

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
LAZERINIŲ TYRIMŲ CENTRAS

Danas Buožius

TERAHERCŲ DAŽNIO SPINDULIUOTĖS SŪKURIO GENERACIJA ORO PLAZMOJE
FEMTOSEKUNDINIAIS LAZERIO IMPULSAIS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

(studijų programa – LAZERIŲ FIZIKA IR OPTINĖS TECHNOLOGIJOS)

Studentas

Danas Buožius

Darbo vadovas

habil. dr. (HP) Virgilijus Vaičaitis

Recenzentas

dr. Rimantas Grigonis

LTC direktorius

dr. Rytis Butkus

Vilnius 2019

Turinys

Įvadas	1
1 Teorinis įvadas	3
1.1 Netiesinis optinis jautris	3
1.2 Netiesinis lūžio rodiklis	4
1.3 Terahercų dažnio spinduliuotė	6
1.3.1 THz spinduliuotės generacijos būdai	6
1.3.2 THz spinduliuotės detektavimo būdai	7
1.3.3 Skirtuminio dažnio generacija	8
1.3.4 THz spinduliuotės generacija ore	10
1.4 Plazma ir jos savybės	15
1.5 Šviesos sūkurių	16
1.5.1 Šviesos sūkurių savybės	16
1.5.2 Šviesos sūkurių generacijos būdai	18
1.5.3 Šviesos sūkurių detektavimo būdai	21
1.5.4 Terahercinio dažnio spinduliuotės sūkurių generacija	22
2 Eksperimento metodika	25
2.1 Terahercų dažnio spinduliuotės generavimo grandinė	25
2.2 Terahercinio dažnio spinduliuotės detektavimas	26
2.2.1 Piroelektrinis detektorius	26
2.2.2 Termografinė kamera	27
3 Rezultatai ir jų aptarimas	29
3.1 Antros harmonikos sūkurių generacija	29
3.2 Terahercinio dažnio spinduliuotės sūkurių generacija	30
3.2.1 Terahercinis sūkurys esant fazės pokyčiui tarp kaupinimo bangų	31
Išvados	32
Literatūros sąrašas	34
Santrauka	36
Summary	37

Įvadas

Sukūrus lazerius tapo įmanoma stebėti daugybę iki tol neatrastų optikos reiškinių. Taip atsirado nauja optikos sritis - netiesinė optika, kuria tyrinėjami reiškiniai pasireiškia tuomet, kai išorinės spinduliuotės elektrinis laukas yra toks stiprus, kad gali pakeisti medžiagos optines savybes. Medžiagos lūžio rodiklis tampa priklausomas nuo į medžiagą įeinančios spinduliuotės elektrinio lauko stiprio. Be to, lazerio spinduliuote veikiamoje medžiagoje pradėti stebėti tokie reiškiniai kaip harmonikų generacija, šviesos pluošto fokusavimasis, fazės savimoduliacija, keturbangis maišymas, medžiagos jonizacija sukuriant plazmą.

Kaip tik pastarieju du reiškiniai ir yra pasitelkiami šiame darbe generuojant terahercinio dažnio (THz) spinduliuotę.

Terahercų dažnio spinduliuotės bangos ilgių diapazonas yra tarp radijo bangų ir infraraudonosios spinduliuotės. Šiame darbe naudojamų bichromatinių (pirmoji 800nm bangos ilgio harmonika su antrąja 400nm bangos ilgio harmonika) femtosekundinių lazerio impulsų maišymas ore generuoja pakankamai platų terahercų dažnio bangų spektrą.

Žinoma, kad naudojant bichromatinius femtosekundinius lazerio impulsus, oro plazmoje efektyviai generuojama terahercinio dažnio spinduliuotė. Šiuo metu jau gana gerai ištirtos tokios spinduliuotės erdvinės ir spektrinės savybės, tačiau dar nėra visiškai aišku, kaip terahercų dažnio spinduliuotės pagrindinės savybės priklauso nuo žadinimo impulsų fazės. Todėl darbo tikslas yra ištirti kaip kinta terahercų dažnio spinduliuotės intensyvumo ir fazės erdviniai skirstiniai, kai vienas iš kaupinimui naudojamų spinduliuotės pluoštų yra šviesos sūkurys.

Darbo uždaviniai:

- surinkti terahercų dažnio spinduliuotės generacijos ir detektavimo schemą bei ją optimizuoti;
- išmatuoti erdvines ir spektrines terahercų dažnio savybės, kai žadinantis antrosios harmonikos pluoštas yra šviesos sūkurys;
- ištirti terahercų dažnio spinduliuotės fazės ir intensyvumo priklausomybes nuo pluošto azimutinio kampo.

