$
GaSe	$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$
LiNbO ₃ , LiTaO ₃	$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{15} & d_{15} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$

Tada iš (1.4.10) lygties gauname, kad netiesinė poliarizacija:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} &= 2\varepsilon_0 d_{14} E_0^2 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin^2 \theta \cos^2 \phi \\ \sin^2 \theta \sin^2 \phi \\ \cos^2 \theta \\ 2 \sin \theta \cos \theta \sin \phi \\ 2 \sin \theta \cos \theta \cos \phi \\ 2 \sin^2 \theta \sin \phi \cos \phi \end{pmatrix} = \\ &= 4\varepsilon_0 d_{14} E_0^2 \begin{pmatrix} \cos \theta \sin \phi \\ \cos \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \cos \phi \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (1.4.12)$$

Generuojamos THz spinduliuotės kryptis sutampa su netiesinės poliarizacijos kryptimi, todėl THz spinduliuotės intensyvumas:

$$I_{\text{THz}}(\theta, \phi) \propto |\vec{P}_{NT}|^2 = 4\varepsilon_0^2 d_{14}^2 E_0^4 \sin^2 \theta (4 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \sin^2 2\phi). \quad (1.4.13)$$

Didžiausias intensyvumas gaunamas, kai $\sin^2 2\phi = 1$, t.y. $\phi = \frac{\pi}{4}$ arba $\frac{3\pi}{4}$. Tokios sąlygos yra tenkinamos, kai netiesinės poliarizacijos vektorius yra kristalo plokštumoje [110].

Efektyvią skirtuminio dažnio generaciją galima gauti tik tose medžiagose, kurios tenkina šias sąlygas:

- pasižymi antros eilės optiniu netiesiškumu;
- yra skaidrios kaupinimo ir generuojamoms bangoms, nes priešingu atveju bangų sąveikos ilgį apriboja sugertis;

- turi aukštą optinės pažaidos slenkstį, nes skirtuminio dažnio generacija yra netiesinis procesas, o tai reiškia, kad kaupinimo bangų intensyvumai yra dideli. Be to, neturi pasireikšti konkuruojantys netiesiniai procesai, kurie mažintų norimo proceso efektyvumą.

- turi pasižymėti dviguba laužiamąja geba, kad būtų patenkinamos fazinio sinchronizmo sąlygos [12, 14, 18].

1.4.3 Keturbangis maišymas oro plazmoje

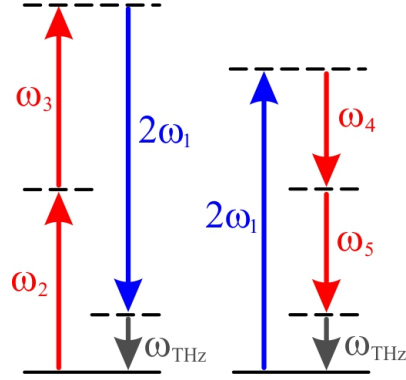
Šiame skyrelyje apžvelgsime kitą netiesinės optikos metodais paremtą THz spinduliuotės generacijos metodą, kuris, priešingai nei optinis lyginimas, praktiškai gali būti įgyvendinamas visose be išimties terpėse: kietuosiuose kūnuose, skysčiuose, dujose ar net plazmoje. Tai reiškia, kad tokiose terpėse žemiausios eilės netiesinis jautris yra $\chi^{(3)}$, kuris aprašo keturbanges sąveikas. Tarpusavyje sąveikaujančios keturios EM bangos medžiagoje gali sukurti netiesinį poliarizuotumą, kuris bendru atveju gali turėti net 44 skirtingus dažnio komponentus [15]. Pirmieji keturbangį maišymą oro plazmoje THz spinduliuotės generacijai prieš 15 metų pademonstravo D. J. Kukas ir R. M. Hochštraseris [10].

Tarkime, kad netiesinė sąveika plazmoje vyksta tarp pirmosios (dažnio ω) ir antrosios (kurios dažnis 2ω) harmonikų, o žemiausios eilės netiesiškumas, turintis įtakos THz spinduliuotės generacijai yra $\chi^{(3)}$ (aukštesnių eilių nelyginių netiesiškumų dėl paprastumo neįskaitykime, nors jie ir turi įtakos generacijai). Tuomet netiesinė poliarizacija gali būti išreikšta taip:

$$P_{NT}(\omega_{\text{THz}}) = \varepsilon_0 \chi^{(3)}(\omega_{\text{THz}} = \omega_2 + \omega_3 - 2\omega; -2\omega, \omega_2, \omega_3) E^*(2\omega) E(\omega_2) E(\omega_3) + \varepsilon_0 \chi^{(3)}(\omega_{\text{THz}} = 2\omega - \omega_4 - \omega_5; 2\omega, -\omega_4, -\omega_5) E(2\omega) E^*(\omega_4) E^*(\omega_5). \quad (1.4.14)$$

Tokias dažnių kombinacijas atitinkančios energijų diagramos pavaizduotos 1.4.2 pav. Kai rėje pavaizduota pirmojo (1.4.14) lygties nario energinė diagrama, o dešinėje – antrojo. Taigi THz elektrinio lauko amplitudė yra proporcinga pirmosios harmonikos elektrinio lauko kvadratui ir antrosios harmonikos elektrinio lauko pirmajam laipsniui.

Panašiai kaip ir kvadratinio netiesiškumo terpėse, kurias apžvelgėme skyrelyje „Optinis lyginimas“, kubinio netiesiškumo terpės simetrija nulemia kurie $\chi^{(3)}$ tenzorius elementai yra lygūs nuliui, ir kurie yra lygūs tarpusavyje. Pavyzdžiui, šio tenzorius elementai turi būti lygūs bet kaip pasukus koordinačių sistemą ($\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{yyyy}^{(3)} = \chi_{zzzz}^{(3)}$). Taip pat, tenzorius elementai yra tarpusavyje lygūs, kai du pirmieji jo elementai lygūs kitiems dviems ($\chi_{xyxy}^{(3)} = \chi_{yzyz}^{(3)} = \chi_{zxzx}^{(3)} = \dots, \chi_{xyxy}^{(3)} = \chi_{yyzz}^{(3)} = \chi_{zzxx}^{(3)} = \dots$ ir t.t.). Keturių indeksų prie $\chi^{(3)}$ reikšmė yra tokia: pirmasis atitinka THz bangos poliarizaciją, antrasis – antrosios harmonikos bangos poliarizaciją, o trečiasis ir ketvirtasis – dviejų pirmosios harmonikos bangų poliarizacijas. x atitinka p poliarizaciją, o $y - s$ poliarizaciją. Galiausiai gauname, kad, jei visos keturbangiame maišyme dalyvaujančios bangos yra skirtingų dažnių, tai $\chi^{(3)}$ tenzorius



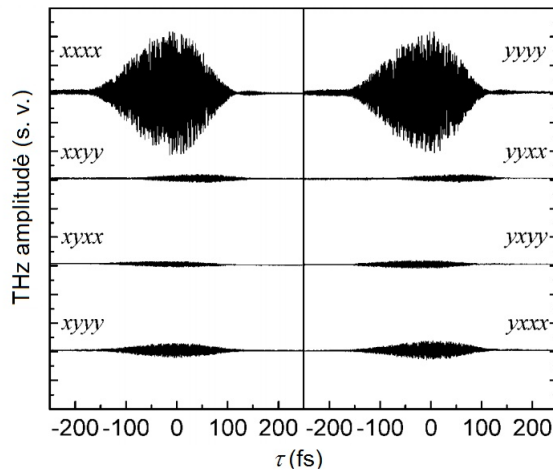
1.4.2 pav. Energinės diagramos, vaizduojančios THz spinduliuotės generaciją $\chi^{(3)}$ terpėje. Kairėje pavaizduotas pirmojo (1.4.14) lygties nario įnašas, o dešinėje – antrojo.

turi keturis nepriklausomus elementus. Elementų skaičius sumažėja, jei kai kurie iš dažnių sutampa.

Jeigu plazmą, kurioje vyksta keturbangis maišymas, galima laikyti izotropine terpe, tai yra galimos dvi sąveikaujančių bangų konfigūracijos:

- visų bangų poliarizacijos yra lygios (sąveikos aprašymui yra naudojamas $\chi_{xxxx}^{(3)}$ elementas);
- antrosios harmonikos ir THz spinduliuotės yra tarpusavyje lygiagrečios, tačiau statmenos pirmosios harmonikos poliarizacijai (šiuo atveju naudojamas $\chi_{xxyy}^{(3)}$ elementas).

X. Xie, J. Dai ir X. C. Zhang eksperimentiškai įvertino $\chi^{(3)}$ tenzorius elementus ir nustatė, kad didžiausią vertę turi $\chi_{xxxx}^{(3)}$ elementas (1.4.3 pav.). Tai reiškia, kad efektyviausia

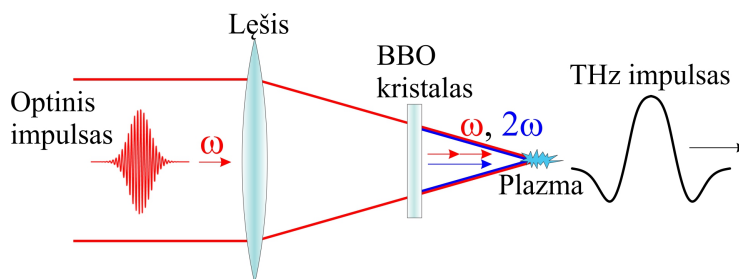


1.4.3 pav. Interferencinis THz signalas, išmatuotas su skirtingomis pirmosios ir antrosios harmonikos bangų poliarizacijomis. $\chi^{(3)}$ indeksų reikšmė yra tokia: pirmasis atitinka THz bangos poliarizaciją, antrasis – antrosios harmonikos bangos poliarizaciją, o trečiasis ir ketvirtasis – dviejų pirmosios harmonikos bangų poliarizacijas. x atitinka p poliarizaciją, o y – s poliarizaciją.

THz spinduliuotės generacija yra stebima tada, kai visų sąveikaujančių bangų poliarizacijos

yra lygiagrečios ($xxxx$ signalas). Dėl simetrijos $\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{yyyy}^{(3)}$, $\chi_{xxyy}^{(3)} = \chi_{yyxx}^{(3)}$, $\chi_{xyxx}^{(3)} = \chi_{yxyy}^{(3)}$ bei $\chi_{xyyy}^{(3)} = \chi_{yxxx}^{(3)}$ užregistruoti interferenciniai signalai, pavaizduoti 1.4.3 pav. kairėje ir dešinėje, yra ekvivalentūs. Matome, kad $\chi_{xxyy}^{(3)}$, kaip ir $\chi_{xyxx}^{(3)}$, yra maži, nors idealiose centrinės simetrijos terpėse turėtų būti lygūs nuliui. Detalesni tyrimai parodė, kad plazma negali būti traktuojama kaip izotropinė terpė, kadangi buvo užregistruoti nelygūs nuliui $\chi^{(3)}$ tenzorius elementai $\chi_{xxyy}^{(3)}$ ir $\chi_{yxxx}^{(3)}$, kurie dėl izotropinių terpių simetrijos turėtų būti uždrausti [19]. Apibendrinant galima pasakyti, kad iki šiol nėra visiškai aišku, koks šio THz spinduliuotės generacijos metodo mechanizmas, tačiau jis puikai veikia ir juo gaunami THz impulsai nei kiek nenusileidžia fotolaidžiomis antenomis sugeneruotiems impulsams nei savo trukme, nei galia.

Praktiškai keturbangis maišymas įgyvendinamas taip (1.4.4 pav.): pirmoji lazerio spinduliuotės harmonika (kurios dažnis ω) lęšiu yra fokusuojama į orą (arba kitas dujas). Kai spinduliuotės intensyvumas lęšio židinio aplinkoje viršija kritinę vertę, oras yra jonizuojamas ir toje vietoje yra generuojama plazma. Dalis pirmosios harmonikos, praleidžiant ją per β -bario borato (BBO) kristalą, yra konvertuojama į antrąją harmoniką (dažnis 2ω).



1.4.4 pav. Principinė THz impulsų generacijos schema, kai yra maišomi fundamentinės (ω) ir antrosios harmonikos (2ω) impulsai.

Literatūroje [10] parodoma, kad THz elektrinio lauko stiprio savybės gali būti gana tiksliai aprašomos tokia išraiška:

$$E_{\text{THz}} \propto \chi^{(3)} E_{2\omega}(t) E_{\omega}^*(t) E_{\omega}^*(t) \cos \varphi, \quad (1.4.15)$$

čia φ – fazių skirtumas tarp pirmosios ir antrosios harmonikos bangų. Jei žinomi bangų intensyvumai I , tada THz spinduliuotės elektrinis laukas gali būti išreiškiamas taip:

$$E_{\text{THz}} \propto \chi^{(3)} \sqrt{I_{2\omega} I_{\omega}} \cos \varphi. \quad (1.4.16)$$

1.5 THz dažnio spinduliuotės detekcijos metodai

Praeitame skyriuje apžvelgėme įvairius THz spinduliuotės generacijos metodus, leidžiančius generuoti ultratrumpuosius THz impulsus. Iš esmės, kiekviena THz spinduliuotės generacijos sistema gali būti panaudota ir detektuoti šiai spinduliuotei, tačiau dažniausiai yra

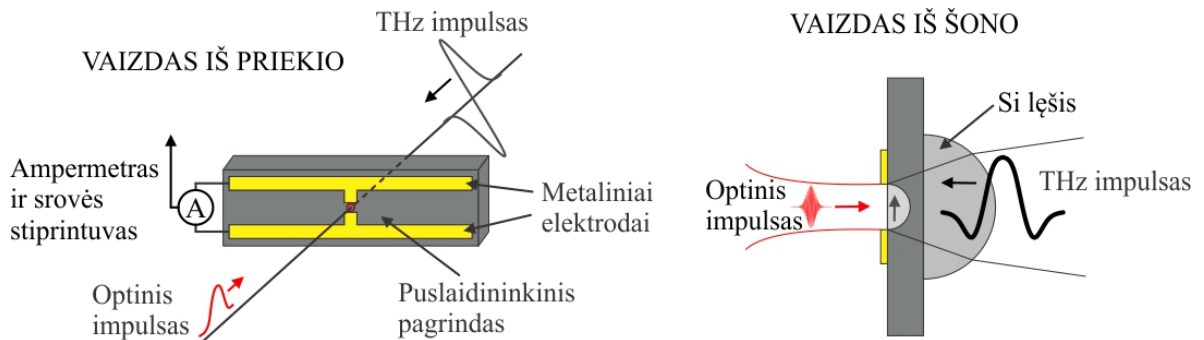
naudojamos dvi metodikos. Tai:

- detekcija fotolaidžiomis antenomis;
- elektrooptinė detekcija.

Šiame skyriuje trumpai apžvelgsime kiekvieną iš jų.

1.5.1 Fotolaidžios antenos

THz spinduliuotės generacijos ir detekcijos schemas, panaudojant fotolaidžias antenas, iš esmės yra labai panašios. Pagrindinis skirtumas yra tas, kad detekcijos schemoje prie fotolaidžios antenos nėra prijungiamas išorinis įtampos šaltinis (plg. 1.4.1 pav. ir 1.5.1 pav.). Šiuo atveju fotosrovę fotolaidžiame tarpe tarp kontaktų indukuoja THz elektrinis laukas, kai optinė spinduliuotė injektuoja krūvininkus. Fotosrovės tekėjimo trukmė priklauso nuo krūvininkų gyvavimo trukmės puslaidininkiniame antenos pagrinde. Bangos formos matavimuose su laiko skyra ji turi būti daug trumpesnė nei THz impulso trukmė. Indukuotos fotosrovės stipris yra proporcingas THz spinduliuotės, sufokusuotos į fotolaidų tarpą tarp elektrodų, elektrinio lauko stipriui. Matuojant srovės stiprio priklausomybę nuo THz ir optinių impulsų vėlinimo yra gaunama THz impulso forma [18]. Tipiški fotosrovių stipriai yra



1.5.1 pav. Principinė THz impulsų detekcijos schema, panaudojant fotolaidžias antenas.

subnanoamperų eilės, todėl reikalingas srovės stiprintuvas, kuriuo srovės būtų sustiprinamos iki matuojamų verčių. Paprastai, siekiant padidinti signalo-triukšmo santykį, fotosrovės signalas yra paduodamas į sinchroninį stiprintuvą, sinchronizuotą su optinio signalo modulatoriumi.

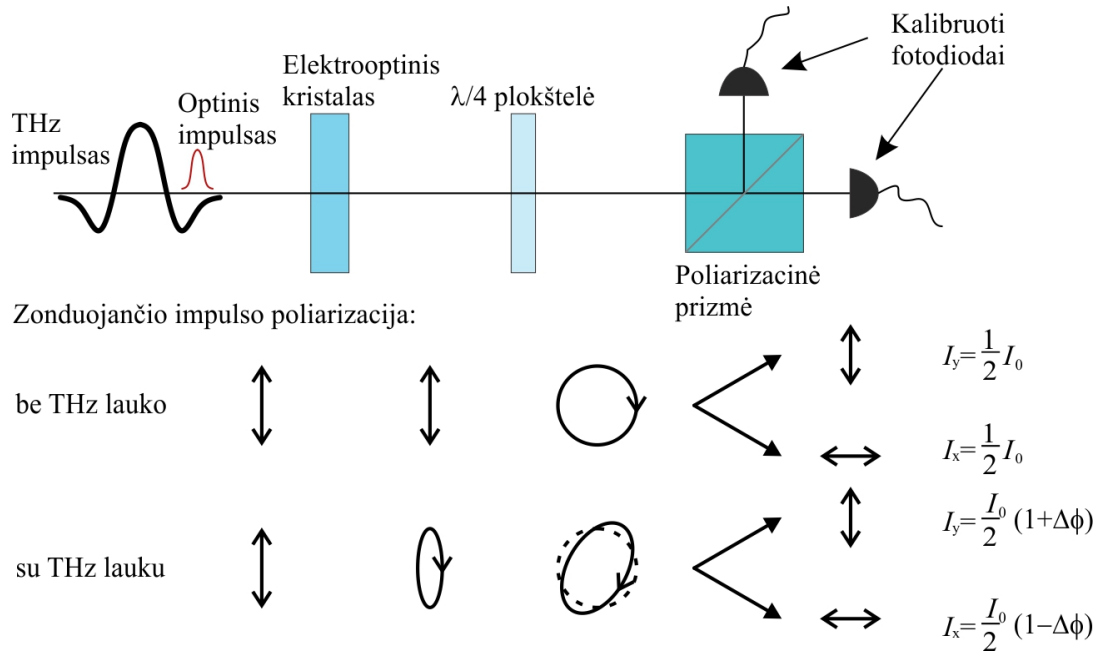
1.5.2 Elektrooptinis detekcijos metodas

Kaip ir prieš tai aptartas THz spinduliuotės detekcijos metodas (panaudojant fotolaidžias antenas), elektrooptinis detekcijos metodas leidžia pamatuoti THz impulsų elektrinį lauką, tik šiuo atveju galime nustatyti ne tik lauko amplitudę, bet ir fazę. Elektrooptinis detekcijos metodas yra pagrįstas Pokelso efektu netiesinėse terpėse, pasižyminciose antros eilės optiniu netiesiškumu $\chi^{(2)}$. Pokelso efektas (dar vadinamas tiesiniu elektrooptiniu efektu) yra tiesinis medžiagos lūžio rodiklio pasikeitimas dėl pridėto statinio (arba žemo dažnio) išorinio

elektrinio lauko. Tiesinis elektrooptinis efektas gali būti apibūdinamas antros eilės netiesine poliarizacija:

$$P_i^{(2)}(\omega) = 2\varepsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega = \omega - 0; \omega, 0) E_j(\omega) E_k(\omega) = \varepsilon_0 \sum_j \chi_{ij}^{(2)}(\omega) E_j(\omega), \quad (1.5.1)$$

čia $\chi_{ij}^{(2)}(\omega) = 2 \sum_k \chi_{ijk}^{(2)}(\omega = \omega - 0; \omega, 0) E_k(\omega)$ yra išorinio lauko indukuotas netiesinis jautris. Lygtis (1.5.1) aprašo, kad statinis elektrinis laukas netiesinėje optinėje terpėje sukuria dvejopą lūžį, kuris yra proporcingas šio lauko amplitudei. Taigi iš čia seka, kad išorinio lauko stipris gali būti nustatytas išmatavus dvejopą lūžį. Pirmą kartą Pokelso efektą THz spinduliuotės registravimui 1995 m. panaudojo Q. Wu ir X. C. Zhang [20]. 1.5.2 pav. pavaizduota principinė elektrooptinės detekcijos schema, skirta matuoti išorinio lauko indukuotam dvejopam spindulių lūžiui. Idealiu atveju optinio ir THz impulsų grupiniai greičiai netiesiniame kristale turėtų būti lygūs. Žemesnėje 1.5.2 pav. dalyje pavaizduotas zonduojančio impulso poliarizacijos kitimas, kai kristalą veikia THz laukas ir, kai neveikia. Matome, kad sklindant tiesiškai poliarizuotam optiniam ir THz impulsui per netiesinį kristalą, indukuotas dvejopas lūžis tiesinę zonduojančio impulso poliarizaciją transformuoja į šiek tiek eliptinę poliarizaciją. Praėjusi ketvirčio bangos ilgio ($\lambda/4$) fazinę plokštelę, zonduojančio impulso



1.5.2 pav. Principinė elektrooptinės detekcijos schema.