1 Teorinis įvadas

1.1 Netiesinis optinis jautris

Kai dielektriku, kurio bendras krūvis yra neutralus, sklindančios spinduliuotės elektrinis laukas yra pakankamai stiprus, medžiagoje elektronų debesėliai yra deformuojami [1] ir atsiranda jų poliarizacija. Kai medžiagos dipolinio momento (poliarizuotumo priklausomybė nuo veikiančio elektrinio lauko yra netiesinė, tai ir yra vadinama optiniu netiesiškumu. Tuomet medžiagos tūrio vieneto poliarizuotumas gali būti išreiškiamas taip:

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t), \quad (1)$$

čia ϵ_0 yra vakuumo dielektrinė skvarba, o $\chi^{(1)}$ yra tiesinis optinis jautris $E(t)$ - laike optiniu dažniu kintantis elektrinis laukas. Atsiradus išoriniam elektriniam laukui, medžiagos dipolinis momentas kis elektrinio lauko kitimo dažniu.

Netiesinės optikos reiškiniai atsiranda tuomet, kai spinduliuotės elektrinis laukas yra stiprus, tačiau jo lemiamas netiesinio poliarizuotumo priedas yra mažas [1]. Tai yra vadinama perturbaciniu artiniu. Tuomet poliarizuotumą galima skleisti elektrinio lauko stiprio laipsnių eilute:

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(t) + \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2(t) + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3(t) + \dots \quad (2)$$

$$\vec{P}(t) = \vec{P}^{(1)}(t) + \vec{P}^{(2)}(t) + \vec{P}^{(3)}(t) + \dots = \vec{P}_T + \vec{P}_{NT} \quad (3)$$

Čia $P^{(2)}(t) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^{(2)}$ yra vadinamas kvadratinis netiesinis poliarizuotumas, $P^{(3)}(t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} E^{(3)}$ - kubinis netiesinis poliarizuotumas; paskutinėje išraiškoje: \vec{P}_T - tiesinės poliarizuotumo narys, o \vec{P}_{NT} - netiesinių poliarizuotumo narių suma. Prie jų esantys atitinkamų eilių optiniai jautriai eilės tikslumu labai skiriasi [2]:

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

Kad pasireikštų netiesinės optikos reiškiniai, netiesiniai poliarizuotumo nariai turi būti nenuliniai, todėl norint, kad aukštesnių optinio netiesiškumo eilių optiniai jautriai pasireikštų, reikalingas labai stiprus medžiagą veikiančios spinduliuotės elektrinis laukas. Antrosios eilės netiesiniai optiniai reiškiniai vyksta tik tam tikroje medžiagų klasėje - dielektriniuose kristaluose, neturinčiuose simetrijos centro, o kubinio netiesiškumo reiškiniai vyksta visose medžiagose

nepriklausomai nuo jų fazės būsenos. Priežastis, dėl kurios poliarizuotumas yra toks reikšmingas aprašant netiesinės optikos reiškinius yra ta, kad tik laike kintanti poliarizacija gali būti naujų elektromagnetinių bangų šaltinis. Bangos sklidimą netiesinėje dispersinėje terpėje aprašo lygtis

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_{NT}}{\partial t^2} \quad (5)$$

čia c - šviesos greitis, n - medžiagos lūžio rodiklis. Šią lygtį galime interpretuoti kai nevienalytę bangos lygtį, kur \vec{P}_{NT} kuria elektrinį lauką \vec{E} . Iš (5) lygties matyti, kad kai $\frac{\partial^2 \vec{P}_{NT}}{\partial t^2} \neq 0$, yra generuojamos elektromagnetinės bangos. (2) lygties skleidimas eilute galioja tik tuomet, kai šviesos elektrinis laukas tampa palyginamas su atomo elektrinio lauko stipriu $E_{at} \approx 5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$. Tuomet ir P_{NT} tampa palyginamo dydžio su $P^{(1)}$. Galime įvertinti atitinkamą intensyvumą:

$$I_{at} = \frac{1}{2} c n \epsilon_0 E_{at}^2 = 3.5 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2 \quad (6)$$

Pasiekus tokį intensyvumą jau pradeda reikštis nauji stipraus lauko režimo reiškiniai.

1.2 Netiesinis lūžio rodiklis

Netiesinėje optikoje visų medžiagų lūžio rodiklis priklauso nuo spinduliuotės, kritusios į medžiagą intensyvumo. Ši priklausomybė išreiškiama taip:

$$n = n_0 + n_2 I \quad (7)$$

čia n_0 yra tiesinis lūžio rodiklis, o n_2 - netiesinis medžiagos lūžio rodikliai, kurie abu yra svarbios medžiagos charakteristikos. Kaip minėta anksčiau, intensyvus spinduliuotės laukas izotropinėje terpėje kuria poliarizuotumą:

$$\vec{P}(\omega) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + 3\epsilon_0 \chi^{(3)} |\vec{E}(\omega)|^2 \vec{E}(\omega) \equiv \epsilon_0 \chi_{eff} E(\omega), \quad (8)$$