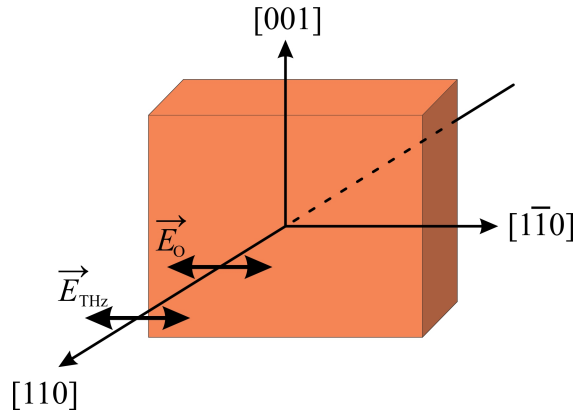
poliarizacija tampa beveik apskritiminė. Poliarizacinė prizmė zonduojantį pluoštą padalina į du pluoštelius, turinčius tarpusavyje statmenas poliarizacijas, kurie nukreipiami į kalibruotų fotodetektorių porą. Šie fotodetektoriai matuoja pluoštelių su vertikalia ir horizontalia poliarizacijomis elektrinio lauko skirtumą, kuris yra proporcingas elektrinio THz lauko amplitudei.

Vienas iš populiariausių netiesinių kristalų, naudojamų THz dažnio spinduliuotės detekcijoje yra ZnTe. Šis kristalas pasižymi tuo, kad maždaug 1 THz dažnio spinduliuotės fazinis greitis sutampa su Ti:safyro lazerio (centrinis spinduliuotės ilgis apie 800 nm) grupiniu greičiu. Tai detekcijoje leidžia naudoti storus ZnTe kristalus, taip pasiekiant didesnius signalų intensyvumus. Tačiau dėl optinių fononų rezonansinių juostų, sąlygojančių sugertį, ZnTe netinka THz spinduliuotės detekcijai, kai jos dažnis yra tarp 4 THz ir 8 THz. Jei yra reikalinga platesnė dažnių juosta, tai elektrooptinės detekcijos schemoje galima naudoti GaP, kuriuo galima registruoti iki 8 THz dažnių signalus, GaSe, LiTaO₃, LiNbO₃, DAST, bei įvairius polinius polimerus.

Tipinės optinės ir THz spinduliuotės poliarizacijų kryptys, atliekant elektrooptinę detekciją, pavaizduotos 1.5.3 pav. Indukuotas dvejopas lūžis yra maksimalus tada, kai ir THz, ir optinės spinduliuotės poliarizacijos yra lygiagrečios [1 $\bar{1}$ 0] krypčiai. Fazių skirtumą tarp vertikalios ir horizontalios poliarizacijos bangų, išėjusių iš poliarizacinės prizmės, galima išreikšti taip:

$$\Delta\phi = (n_y - n_x) \frac{\omega L}{c} = \frac{2\pi L}{\lambda} n^3 r_{ij} E_{\text{THz}}, \quad (1.5.2)$$

čia: L – netiesinio kristalo ilgis, λ – zonduojančio pluošto bangos ilgis, n – netiesinio



1.5.3 pav. Zonduojančio pluošto (\vec{E}_O) ir THz spinduliuotės (\vec{E}_{THz}) poliarizacijų kryptys elektrooptinės detekcijos metu.

kristalo lūžio rodiklis zonduojančiai bangai, r_{ij} – elektrooptinis koeficientas. Įskaičius ketvirčio bangos ilgio fazinės plokkelės įnešamą $\pi/2$ fazių skirtumą, kalibruotų fotodiodų signalų skirtumo ir sumos santykis bus proporcingas fazių skirtumui tarp statmenos poliarizacijos bangų:

$$\sin(\Delta\phi) = \frac{I_y - I_x}{I_y + I_x}, \quad (1.5.3)$$

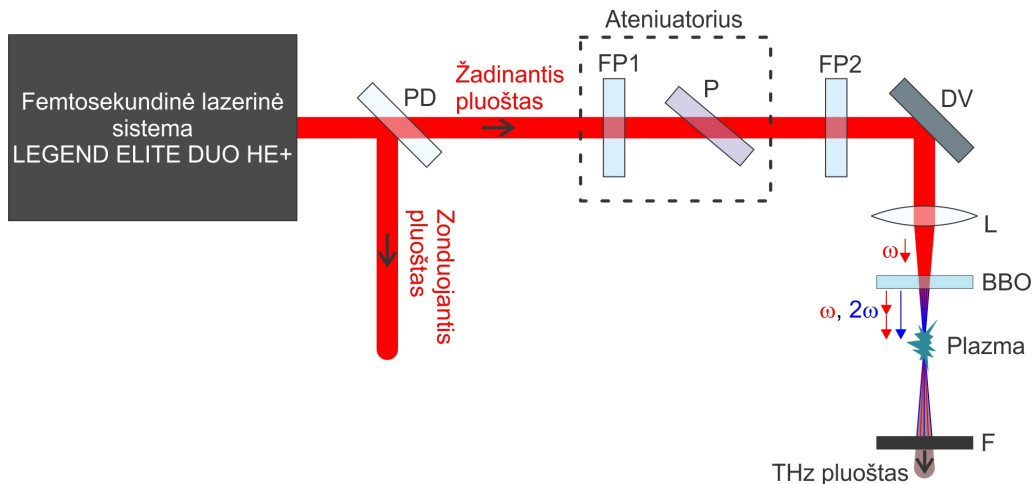
čia I_x ir I_y ant fotodiodų krintančių signalų intensyvumai. Daugeliu atveju $\Delta\phi \ll 1$, todėl $\sin(\Delta\phi) \approx \Delta\phi$ [18].

2 Eksperimento metodika

Šiam darbui atlikti buvo naudojama femtosekundinė titano safyro lazerinė sistema *LEGEND ELITE DUO HE+*, generuojanti 790 nm centrinio bangos ilgio spinduliuotę, kurios impulso trukmė yra apie 40 fs, o impulso energija siekia 9 mJ, esant 1 kHz impulsų pasikartojimo dažniui.

2.1 THz dažnio spinduliuotės generavimo bichromatiniais lazerio impulsais schema

Šioje schemoje lazerio spinduliuotė pluošto dalikliu PD buvo padalinta į dvi dalis: didesnės galios žadinantį pluoštą, naudotą THz spinduliuotės generacijai, ir mažesnės galios zonduojantį pluoštą, naudotą THz spinduliuotės detekcijai elektrooptiniu metodu. Žadinančiojo pluošto galia buvo valdoma atenuatoriumi, sudarytu iš pusės bangos ilgio ($\lambda/2$) fazinės plokštelės FP1 ir poliarizatoriaus P, o poliarizacijos kryptis buvo keičiama dar viena $\lambda/2$ fazine plokštele FP2. Dichroinis veidrodis DV buvo naudojamas pakeisti žadinančiojo pluošto sklidimo kryptį erdvėje, kad viso eksperimento schema taptų kompaktiškesnė ir užimtų mažiau vietos ant optinio stalo. Toliau šis pluoštas buvo fokusuojamas lęšiu L. Tarp lęšio ir jo židinio plokštumos buvo pastatytas $d = 100 \mu\text{m}$ storio I-tipo BBO kristalas, skirtas dalį pirmosios harmonikos konvertuoti į antrąją harmoniką. Bichromatinių (pirmosios ir antrosios harmonikų) impulsų smailinei galiai viršijus kritinę vertę, ore buvo indukuojama plazma, kuri ir buvo THz spinduliuotės šaltinis. THz spinduliuotės generacijos schema bichromatiniais lazerio impulsais yra pavaizduota 2.1.1 pav.



2.1.1 pav. THz impulsų generacijos schema, kai yra maišomi pirmosios (ω) ir antrosios (2ω) harmonikų impulsai. PD – pluošto daliklis, FP1-FP2 – pusės bangos ilgio ($\lambda/2$) fazinės plokštelės, P – poliarizatorius, DV – dielektrinis veidrodis, L – lęšis, BBO – beta bario borato kristalas, F – silicio filtras.

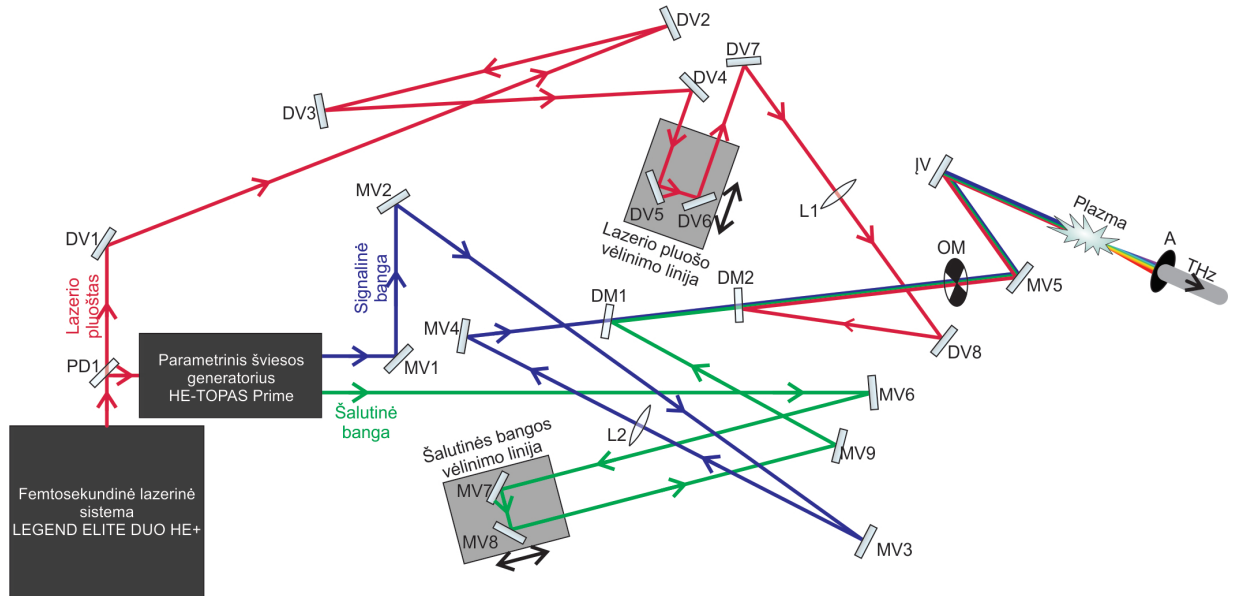
Kadangi antrosios harmonikos generacijai buvo naudojamas I-tipo BBO kristalas, tai

maksimalus generacijos efektyvumas yra pasiekiamas, kai pirmosios ir antrosios harmonikų poliarizacijos yra statmenos. Šiuo atveju, remiantis 1.4.2 skyrelyje aprašyta teorija, THz spinduliuotės generacijai yra naudojamas kubinio poliarizuotumo tenzoriaus komponentas $\chi_{xxyy}^{(3)}$, o generuojamos THz spinduliuotės poliarizacija yra lygiagreti antrosios harmonikos poliarizacijai. Iš kitos pusės, sukant netiesinį BBO kristalą, yra įmanoma generuoti antrąją harmoniką, turinčią poliarizacinį komponentą, lygiagretų pirmajai harmonikai. Šiuo atveju yra išnaudojamas $\chi_{xxxx}^{(3)}$ komponentas ir THz spinduliuotės generacijos efektyvumas turėtų būti didžiausias. Deja, tokios sąveikos metu tik dalis antrosios harmonikos spinduliuotės yra poliarizuota lygiagrečiai pirmajai harmonikai, o ir antrosios harmonikos generacijos efektyvumas yra gerokai mažesnis. Literatūroje [21] yra įvertinta, kad, optimizavus BBO kristalo pasukimo kampą, galima gauti apie 39% antrosios harmonikos, kurios poliarizacija yra lygiagreti pirmosios harmonikos poliarizacijai. Žinoma, eksperimento scheme būtų galima atskirti pirmosios ir antrosios harmonikų bangas, ir nepriklausomai keisti jų poliarizacijas, taip pasiekiant maksimalius antrosios harmonikos ir THz spinduliuotės generacijos efektyvumus. Tačiau tokią eksperimento schemą praktiškai būtų labai sudėtinga realizuoti, kadangi turėtų būti užtikrintas didelis pirmosios ir antrosios harmonikų optinių kelių stabilumas, viršijantis 20 nm.

2.2 THz dažnio spinduliuotės generavimo derinamo dažnio lazerio impulsais schema

Šioje eksperimento scheme dalis lazerinės spinduliuotės buvo panaudota kaupinti parametrinį šviesos generatorių (PŠG) *HE-TOPAS*, kuriame netiesinių sąveikų metu buvo generuojamos signalinė (bangos ilgis 1140-1600 nm) ir šalutinė (bangos ilgis 1600-2600 nm) bangos. THz spinduliuotei ore žadinti visi trys pluoštai buvo fokusuojami taip pasiekiant aukštą spinduliuotės intensyvumą, reikalingą pasireikšti netiesiniams procesams.

Bendra THz spinduliuotės generavimo derinamo dažnio impulsais schema yra pavaizduota 2.2.1 pav. Iš lazerio išėjusi spinduliuotė pluošto dalikliu PD1 buvo padalinta į du pluoštus: vienas, didesnės galios pluoštas (galia apie 7,5 W), buvo naudojamas kaupinti PŠG, o kitas, kurio galia yra mažesnė ir siekia 800 mW, buvo tiesiogiai naudojamas eksperimentų metu. Parametriniame šviesos generatoriuje iš vienos kaupinimo bangos (bangos ilgis 790 nm) buvo generuojamos dvi bangos, kurių dažniai yra mažesni nei kaupinimo bangos: didesnio dažnio signalinė banga (bangos ilgis 1140-1600 nm) ir mažesnio dažnio šalutinė banga (bangos ilgis 1600-2600 nm). Signalinė PŠG banga metalizuotais veidrodžiais MV1-MV4 buvo nukreipta tam tikra kryptimi ir toliau buvo naudojama kaip atraminė kitų pluoštų derinimui erdvėje. Lęšiu L2 ši banga buvo sufokusuota, taip labai smarkiai padidinant spinduliuotės intensyvumą. Tuo tarpu, šalutinė PŠG banga metalizuotu veidrodžiu MV6 buvo nukreipta į vėlinimo liniją, sudarytą iš dviejų metalizuotų veidrodžių MV7-MV8, pritvirtintų ant motorizuoto transliacinio staliuko. Šios vėlinimo linijos paskirtis buvo suderinti signalinės ir šalutinės



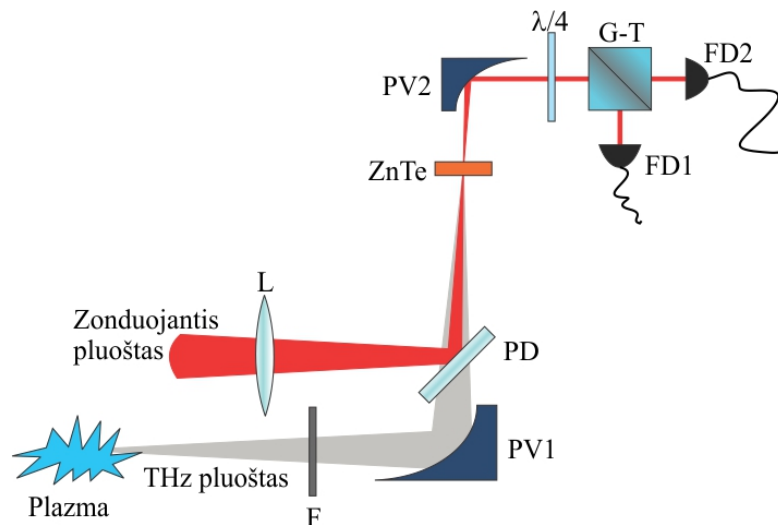
2.2.1 pav. THz spinduliuotės generavimo schema. DV – dielektrinis veidrodis, MV – metalizuotas veidrodis, L – glaudžiamasis lęšis, DM – dichroinis veidrodis, OM – optinis moduliatorius, ĮV – įgaubtas veidrodis, A – diafragma, PD – pluošto daliklis, PV – parabolinis veidrodis.

bangų impulsus laike ir valdyti vėlinimo laiką tarp jų. Išėjęs iš vėlinimo linijos šis pluoštas metalizuotu veidrodžiu MV9 buvo nukreiptas į dichroinį veidrodį DM1, kuriuo šalutinė banga buvo erdvėje sutapatinama su signaline banga. Kita lazerio pluošto dalis, kuri nebuvo naudojama kaupinti PŠG, dielektriniu veidrodžiu DV1 buvo nukreipta į kitų dviejų dielektrinių veidrodžių DV2 ir DV3 sistemą, skirtą kompensuoti optinių kelių ilgių skirtumą tarp lazerio spinduliuotės ir parametrinės sąveikos metu atsirandančios spinduliuotės impulsų. Toliau šis pluoštas dielektriniu veidrodžiu DV4 buvo nukreiptas į kitą motorizuotą vėlinimo liniją, sudarytą iš dar dviejų dielektrinių veidrodžių DV5 ir DV6. Šios vėlinimo linijos paskirtis buvo suvesti lazerio ir signalinės bangos impulsus laike bei valdyti vėlinimo laiką tarp šių impulsų. Išėjęs iš vėlinimo linijos šis pluoštas dielektriniais veidrodžiais DV7 ir DV8 buvo nukreiptas į dichroinį veidrodį DM2, kuriuo signalinės ir šalutinės bangų, bei lazerio impulsai buvo suderinti erdvėje ir toliau sklido kolineariai. Nuo veidrodžio DM2 visi trys pluoštai sklido toliau, praeidami per THz spinduliuotės detekcijoje naudojamą optinį moduliatorių OM, su kuriuo buvo sinchronizuojamas sinchroninis stiprintuvas taip padidinant registruojamos spinduliuotės signalo-triukšmo santykį. Praėję pro OM pluoštai metalizuotu veidrodžiu MV5 buvo nukreipti į įgaubtą veidrodį ĮV ir juo papildomai fokusuojami. Fokusuojančiųjų lęšių (L1 bei L2) ir veidrodžio ĮV atstojamajame židinyje buvo indukuojama plazma, kuri ir buvo THz spinduliuotės šaltinis. Diafragma A buvo naudojama atskirti plazmoje generuojamą THz spinduliuotę nuo kitos, konkurencinių procesų metu generuojamos, spinduliuotės.

2.3 THz dažnio spinduliuotės detekcijos schemas

2.3.1 Elektrooptinis detekcijos metodas

Ši detekcijos schema yra paremta elektrooptinės detekcijos metodu, aprašytu 1.5.2 skyrelyje. Čia lazerio pluoštas optiniu pluošto dalikliu buvo padalintas į dvi dalis: didesnės galios žadinantį pluoštą, kuris buvo naudojamas THz spinduliuotės generacijai ir mažesnės galios zonduojantį pluoštą, naudojamą THz spinduliuotės detekcijai. Principinė elektrooptinės detekcijos schema pavaizduota 2.3.1 pav.

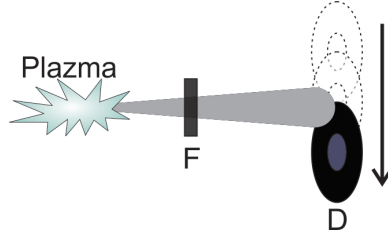


2.3.1 pav. Elektrooptinė THz spinduliuotės detekcijos schema. F – silicio filtras, PV1-PV2 – paraboliniai veidrodžiai, PD – pluošto daliklis, L – lęšis, ZnTe – cinko telūrido kristalas, $\lambda/4$ – ketvirčio bangos ilgio fazinė plokštelė, G-T – Glano-Teilorio prizmė, FD1-FD2 – fotodiodai.

Šioje schemoje THz spinduliuotė kartu su zonduojančiu pluoštu buvo fokusuojama į ZnTe kristalą, kur dėl Pokelso efekto buvo sukama zonduojančio pluošto poliarizacija. Statmenų poliarizacijų bangoms atskirti buvo naudojama Glano-Teilorio prizmė, už kurios buvo pastatyti du kalibruoti fotodiodai. Fotodiodų signalų skirtumas buvo registruojamas sinchroniniu stiprintuvu (jis aprašytas 2.3 skyriuje). Ketvirčio bangos ilgio fazinė plokštelė, esanti prieš Glano-Teilorio prizmę, buvo naudojama fotodiodų kalibracijai. Tokiu būdu buvo gaunama THz signalo elektrinio lauko priklausomybė nuo vėlinimo, o atlikus jos Furjė transformaciją – ir tokios spinduliuotės spektras.

2.3.2 Detekcija piroelektriniu detektoriumi

Eksperimentų metu generuojamos THz spinduliuotės erdviniam profiliui nustatyti buvo panaudotas piroelektrinis detektorius D, pritvirtintas ant motorizuoto transliacinio staliuko, kurio judėjimo kryptis yra statmena THz spinduliuotės sklaidimo kryptčiai (2.3.2 pav.). Filtrų sistema F buvo naudojama siekiant sumažinti THz spinduliuotės intensyvumą ir neleisti į



2.3.2 pav. Erdvinių THz spinduliuotės savybių įvertinimo schema. F – filtrų sistema, D – piroelektrinis detektorius.

detektorių patekti optinei spinduliuotei.

Kadangi darbo metu buvo registruojami silpni laike kintantys signalai, todėl buvo naudojamas sinchroninis stiprintuvas *SR530*. Šis prietaisas iš triukšmo leidžia išskirti netgi tuos signalus, kurių amplitudė yra žymiai mažesnė nei triukšmo lygis. Sinchroninis stiprintuvas įėjimo signalą $V(t)$ padaugina iš periodinio atraminio signalo $V_R(t)$. Tuomet stiprintuvas sustiprina tik tą įėjimo signalo dalį, kuri turi tokį patį dažnį kaip ir atraminis signalas, su žinomu fazės sąryšiu.