o medžiagos lūžio rodiklis išreiškiamas kaip $n^2 = 1 + \chi_{eff}$. Tokiu būdu galima išreikšti tiesinę ir netiesinę lūžio rodiklio dedamąsias, kurios siejamos su tiesiniu ir netiesiniu medžiagos optiniais jautriais:

$$n_0 = \sqrt{1 + \chi^{(1)}}, \quad (9)$$

$$n_2 = \frac{3}{4n_0^2 c \epsilon} \chi^{(3)}, \quad (10)$$

Lūžio rodiklio priklausomybė nuo medžiagą veikiančios spinduliuotės elektrinio lauko stiprio vadinama Kerro efektu. Pagal savo prigimtį kubinis netiesiškumas yra skirstomas į rezonansinį (dėl užpildos persiskirstymo tarp virtualių lygmenų) ir rezonansinį (dėl užpildos persiskirstymo

tarp realių lygmenų, t.y. susijęs su sugertimi). Netiesiškumas dėl lygmenų užpildos persiskirstymo vadinamas puslaidininkiniu, tačiau dėsningumai tinka ir skaidriems dielektrikams. Netiesinio lūžio rodiklio veikimo mechanizmas dėl lygmenų užpildos persiskirstymo, priklausys nuo kritusio fotono energijos [1]. Jei kritusio fotono energija $\hbar\omega$ yra didesnė nei draustinės energijos tarpas E_g , netiesinį atsaką ir medžiagos lūžio rodiklio pokytį lemia realūs šuoliai tarp energijos juostų (elektronas pereina iš valentinės į laidumo juostą). Tokiu atveju medžiagos optinių savybių pokytį galima susieti su laidumo juostos užpilda N_c , kurios laikinis kitimas aprašomas lygtimi

$$\frac{dN_c}{dt} = \frac{\alpha I}{\hbar\omega} - \frac{N_c - N_c^{(0)}}{\tau_R} \quad (11)$$

čia α yra sugerties koeficientas, $N_c^{(0)}$ - pusiausviroji laidumo juostos užpilda nesant spinduliuotės, τ_R - elektronų ir skylių rekombinacijos trukmė (10ns eilės). Dėl elektronų koncentracijos pokyčio pakinta medžiagos savybės, o tą pokytį gali lemti keletas mechanizmų, kurių pagrindinis yra laisvųjų elektronų atsakas.

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i/\tau)}, \quad (12)$$

čia ε yra medžiagos dielektrinė konstanta, o $\omega^2 = N_c e^2 / \varepsilon_0 m$ plazmos dažnis, $\tau \leq \tau_R$ - optinio atsako trukmė. Kadangi didėjant spinduliuotės intensyvumui N_c irgi didėja, o $\varepsilon(\omega)$ mažėja, tai patį netiesinį lūžio rodiklį galima išreikšti kaip

$$n_2 = -\frac{e^2 \alpha \tau_R}{2n_0 \varepsilon m \hbar \omega^3}, \quad (13)$$

čia m yra efektinė elektrono masė laidumo juostoje. n_2 netiesiškumo svarbi savybė yra ta, kad jis yra atvirkščiai proporcingas medžiagą veikiančios spinduliuotės dažnio kubui. Taigi toks lūžio rodiklio mechanizmas dominuoja dideliems bangų ilgiams. Svarbu tai, kad šiuo atveju $n_2 < 0$, taigi dėl netiesinės lūžio rodiklio dalies sukulto atsako medžiaga defokusuos sklindančią spinduliuotę.

Jei kritusio fotono energija $\hbar\omega$ yra mažesnė nei draustinių energijų tarpas E_g , tuomet netiesinį lūžio rodiklį n_2 lemia virtualūs šuoliai, o virtualūs energijos lygmenys yra išsidėstę draustinėje energijos juostoje. Šiuo atveju galimi kelių skirtingų tipų šuoliai, lemiantys netiesiškumą, tarp virtualių lygmenų (vienfotoniai, dvifotoniai). Tuomet netiesinį lūžio rodiklį galėsime išreikšti taip:

$$n_2 = K \frac{\hbar c \sqrt{E_p}}{2n_0^2 E_g^4} G_2(\hbar\omega/E_g), \quad (14)$$

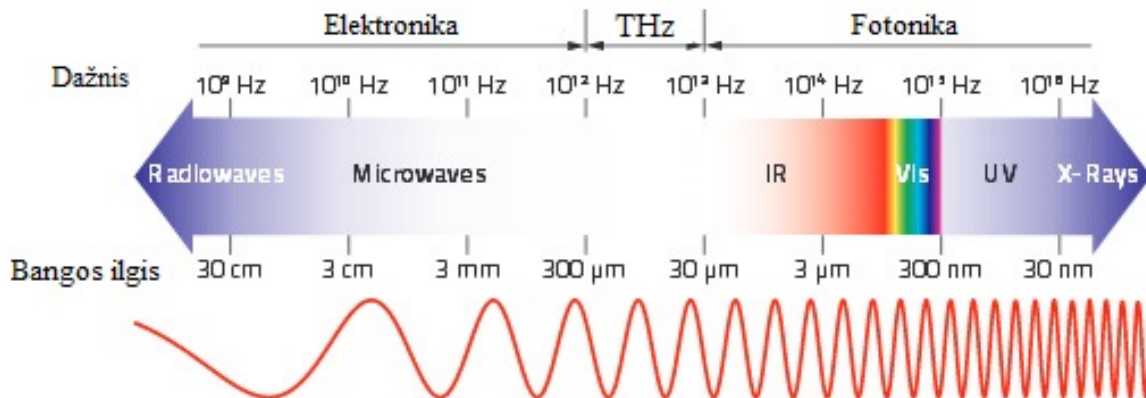
čia $E_p = 21 \text{ eV}$, $K = 3.1 * 10^3$ yra empiriniai parametrai, o $G_2(x)$ yra tam tikra funkcija. Iš šios išraiškos gauname svarbią išvadą, kad veikiant netiesiškumui sukeltam esant virtualiems

šuoliams, n_2 yra atvirkščiai proporcingas draustinių juostų tarpui E_g^4 . Tai reiškia, kad siaurų draustinių juostų medžiagos pasižymi didesniu netiesiškumu, nei medžiagos su plačiomis draustinių energijų juostomis.

1.3 Terahercų dažnio spinduliuotė

Terahercų dažnio spinduliuotė elektromagnetinių bangų spektre yra tarpe tarp infraraudonosios ir mikrobangės spinduliuotės ir abu šie bangų diapazonai turi kai kurias tas pačias savybes. Terahercinė spinduliuotė yra nejonizuojanti, sklinda tiesia linija, kaip IR, tačiau tuo pačiu, kaip mikrobangė spinduliuotė, gali prasiskverbti per įvairias dielektrines terpes, kaip tekstilės audiniai, mediena, plastikas, keramika, bet ne metalai ar vanduo. Dėl to, kad THz prasiskverbia per rūbus, tačiau yra sugerama vandens, ši spinduliuotė gali būti naudojama oro uostuose skenuojant žmones ir jų daiktus. Šio metodo privalumas yra tas, kad kitaip nei Rentgeno spinduliuotė, THz bangos pasižymi žema energija ir nėra destruktivi. Dėl tos pačios priežasties, ją galima saugiai naudoti pavojingų medžiagų spektroskopijoje, pavyzdžiui tirti sproglių ar narkotinių medžiagų spektrams.

1.3.1 THz spinduliuotės generacijos būdai



1 pav. Elektromagnetinių bangų spektras

Terahercų dažnio spinduliuotei generuoti yra galimi keli skirtingi būdai. Vieni labiausiai paplitusių būdų yra naudojant fotolaidžius puslaidininkinius jungiklius ir optoelektrinius emiterius, kur terahercinė spinduliuotė indukuojama didele sparta generuojamos elektros stovės puslaidininkiuose. Lazerio impulsu puslaidininkyje sukuriama fotosrovė. Sukuriama elektromagnetinė spinduliuotė, kurios dažnis ω proporcingas kritusio impulso gaubtinės kitimui. THz dažnis gaunamas, kai perjungimo trukmė mažesnė nei ps eilės.

Dar vienas terahercų dažnio spinduliuotės generacijos būdas yra optinio skirtuminio dažnio generacija kristaluose. Optinis skirtuminio dažnio generavimas turi tiesioginę priklausomybę nuo medžiagos antros eilės netiesinio optinio jautrio:

$$P^2(t) = \varepsilon_0 \sum_{y,z} \chi_{xyz}^{(2)}(\Omega = \omega_1 - \omega_2; \omega_1; -\omega_2) \tilde{E}_y(\omega_1) \tilde{E}_z^*(\omega_2) \quad (15)$$

Sąlygos, kurias turi tenkinti optiškai netiesinis kristalas [3]:

- Kristalas skaidrus tiek kaupinimo, tiek generuojamai spinduliuotei.
- Aukštas optinio pramušimo slenkstis.
- Reikalingas antros eilės netiesiškumas. ($\chi_{xyz}^2 \neq 0$ yra tik tvarkiuose kristaluose, bet ne centrosimetrinėse ir izotropinėse medžiagose).
- Turi būti tenkinama fazinio sinchronizmo sąlyga.