Tarkime turime įėjimo signalą, aprašomą tokia išraiška:

$$V(t) = V_0 \sin(\omega t + \phi), \quad (2.3.1)$$

o atraminis signalas yra toks:

$$V_R(t) = \sin(\Omega t). \quad (2.3.2)$$

Šių signalų sandauga sukelia mušimus su suminiu ir skirtuminiu dažniu:

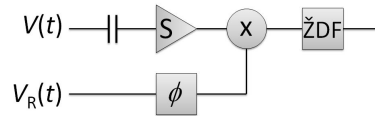
$$V(t)V_R(t) = \frac{V_0}{2} [\cos((\omega - \Omega)t + \phi) - \cos((\omega + \Omega)t + \phi)]. \quad (2.3.3)$$

Kai įėjimo signalo dažnis ω skiriasi nuo atraminio signalo dažnio Ω , tai ši sandauga osciliuoja laike apie vidutinę vertę, lygią nuliui. Tačiau jei $\omega = \Omega$, tuomet gauname sinusoidinį išėjimo signalą, su pastoviu lygiu:

$$V(t)V_R(t) = \frac{V_0}{2} [\cos(\phi) - \cos(2\Omega t + \phi)]. \quad (2.3.4)$$

Jei galime keisti fazę ϕ , tai galime tiesiogiai matuoti ir signalo amplitudę V_0 , tereikia registruojamą signalą moduluoti atraminio signalo dažniu Ω . Realių eksperimentų metu, registruojamas signalas yra moduluojamas optinio signalo modulatoriumi, kurio moduliacijos dažnis yra sinchronizuotas su sinchroninio stiprintuvo atraminio signalo dažniu. 2.3.3 pav. yra pateikta principinė sinchroninio stiprintuvo schema.

Įėjimo signalas $V(t)$ praeina per kondensatorių, kuris nufiltruoja kartu su signalu atkeliaujančias pastovias dedamasias, ir stiprintuve (S) yra sustiprinamas. Tuo tarpu, atraminis

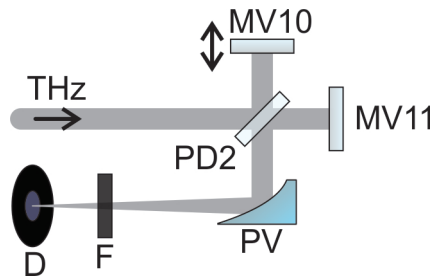


2.3.3 pav. Blokinė sinchroninio stiprintuvo schema. S – stiprintuvas, ϕ – fazės keitiklis, x – signalų daugybos operacija, ŽDF – žemo dažnio filtras.

signalas $V_R(t)$ praeina per fazės keitiklį (ϕ). Tada abu šie signalai yra sudauginami (x) ir iš gauto signalo žemų dažnių filtru (ŽDF) yra išgaunamas pastovus signalas, kuris yra registruojamas [22].

2.3.3 Detekcija Maikelsono interferometru

THz impulsų spektrui įvertinti buvo surinktas interferometras, kurio principinė schema pavaizduota 2.3.4 pav. Į interferometrą patenkanti THz spinduliuotė pluošto dalikliu PD2



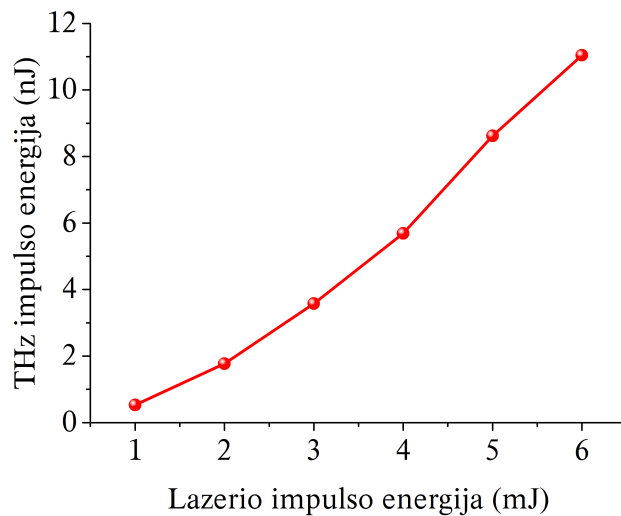
2.3.4 pav. Interferometras, naudotas generuojamų THz impulsų spektrui įvertinti. PD – pluošto daliklis, MV – metalizuoti veidrodžiai, PV – parabolinis veidrodis, F – filtrų sistema, D – piroelektrinis detektorius.

buvo padalinta į du pluoštus, kurie atsispindėję nuo metalizuotų veidrodžių MV10 ir MV11 bei grįžę atgal į pluošto daliklį buvo nukreipiami į parabolinį veidrodi PV. Šiuo veidrodžiu THz spinduliuotė per filtrų sistemą F buvo fokusuojama į piroelektrinį detektorių D, registruojantį THz signalą. Metalizuotas veidrodis MV10 buvo pritvirtintas ant motorizuoto transliacinio staliuko, galinčio judėti 2.3.4 pav. pavaizduota kryptimi. Keičiant šio veidrodžio atstumą nuo pluošto daliklio PD2 buvo keičiamas optinių kelių ilgių skirtumas tarp abiejų interferometro šakų. Kadangi iš abiejų interferometro šakų atėję THz pluoštai tarpusavyje yra koherentiniai, tai judančiu veidrodžiu buvo keičiamas fazės skirtumas tarp šių bangų. Kai fazių skirtumas buvo lygus nuliui, detektoriumi registruojamas atstojamasis signalas buvo maksimalus, o kai fazės yra priešingos – atstojamasis signalas lygus nuliui. Taigi registruojant į detektorių patenkančių THz impulsų energijos priklausomybę nuo vienos iš šakų vėlinimo buvo gaunama interferograma, kurios Furjė transformacija yra impulso spektras.

3 Rezultatai ir jų aptarimas

3.1 Energinių THz dažnio spinduliuotės savybių tyrimas

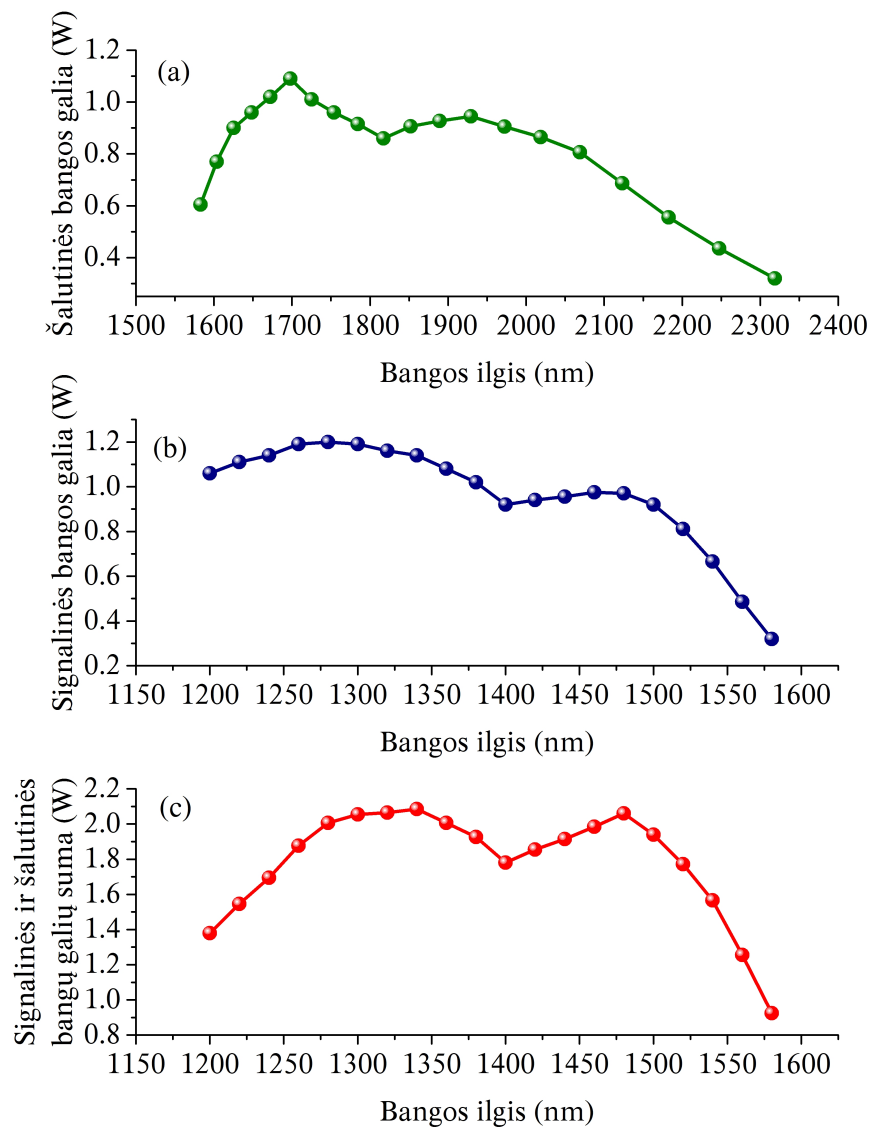
Atliekant šiuos eksperimentus buvo tiriama generuojamos THz dažnio spinduliuotės impulsų energijos priklausomybė nuo žadinančios spinduliuotės impulsų energijos. THz dažnio spinduliuotę ore žadinant bichromatiniais lazerio impulsais (pagal 2.1 skyriuje aprašytą metodiką), lazerio impulsų energija buvo keičiama sukant $\lambda/2$ fazinę plokštelę FP1, esančią prieš poliarizatorių P (2.1.1 pav.). Tuo metu, piroelektriniu detektoriumi buvo registruojama generuojamos THz dažnio spinduliuotės impulsų energijos priklausomybė nuo lazerio impulsų energijos. Gauti eksperimentiniai rezultatai yra pavaizduoti 3.1.1 pav. Iš jo mato-



3.1.1 pav. Generuojamų THz impulsų energijos priklausomybė nuo žadinančiųjų impulsų energijos, kai generacijai buvo naudojami bichromatiniai lazerio impulsai.

me, jog registruojamos amplitudės THz dažnio spinduliuotės generacija prasideda tuomet, kai pirmosios lazerio harmonikos impulso energija pasiekia 1 mJ ir generuojamų impulsų energija didėja, didinant žadinančiųjų impulsų energiją. Iš 3.1.1 pav. pateiktų duomenų galime įvertinti THz dažnio spinduliuotės generacijos efektyvumą maišant bichromatinis optinės spinduliuotės impulsus: $10,9 \cdot 10^{-9} \text{ J} / 7 \cdot 10^{-3} \text{ J} \approx 1,6 \cdot 10^{-6}$.