Trečiasis būdas generuoti terahercinę spinduliuotę yra skirtuminio dažnio generacija izotropinėse medžiagose kaip, pavyzdžiui, dujos ar plazma. Šiose medžiagose efektas pasireiškia tik dėl nelyginės eilės netiesinio optinio jautrio narių. Naudojami ultratrumpi lazerio impulsai, kurių pirmosios ir antrosios harmonikų impulsai, kurie, esant pakankamam intensyvumui, gerai sufokusavus, kuria plazmą, kurioje generuojama terahercinė spinduliuotė kaip skirtuminis dažnis tarp pirmos ir antrosios harmonikų. Naudojant femtosekundinius impulsus, kadangi laike impulsai trumpi, tai ir atitinkamų harmonikų spektrai bus dešimčių nm eilės pločio. Taip pat, kadangi skirtingi lazerio pluošto komponentai fokusuojami skirtingais kampais, tai vektorinio fazinio sinchronizmo sąlyga tarp pirmosios ir antrosios harmonikų bus įgyvendinama skirtingo dažnio terahercinei spinduliuotei.

Pastaruoju metu didėja aukštos galios THz spinduliuotės šaltinių poreikis. Tokie yra laisvų elektronų lazeriai, taip sychrotroniniu principu veikiantys šaltiniai, tačiau didesnis poreikis yra mažesniems, ant laboratorijos stalo telpantiems šaltiniams, todėl didėja susidomėjimas THz spinduliuotės generacija anksčiau minėtu metodu - dujų plazmoje, žadinant femtosekundiniais impulsais. Tokiu būdu generuojamas santykinai platus terahercinės spinduliuotės spektras [3], o THz spinduliuotės galia yra lengvai reguliuojama keičiant kaupinimo galią [4].

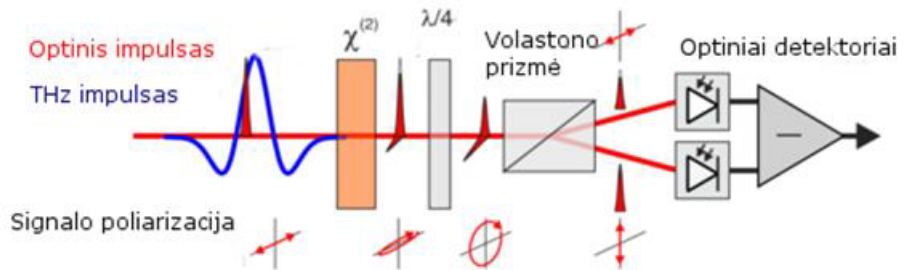
1.3.2 THz spinduliuotės detektavimo būdai

Elektroniniais prietaisais tiesiogiai detektuoti THz spinduliuotę yra sunku, todėl naudojami optiniai ir elektrooptiniai metodai [3]. Vienas pagrindinių būdų yra detektavimas naudojant fotolaidžius puslaidininkinius jungiklius. Kai fotolaidžiame puslaidininkiniame elemente įjungama išorinė įtampa terahercinė spinduliuotė kuria matuojamą elektrinę srovę. Tokiu būdu

generuojami krūvininkai, kurių gyvavimo trukmė nulemia srovės tekėjimo trukmę. Kai krūvininkų gyvavimo ir lazerio impulso trukmė artima terahercinės spinduliuotės periodui, fotosrovė yra proporcinga terahercinės spinduliuotės elektriniam laukui. Sukurtas signalas aprašomas lygtimi:

$$j(t) \propto \int_{-\infty}^t E_{THz}(t') dt' \quad (16)$$

Kitas dažnai naudojamas yra elektrooptinis detektavimo būdas. Į Pokelso elementą patenka skenuojantis impulsas ir tiesiškai poliarizuotas THz signalas, kuris indukuoja dvejetainį lūžį. Tuomet kartu sklindantis zonduojantis impulsas pakeičia poliarizaciją iš tiesinės į šiek tiek eliptinę, po $\lambda/4$ plokštelės ji tampa apskritiminė ir po Volanstono prizmės statmenos skenuojančio impulso poliarizacijos nueina į detektorius, kur jų amplitudžių skirtumas proporcingas THz impulso amplitudei. Galima nusakyti tiek terahercinės spinduliuotės amplitudę, tiek fazę. Dėl to, kad 1 THz dažnio spinduliuotės fazinis greitis sutampa su Ti:safyro kristale, 800nm bangos ilgio šviesos grupiniu greičiu, dažniausiai naudojamas ZnTe kristalas. Norint registruoti platesnį spektrą, naudojami kiti, pavyzdžiui DAST, GaSe, GaP, LiNbO₃ kristalai arba poliniai polimerai.



2 pav. Elektrooptinė THz detektavimo schema.

1.3.3 Skirtuminio dažnio generacija

Nagrinėjant skirtuminio dažnio generaciją, sakykime, kad terpės įėjime turime dviejų dažnių bangas: ω_1 ir ω_2 , kurios yra susijusios sąryšiu $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$. Čia ω_3 yra vadinamas skirtuminis dažnis. Jeigu ω_1 bangos nuskurdinimo nėra ir galioja fazinio sinchronizmo sąlyga $\delta k = 0$, o terpės įėjime dažnio ω_3 bangos dar nėra, o ω_2 dažnio bangos amplitudės yra ne nulinė, tai skirtuminio dažnio bangos ω_3 su amplitude A_3 generacija bus aprašoma taip:

$$A_1(z) = A_1(0) \cosh \kappa z$$

$$A_3(z) = i \sqrt{\frac{n_1 \omega_3}{n_2 \omega_1}} \frac{A_1}{|A_1|} A_3^*(0) \sinh \kappa z, \quad (17)$$

čia $\kappa = i\sigma A$. Tai reiškia, kad jeigu $\kappa z \gg 1$ tai ω_3 ir ω_2 bangų amplitudės auga eksponentiškai. Dažnio ω_3 bangos fazė priklauso nuo ω_1 ir ω_2 bangų fazių, o jos amplitudė taip pat auga, asimptotiškai artėdama prie dažnio ω_2 bangos amplitudės.

1.3.2.1 Keturbangis dažnių maišymas

Terahercų dažnio spinduliuotės atveju, kaip skirtuminio dažnio generaciją galima interpretuoti ir keturbangį dažnių maišymą, kuriame sąveikauja du pirmosios harmonikos fotonai, vienas antrosios harmonikos ir kaip skirtuminis dažnis tarp kaupinimo bangų gautas terahercų dažnį atitinkantis fotonas. Naudojant keturbangės sąveikos modelį, THz spinduliuotės generacija aprašoma kaip optinis lyginimas, sąlygotas kubinio optinio netiesiškumo [5]. Tuomet terpės poliarizuotumas aprašomas taip:

$$P_i = \epsilon_0 \sum_{jkl} \sum_{mno} \chi_{ijkl}^{(3)} E_j(\omega_m) E_k(\omega_n) E_l(\omega_o), \quad (18)$$

kur indeksai i,j,k,l aprašo atitinkamai žadinančios ir sugeneruotosios spinduliuočių dažnio komponentų poliarizacijas. m, n ir o žymi poliarizacijų ir dažnių išsigimimą. Turint izotropinę terpę kaip oras, kubinis netiesinis jautris turės tik tris nenulinius narius:

$$\chi_{xxyy}^{(3)} = \chi_{yyxx}^{(3)}, \quad (19)$$

$$\chi_{xyxy}^{(3)} = \chi_{yxyx}^{(3)}, \quad (20)$$

$$\chi_{xyyx}^{(3)} = \chi_{yxxxy}^{(3)}, \quad (21)$$

$$\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{yyyy}^{(3)} + \chi_{xxyy}^{(3)} + \chi_{xyyx}^{(3)}. \quad (22)$$

Čia keturi indeksai prie $\chi^{(3)}$ žymi keturbangėje sąveikoje dalyvaujančių dažnių komponentų poliarizacijos kryptį atitinkamai $\Omega, 2\omega, \omega, \omega$, kur Ω - atitinka THz poliarizacijos kryptį, 2ω - antrosios harmonikos, ir ω - pirmosios harmonikos spinduliuotės poliarizaciją. Jeigu laikome, kad pagrindinis indėlis, kuriant $\chi^{(3)}$ vertę yra dėl elektroninio atsako:

$$\chi_{xxyy}^{(3)} = \chi_{xyxy}^{(3)} = \chi_{yxyx}^{(3)} = \frac{1}{3} \chi_{xxxx}^{(3)}. \quad (23)$$

Tai įskaitę, tokiu atveju jeigu THz spinduliuotė yra generuojama kaupinimo, sudaryto iš daug skirtingų elektrinio lauko poliarizacijos komponentių (nepoliarizuotas kaupinimas), tai THz poliarizuotumumo komponentai abiems komponentėms keturbangės sąveikos atveju galės būti

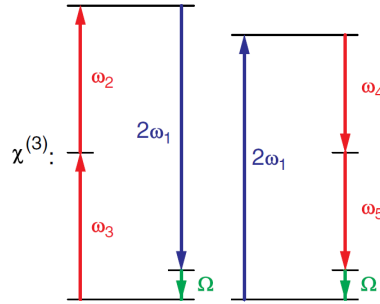
aprašomi taip:

$$P_x = \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)} \left(\frac{3}{4} E_x^{2\omega} \bar{E}_x^\omega \bar{E}_x^\omega + \frac{1}{4} E_x^{2\omega} \bar{E}_y^\omega \bar{E}_y^\omega + \frac{1}{2} E_y^{2\omega} \bar{E}_x^\omega \bar{E}_y^\omega + c.c. \right), \quad (24)$$

$$P_y = \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)} \left(\frac{3}{4} E_y^{2\omega} \bar{E}_y^\omega \bar{E}_y^\omega + \frac{1}{4} E_y^{2\omega} \bar{E}_x^\omega \bar{E}_x^\omega + \frac{1}{2} E_x^{2\omega} \bar{E}_y^\omega \bar{E}_x^\omega + c.c. \right), \quad (25)$$

čia vertės su brūkšneliu nusako kompleksinio jungtinio dydį. (Kompleksinis jungtinis bus aprašomas su ta pačia išraiška, tik \bar{E} bus pakeičiama į tiesiog E ir atvirkščiai.)