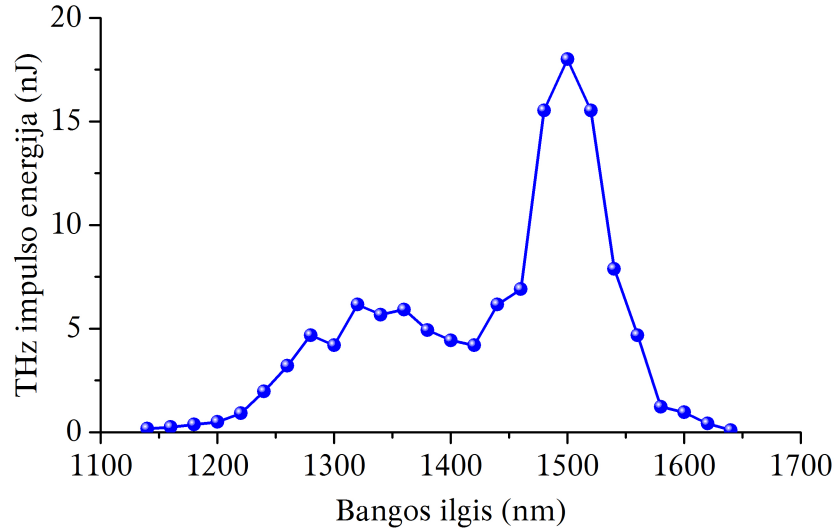
Prieš matuojant generuojamų THz impulsų energijos priklausomybę nuo derinamo dažnio lazerio impulsų energijos (pagal 2.2 skyriuje aprašytą schemą), buvo išmatuotos signalinės ir šalutinės PŠG modų galių priklausomybės nuo jų bangos ilgių prieš įgaubtą veidrodį IV. Gauti rezultatai pavaizduoti 3.1.2 pav. Šalutinės modos galios priklausomybė nuo jos bangos ilgio yra pavaizduota 3.1.2 a pav., o signalinės modos – 3.1.2 b pav. Abiejų modų galių sumos priklausomybė nuo signalinės bangos ilgio yra pavaizduota 3.1.2 c pav. Iš šio grafiko matyti, jog didžiausia atstojamoji galia (2,06 W) pasiekama tuomet, kai signalinės modos bangos ilgis yra lygus 1500 nm. Verta atkreipti dėmesį į tai, kad šiuose paveiksluose pavaizduotos priklausomybės nėra komercinės PŠG *HE-TOPAS* derinimo kreivės, nes jose yra



3.1.2 pav. (a) šalutinės bangos galios priklausomybė nuo bangos ilgio; (b) signalinės bangos galios priklausomybė nuo bangos ilgio; (c) signalinės ir šalutinės bangų galių suma (bendra iš PŠG išeinančios spinduliuotės galia).

įskaityti nuostoliai, atsirandantys šioms bangoms sklindant per eksperimentinėje schemoje naudojamus optinius elementus.

Optimizavus THz spinduliuotės generacijos derinamo dažnio lazerio impulsais schemą, buvo išmatuota šios spinduliuotės impulsų energijos priklausomybė nuo signalinės modos bangos ilgio. Šie rezultatai yra pateikti 3.1.3 pav. Galime pastebėti, kad generacijos efekty-



3.1.3 pav. Generuojamų THz impulsų energijos priklausomybė nuo signalinės modos bangos ilgio.

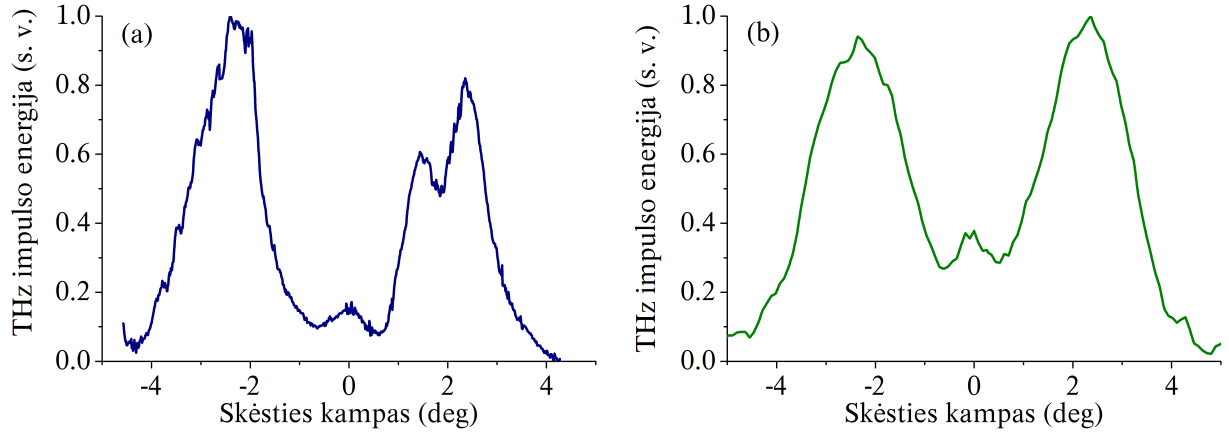
vumas auga didėjant signalinės modos bangos ilgiui ir pasiekia maksimumą kai jis yra lygus 1500 nm (atitinkamai šalutinės modos bangos ilgis yra 1672 nm). Toliau didinant signalinės modos bangos ilgį efektyvumas pradeda smarkiai kristi. Taip atsitinka todėl, kad schemoje naudojamas dichroinis veidrodis DM1 pradeda atspindėti šią bangą. Iš šių rezultatų galime apskaičiuoti maksimalų generacijos efektyvumą: kai signalinės ir šalutinės bangų atstojamoji galia yra lygi 2,06 W (signalinės modos bangos ilgis – 1500 nm), tai optinės spinduliuotės impulsų energija yra lygi 2,06 mJ. Iš kitos pusės, kai signalinės modos bangos ilgis yra 1500 nm, tai tada yra generuojami 18 nJ energijos THz impulsai (3.1.3 a pav.). Taigi THz spinduliuotės generacijos efektyvumas siekia $18 \cdot 10^{-9} \text{ J} / 2,06 \cdot 10^{-3} \text{ J} \approx 8,7 \cdot 10^{-6}$.

Apibendrinant šio skyriaus rezultatus galima teigti, kad THz dažnio spinduliuotės generacija efektyviau vyksta maišant trijų skirtingų dažnių lazerinius impulsus (generacijos efektyvumas derinamo dažnio lazerio impulsais buvo apie 5,5 karto didesnis nei bichromatiniais impulsais), tačiau tokia eksperimentinė schema reikalauja gerokai didesnių finansinių išlaidų, kadangi jai įgyvendinti yra reikalingas parametrinis šviesos generatorius.

3.2 Erdvinių THz dažnio spinduliuotės savybių tyrimas

Piroelektriniu detektoriumi skenuojant THz pluoštą statmenai jo sklidimo kryptčiai (pagal 2.3.1 pav. pateiktą schemą) buvo įvertinta jo erdvinė forma. 3.2.1 pav. yra pateikti tokių matavimų pavyzdžiai: (a) dalyje vaizduojamas THz spinduliuotės erdvinis profilis, kai ši spinduliuotė buvo generuojama bichromatiniais lazerio impulsais, naudojant $F = 40 \text{ cm}$

židinio nuotolio fokusuojantį lęšį; (b) dalyje pavaizduotas THz spinduliuotės erdvinis profilis, kai tokia spinduliuotė buvo generuojama derinamo dažnio lazerio impulsais, esant 1500 nm signalinės modos bangos ilgiui. Matome, kad abiem atvejais intensyvumo maksimumai yra



3.2.1 pav. THz spinduliuotės pluoštų erdviniai profiliai, gauti generuojant (a) bichromatiniais lazerio impulsais; (b) derinamo dažnio lazerio impulsais.

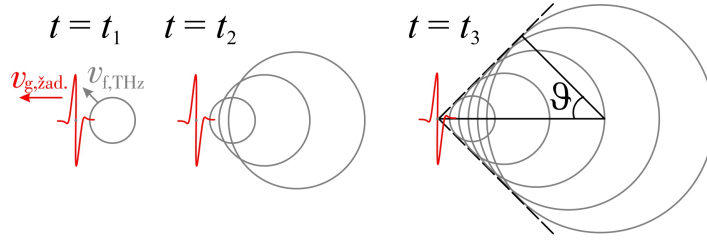
simetriškai maždaug $2,5^\circ$ pasislinkę į abi puses optinės ašies atžvilgiu. Todėl, atsižvelgę į orą sudarančių dujų simetrijos savybes, galime daryti išvadą, kad generuojama THz dažnio spinduliuotė yra kūginė. Dėl šios priežasties THz spinduliuotės profiliai buvo matuoti tik vienoje skersinėje koordinatėje.

Tokia generuojamos THz spinduliuotės pluošto forma gali būti paašikinta įskaičius skirtingus žadinančių impulsų ir THz spinduliuotės sklidimo greičius. Sąveikos zonoje (fokusuojančio lęšio židinio aplinkoje) žadinantieji impulsai juda greičiau nei generuojama THz spinduliuotė, todėl skirtinguose taškuose generuojama spinduliuotė konstruktyviai interferuoja tik tam tikru kampu ϑ žadinančio pluošto atžvilgiu:

$$\cos \vartheta = \frac{v_{f, \text{THz}}(\omega)}{v_{g, \text{žad.}}}, \quad (3.2.1)$$

čia: $v_{f, \text{THz}}(\omega) = c/n(\omega)$ – fazinis THz bangos greitis, o $v_{g, \text{žad.}}$ – grupinis žadinimo impulsų greitis. Ši interferencijos sąlyga vadinama Čerenkovo sąlyga [23], nes, kaip ir šviesos generacijos elektringomis dalelėmis atveju, žadinantieji impulsai sklinda greičiau nei generuojama THz spinduliuotė. Makroskopiniu požiūriu THz spinduliuotė plazmoje atsiranda dėl tunelinės jonizacijos metu atsirandančių laisvųjų elektronų kuriamų fotosrovių [11, 24–27]. Toks modelis gerai paašikina netiesiškumo $\chi^{(3)}$ atsiradimą oro plazmoje. Čerenkovo kūgio susidarymo schema yra pavaizduota 3.2.2 pav.