Tenzoriaus $\chi^{(3)}$ vertę lemiančių veiksnių gali būti daug, taigi jo vertė laike nėra pastovi [6].



3 pav. Keturbangio dažnių maišymo generuoti THz spinduliutei virtualiuose lygmenyse schematinis atvaizdavimas. Čia Ω - THz spinduliuotė, atvaizduota kaip skirtuminis dažnis.

THz spinduliuotės generacija dujų plazmoje naudojant bichromatinę kaupinimą femtosekundiniais impulsais pirmiausiai ir buvo interpretuota pasitelkiant būtent skirtuminio dažnio generacijos keturbangio maišymo metu modelį, tačiau vien trečios eilės netiesiškumas gali būti nepakankamas, siekiant paaiškinti THz spinduliuotės lauko generaciją [7] [4]. Taigi, kai kurios plazmoje vykstančius procesus, kaip pavyzdžiui, THz spinduliuotės generacijos efektyvumas ar optimalus kaupinimo bangų fazių skirtumas, geriau aiškinti pasitelkiant vėliau aprašomą plazmos mikrosviųjų modelį [4].

1.3.4 THz spinduliuotės generacija ore

Terahercų dažnio spinduliuotės generacijai plazmoje yra naudojami du modeliai. Siekiant juos aprašyti, pirmiausiai apibrėžkime, kad plazmos matmenys yra labai maži, lyginant su generuojamų THz impulsų bangos ilgiu, taigi galėsime skaityti, kad plazma yra Hercinių dipolių šaltinis, kas reiškia, kad visame plazmos tūryje elektrinio lauko sudarytas krūvininkų poliarizuotumas \vec{P} bus toks pat. Tokiu atveju, susidariusios THz spinduliuotės elektrinis laukas galės būti aprašomas formule [6]:

$$E_{THz}^{\vec{z}}(z) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2 z} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_V \vec{P} d^3r. \quad (26)$$

Darant prielaidą, kad poliarizuotumas \vec{P} nekinta per plazmos tūrį V , tai integralą galime pakeisti išraiška, kur tūris aprašomas, kaip plazmos gijos, su radiusu lygiu cilindro skersmeniui ω_0 , o erdvinis ilgis bus nulemiamas impulso trukmės T_0 :

$$\int_V \vec{P} d^3 r = c\pi\omega_0^2 T_0 \vec{P}. \quad (27)$$

1.3.3.1 Kaupinimo bangų poliarizacija

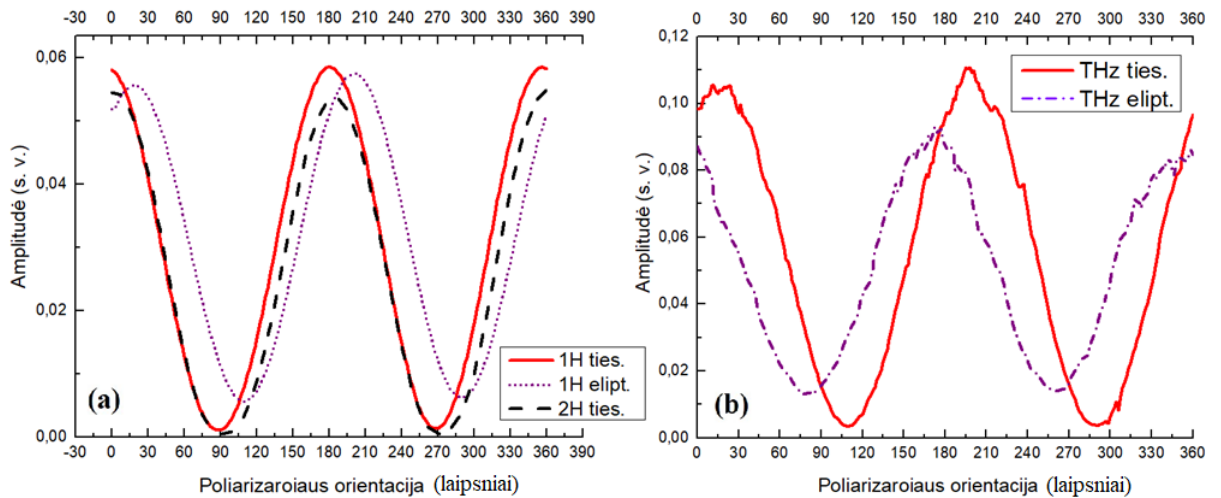
Siekiant nustatyti kaupinimo bangų poliarizacijas, kurios yra optimalios efektyviausiai THz generacijai, naudojamos pusės bangos fazinės plokštelės pasukti kaupinimo poliarizacijai ir poliarizacijos analizatoriai, kurie praleidžia tik tam tikru kampu tiesiškai poliarizuotas bangas. Kaupinimo spinduliuotei tam naudojama „Glan-Taylor” prizmės, o THz spinduliuotei naudojamas polimerinis elementas.