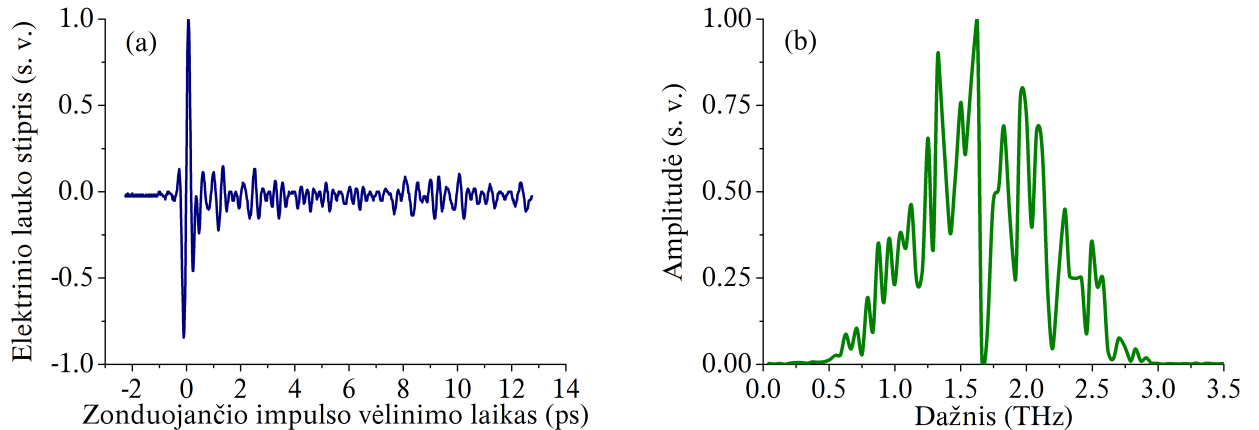
3.2.1 pav. galime pastebėti, jog kūginė spinduliuotė turi ir centrinę dalį, kurioje užregistruota nelygi nuliui impulso energija. Ši centrinė dalis manomai atsiranda dėl THz spinduliuotės difrakcijos nuo matavimo metu naudojamo veidrodžio su skylė, kuriuo yra atskiriamos THz ir optinė spinduliuotės.



3.2.2 pav. THz impulsus (pažymėtus raudonai) spinduliuojantis krūvininkas, keliaujantis iš dešinės į kairę, juda didesniu greičiu nei fazinis THz lauko greitis (pastovios fazės frontai pavaizduoti pilkais apskritimais). Konstruktyvi interferencija yra stebima juoda punktyrine linija pažymėtuose frontuose.

3.3 Spektrinių THz dažnio spinduliuotės savybių tyrimas

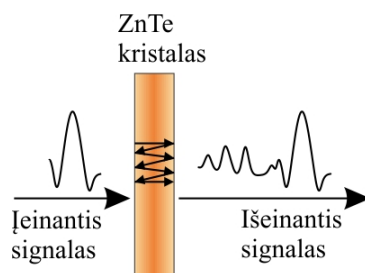
Bichromatiniais lazerio impulsais generuojamų THz impulsų spektrams užregistruoti buvo surinkta elektrooptinė detekcijos schema, pavaizduota 2.3.3 pav. Keičiant zonduojančio impulso vėlinimo laiką THz impulso atžvilgiu, buvo registruojamas kalibruotų fotodiodų signalų skirtumas, proporcingas THz impulso elektriniam laukui. Tipinė THz impulso elektrinio lauko priklausomybė nuo zonduojančio impulso vėlinimo laiko yra pavaizduota 3.3.1 a pav. Matome, kad, kai zonduojantis impulsas į netiesinį ZnTe kristalą ateina anksčiau nei



3.3.1 pav. (a) THz impulso elektrinio lauko stiprio spiklausomybė nuo zonduojančiojo impulso vėlinimo laiko; (b) Elektrooptinės detekcijos metu užregistruotas THz impulso spektras.

THz impulsas (vėlinimo laikas $t < 0$), tai registruojamas signalas yra lygus nuliui. Taip yra todėl, kad kad šiuo atveju zonduojančiosios spinduliuotės poliarizacija nėra pasukama ir į fotodiodus patenka vienodo intensyvumo spinduliuotė, kurios registruojamų signalų skirtumas yra lygus nuliui. Kai abu impulsai į ZnTe kristalą atkeliauja vienu metu (vėlinimo laikas $t = 0$), yra stebimas efektyvus zonduojančiojo impulso poliarizacijos sukimas, todėl šiuo laiko momentu yra registruojamas priklausomybės maksimumas. Jei THz impulsas į elektrooptinį kristalą atkeliauja pirmas (vėlinimo laikas $t > 0$), užregistruotoje priklausomybėje yra pastebimos nedidelės signalo osciliacijos, kurios, tikėtina, atsiranda dėl spinduliuotės atspindžių

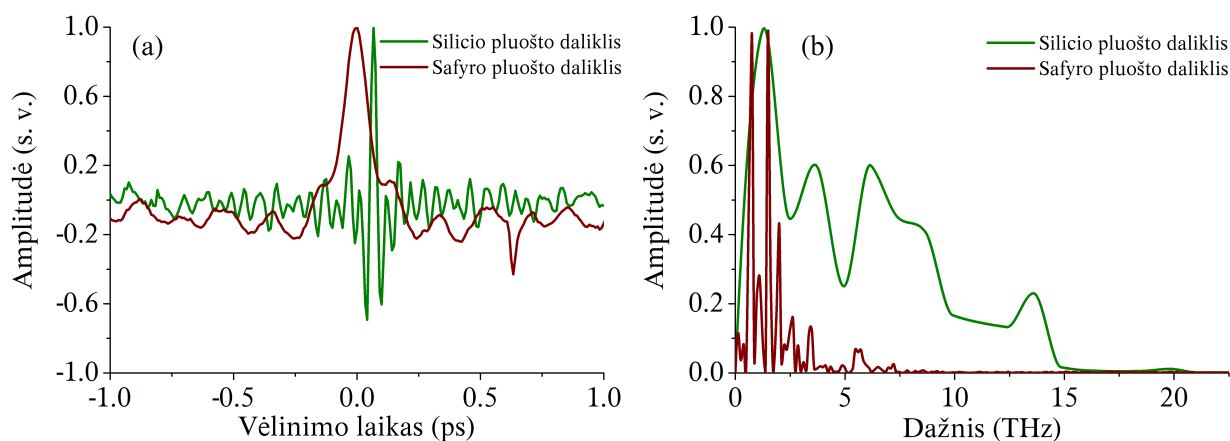
nuo vidinių ZnTe kristalo sienelių (3.3.2 pav.). Tipiška tokios detekcijos metu užregistruota



3.3.2 pav. THz spinduliuotės atspindžių nuo vidinių kristalo sienelių įtaka registruojamam spektrui.

THz impulso trukmė, priklausomai nuo žadinančiojo impulso trukmės, yra 0,5-2 ps. Atlikus šio signalo Furjė transformaciją yra gaunamas THz impulso spektras (3.3.1 b pav.). Šiame paveiksle galime pastebėti, kad spektre yra dvi labai stipriai išreikštos sugerties linijos ties 1,7 THz ir 2,2 THz, kurios yra priskiriamos ore esantiems vandens garams.

Netiesinio ZnTe kristalo trūkumas yra tas, kad jis pasižymi THz spinduliuotės sugertimi, kai jos dažnis yra tarp 4-8 THz. Dėl šios priežasties šiuo metodu negalima užregistruoti viso ultratrumpųjų THz impulsų spektro. Siekiant to išvengti, buvo surinkta interferometrinė THz impulsų detekcijos schema, pavaizduota 2.3.2 pav. Keičiant vienos iš interferometro šakų optinio kelio ilgį, detektoriumi buvo registruojami interferenciniai signalai (3.3.3 a pav.). Matavimai buvo atlikti naudojant du skirtingus pluošto daliklius PD2: 300 μm storio sili-

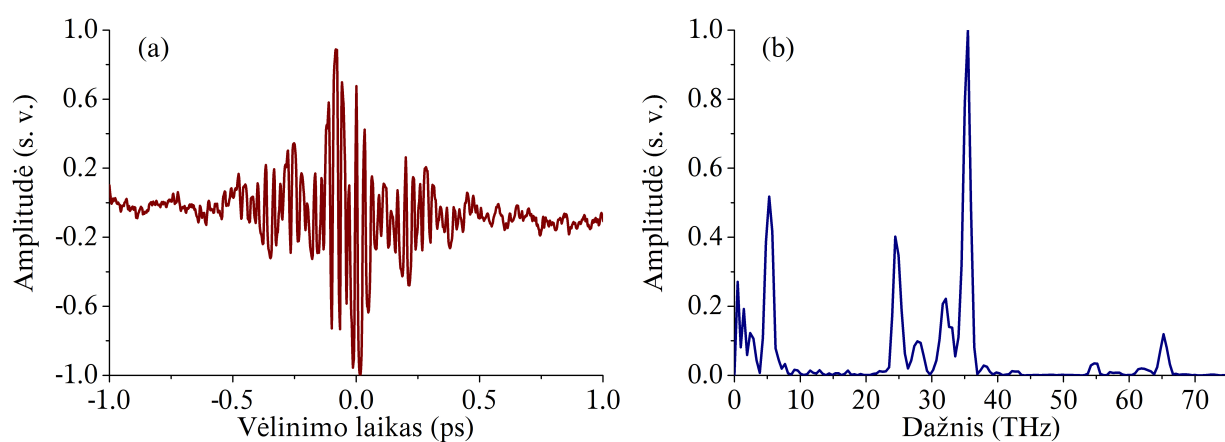


3.3.3 pav. (a) Maikelsono interferometru užregistruoti interferenciniai signalai; (b) THz impulso spekčiai, gauti atlikus (a) dalyje pavaizduotų signalų Furjė transformacijas.

cio plokštelę ir 300 μm storio safyro plokštelę. Atlikus užregistruotų interferogramų Furjė transformacijas, buvo gauti THz impulso spekčiai (3.3.3 b pav.). Galime pastebėti, kad naudojant silicio pluošto daliklį užregistruotas THz impulso spektras yra maždaug du kartus platesnis nei užregistruotas su safyro pluošto dalikliu. Taip pat, palyginę elektrooptinės detekcijos metu užregistruotą spektrą (3.3.1 b pav.) su Maikelsono interferometru užregistruotais spektrais (3.3.3 b pav.), galime pastebėti, kad pasterieji yra 2-5 kartus platesni.

Tokie registruojamų spektrų skirtumai atsiranda dėl skirtingos naudotų pluošto daliklių ir ZnTe kristalo sugerties THz spektro srityje.

THz impulsus generuojant derinamo dažnio lazerio impulsais, jų spektras buvo registruojamas tik Maikelsono interferometru (2.3.2 pav.), naudojant nitroceliuliozės plėvelės pluošto daliklį. Užregistruotas interferencinis signalas, kai THz spinduliuotės žadinimui yra naudojamos 1500 nm (signalinė), 1672 nm (šalutinė) ir 790 nm (lazerio) bangos yra pavaizduotas 3.3.4 a pav. Šios interferogramos Furjė transformacija – THz impulso spektras yra pavaizduotas 3.3.4 b pav. Matome, kad interferencinis signalas yra daug platesnis bei turi daugiau osciliacijų, o šios sąveikos metu generuojama plačiajuostė THz spinduliuotė, kurios maksimumas yra ties 35 THz.



3.3.4 pav. Interferograma, kai THz spinduliuotės žadinimui yra naudojamos 1500 nm (signalinė), 1672 nm (šalutinė) ir 790 nm (lazerio) bangos.

Apibendrinę gautus duomenis galime pasakyti, kad generuojant THz dažnio spinduliuotę derinamo dažnio lazerio impulsais yra gaunama daugiau nei 4 kartus platesnio spektro spinduliuotė nei tokią spinduliuotę generuojant bichromatiniais lazerio impulsais. Taigi toks generacijos metodas yra puikiai tinkamas tose srityse, kuriose reikalinga plati THz spinduliuotės dažnių juosta.

Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Ore fokusuojant pirmąją ir antrąją femtosekundinio Ti:safyro lazerio harmonikas yra generuojama plačiajuostė terahercų dažnio spinduliuotė, kurios spektras apima diapazoną nuo 0,1 THz iki 15 THz, o generacijos efektyvumas yra lygus $1,6 \cdot 10^{-6}$.
2. Terahercų dažnio spinduliuotės, generuojamos trijų dažnių femtosekundiniais lazerio impulsais, generacijos efektyvumas yra apie 6 kartus didesnis (siekia $9 \cdot 10^{-6}$), o jos spektras yra daugiau nei keturis kartus platesnis (apima diapazoną nuo 0,1 THz iki 65 THz), nei terahercų dažnio spinduliuotę generuojant dvispalviais lazerio impulsais.
3. Generuojamos THz dažnio spinduliuotės erdvinis profilis beveik nepriklauso nuo žadinančių impulsų dažnių ir visada yra kūgio, kurio skėsties kampas optinės ašies atžvilgiu yra apie $2,5^\circ$, formos. Tokią pluošto formą lemia tai, kad sąveikos zonoje žadinančių impulsų grupinis greitis yra didesnis, nei generuojamos spinduliuotės fazinis greitis, o tai sudaro sąlygas kūginei skirtingose pluošto vietose generuojamos spinduliuotės interferencijai .
4. Spektriniai THz dažnio spinduliuotės matavimai parodė, kad elektrooptinis matavimo metodas yra jautresnis, bet jo pralaidumo juostą riboja fazinio sinchronizmo tarp žadinimo ir generuojamos spinduliuotės plotis. Spektriniai matavimai, naudojant Mikelsono interferometrą, šio trūkumo neturi, pralaidumo juostą apsprendžia tik plono pluošto daliklio sugertis, bet šio metodo jautrumas yra kelis kartus mažesnis, nei elektrooptinio THz dažnio spinduliuotės charakterizavimo metodo.

Literatūra

- [1] J. A. Zeitler, P. F. Taday, D. A. Newnham, M. Pepper, K. C. Gordon, T. Rades, Terahertz pulsed spectroscopy and imaging in the pharmaceutical setting – a review, *J. Pharm. Pharmacol.* **59**, 209-223 (2007).
- [2] Y. C. Shen, Terahertz pulsed spectroscopy and imaging for pharmaceutical applications: A review, *Int. J. Pharm.* **417**(1-2), 48-60 (2011).
- [3] E. Pickwell, V. P. Wallace, Biomedical applications of terahertz technology, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39**, 301-310 (2006).
- [4] A. Dobroiu, C. Otani, K. Kawase, Terahertz-wave sources and imaging applications, *Meas. Sci. Technol.* **17**, 161-174 (2006).
- [5] T. W. Crowe, T. Globus, D. L. Woolard, J. L. Hesler, Terahertz sources and detectors and their application to biological sensing, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **362**, 365-377 (2004).
- [6] K. L. Yeh, M. C. Hoffmann, J. Hebling, K. A. Nelson, Generation of 10 μ J ultrashort terahertz pulses by optical rectification, *Appl. Phys. Lett.* **90**(17), 171121-1-171121-3 (2007).
- [7] A. G. Stepanov, L. Bonacina, S. V. Chekalin, J. P. Wolf, Generation of 30 μ J single-cycle terahertz pulses at 100 Hz repetition rate by optical rectification, *Opt. Lett.* **33**(21), 2497-2499 (2008).
- [8] Y. Liu, A. Houard, B. Prade, S. Akturk, A. Mysyrowicz, Terahertz Radiation Source in Air Based on Bifilamentation of Femtosecond Laser Pulses, *Phys. Rev. Lett.* **99**(13), 135002-1-135002-4 (2007).
- [9] H. Zhong, N. Karpowicz, X. C. Zhang, Terahertz emission profile from laser-induced air plasma, *Appl. Phys. Lett.* **88**(26), 261103-1-261103-3 (2006).
- [10] D. J. Cook, R. M. Hochstrasser, Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air, *Opt. Lett.* **25**(16), 1210-1212 (2000).
- [11] K. Y. Kim, J. H. Glowina, A. J. Taylor, G. Rodrigues, Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields, *Opt. Exp.* **15**(8), 4577-4584 (2007).
- [12] K. Reimann, Table top sources of ultrashort THz pulses, *Rep. Prog. Phys.* **70**, 1597-1632 (2007).

- [13] H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White, R. W. Falcone, Subpicosecond Electromagnetic Pulses from Intense Laser-Plasma Interaction, *Phys. Rev. Lett.* **71**(17), 2725-2728 (1993).
- [14] A. Dubietis, *Netiesinė optika* (Vilniaus universitetas, Vilnius, 2009).
- [15] R. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3rd. ed. (Academic Press, San Diego, 2007).
- [16] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, G. Mourou, Self-Channeling of High-Peak-Power Femtosecond Laser Pulses in Air, *Opt. Lett.* **20**(1), 73-75 (1995).
- [17] D. Dragoman, M. Dragoman, Terahertz fields and applications, *Prog. Quant. Electron.* **28**, 1-66 (2004).
- [18] Y. S. Lee, *Principles of Terahertz Science and Technology* (Springer, New York, 2009).
- [19] X. Xie, J. Dai, X. C. Zhang, Coherent Control of THz Wave Generation in Ambient Air, *Phys. Rev. Lett.* **96**(7), 075005-1-075005-4 (2006).
- [20] Q. Wu, X. C. Zhang, Free-space electro-optic sampling of terahertz beams, *Appl. Phys. Lett.* **67**(24), 3523-3525 (1995).
- [21] M. Kress, T. Löffler, S. Eden, M. Thomson, and H. Roskos, Terahertz-Pulse Generation by Photoionization of Air with Laser Pulses Composed of Both Fundamental and Second-Harmonic Waves, *Opt. Lett.* **29**(10), 1120-1122 (2004).
- [22] G. B. Armen, *Phase sensitive detection: the lock-in amplifier* (Tennessee, 2008).
- [23] L. A. Johnson, J. P. Palastro, T. M. Antonsen, K. Y. Kim, THz generation by Optical Cherenkov emission from Ionizing Two-Color Laser Pulses, *Phys. Rev. A* **88**(6), 063804-1-063804-9 (2013).
- [24] K. Y. Kim, A. J. Taylor, J. H. Glowina, G. Rodrigues, Coherent Control of Terahertz Supercontinuum Generation in Ultrafast Laser-Gas Interactions, *Nature Photon.* **2**, 605-609 (2008).
- [25] K. Y. Kim, Generation of Coherent Terahertz Radiation in Ultrafast Laser-Gas Interactions, *Phys. Plasmas* **16**(5), 056706-1-056706-8 (2009).
- [26] Y. S. You, T. I. Oh, K. Y. Kim, Off-Axis Phase-Matched Terahertz Emission from Two-Color Laser-Induced Plasma Filaments, *Phys. Rev. Lett.* **109**(18), 183902-1-183902-5 (2012).
- [27] C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, Conical Forward THz Emission from Femtosecond-Laser-Beam Filamentation in Air, *Phys. Rev. Lett.* **98**(23), 235002-1-235002-4 (2007).

Santrauka

Ernestas Žeimys

Terahercų dažnio spinduliuotės generavimas ore femtosekundinės trukmės lazerio impulsais

Pastaraisiais metais terahercų (THz) dažnio spinduliuotė dėl unikalių savybių, leidžiančių ją pritaikyti medicinoje, telekomunikacijose, apsaugos bei karo pramonėje ir kitose srityse, sulaukia itin didelio tyrėjų susidomėjimo. Tokia spinduliuotė įprastai yra generuojama puslaidininkinėmis antenomis, jas žadinant femtosekundinio lazerio impulsais, arba pasitelkiant optinio lyginimo reiškinį netiesiniuose kristaluose. Nors taip galima sugeneruoti didelės energijos THz impulsus, tačiau tokie generacijos metodai turi vieną esminį trūkumą – didinant žadinimo energiją neišvengiamai pasireiškia medžiagos optinis pažeidimas, kuris apriboja maksimalią generuojamų impulsų energiją. Priešingai nei kondensuotose terpėse, medžiagos pažeidimas yra visiškai neaktualus plazmoje, todėl šiame darbe buvo tiriamos THz dažnio spinduliuotės, generuojamos lazeriu indukuotoje oro plazmoje, savybės.

Darbo metu buvo surinktos dvi THz spinduliuotės generacijos schemas: pirmojoje ši spinduliuotė buvo generuojama ore fokusuojant femtosekundinio lazerio pirmosios ir antrosios harmonikos impulsus, o antrojoje – ore buvo fokusuojami trijų skirtingų dažnių lazerio impulsai. Eksperimentiškai nustatyta, kad antruoju atveju THz spinduliuotės generacijos efektyvumas buvo daugiau nei 5 kartus didesnis. Abiem atvejais buvo įvertinti ir generuojamos spinduliuotės erdviniai profiliai bei nustatyta, kad, dėl žadinančių ir generuojamų THz impulsų grupinių ir fazinių greičių nederinimo, tokia spinduliuotė erdvėje sklinda sudarydama kūgį, kurio skėsties kampas yra apie $2,5^\circ$. Galiausiai, buvo užregistruoti THz spinduliuotės spektrai, iš kurių nustatyta, kad plačiausio spektro impulsai (65 THz) yra generuojami ore maišant trijų skirtingų dažnių femtosekundinio lazerio impulsus, o maišant bichromatinius impulsus didžiausio dažnio spektrinė komponentė yra ties 15 THz.

Summary

Ernestas Žeimys

Generation of Terahertz Frequency Radiation by Femtosecond Laser Pulses

Currently, due to its unique properties for applications in medicine, telecommunications, homeland security, etc. terahertz (THz) radiation has become an object of great interest. Usually THz radiation is generated in photoconductive antennas by illuminating the surface of semiconductor substrate with a femtosecond laser, or by optical rectification process in nonlinear crystals. However, these materials, are vulnerable to material damage when high energy laser pulses are used, which fundamentally limits THz energy scaling. In contrast, plasma is an ideal medium for scalable THz generation because it is already broken down and there is no concern about material damage. This motivates us to investigate properties of THz radiation generated in laser-induced air plasma.

In this work THz radiation was generated using two different setups: i) by focusing fundamental and its second harmonic pulses into ambient air, and ii) by focusing three different frequency laser pulses into ambient air. It was experimentally found that in second setup generation efficiency was more than 5 times greater than obtained in the first one. In both cases measured spatial profiles of generated THz beam indicate that this radiation is conical because of phase mismatch between the pump and generated radiation. The far field divergence of THz cone was found to be about 2.5° . Finally, it was shown that spectrum of THz radiation generated by mixing three different frequency optical pulses is more than 4 times wider than obtained by mixing bichromatic laser pulses.