Pusės bangos plokštelę pasukus taip, kad pirmosios ir antrosios harmonikų bangų poliarizacijos sutaptų, terahercų dažnio spinduliuotė generuojama švelniai eliptiška. Norint, kad terahercinio dažnio spinduliuotė būtų tiesiškai poliarizuota, pusės bangos fazinės plokštelės kampą dar reikia pakoreguoti. Tuomet gaunamas maksimalus terahercinio dažnio spinduliuotės signalas.

Teoriškai, sukant fazinę plokštelę, turėtų būti pasiekama tokia padėtis, kai pirmosios ir antrosios harmonikos bangų poliarizacijos yra lygiagrečios, tuomet terahercinio dažnio spinduliuotės intensyvumas yra didžiausias. Jeigu kaupinimo bangos nėra visiškai tiesiškai poliarizuotos, šis eliptiškumas pašalinamas kaupinimo spinduliuotę praleidžiant per ketvirčio bangos fazinę plokštelę, pasuktą tinkamu kampu.

Kaip 4 pav. grafike (a) dalyje pavaizduota, pirmosios harmonikos galios maksimumas išauga, kai eliptiškumas pašalinamas su ketvirčio bangos ilgio fazine plokštele. Taip pat, pasukus pusės bangos ilgio fazinę plokštelę, pirmos harmonikos maksimumas sutampa su antros harmonikos maksimumu. Tai reiškia, kad pirmos ir antros harmonikų poliarizacijos sutampa.

Kaip matoma 4 pav. grafike dalyje (b), kai kaupinime pirmosios harmonikos poliarizacija pakeičiama iš eliptinės į tiesinę, padidėja ir terahercinio dažnio spinduliuotės poliarizacijos tiesiškumas. Taip pat, išauga ir terahercinės spinduliuotės galios maksimumas, kadangi sutampa pirmos ir antros harmonikų, kaupinime, poliarizacijos. Terahercinės spinduliuotės poliarizacija yra gerokai eliptiškesnė negu kaupinimo bangų poliarizacijos santykiu 1:10, net kai kaupinimo bangų poliarizacijos yra tiesiškos ir sutampa.

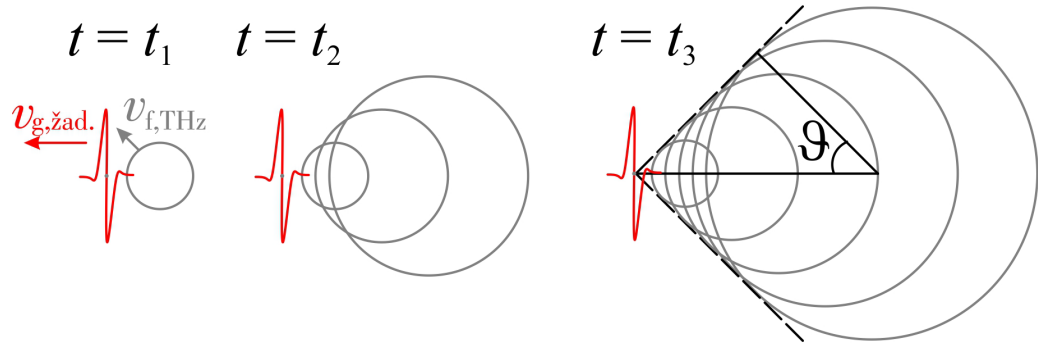


4 pav. Dalyje (a) pavaizduota pirmos ir antros harmonikų galios priklausomybė nuo poliarizacijos analizatoriaus pasukimo kampo. Brūkšninė linija - tiesiškai poliarizuota antra harmonika; taškinė linija - eliptiškai poliarizuota pirmoji harmonika; vientisa linija - tiesiškai poliarizuota pirmoji harmonika. Dalyje (b) pavaizduota terahercinio dažnio spinduliuotės galios priklausomybė nuo poliarizacijos analizatoriaus pasukimo kampo. Brūkšninė linija - pirmoji harmonika poliarizuota eliptiškai; vientisa linija - pirmosios harmonikos poliarizacija, kuri tiesiška ir sutampa su antra harmonika.

1.3.3.2 Terahercų spinduliuotės pluošto erdviniai parametrai

Iš plazmos gijos, kuriamos ore, fluorescencijos intensyvumo pasiskirstymo ore yra žinoma, kad nuo žadinančiojo pluošto fokusavimo ore taško generuojama terahercinė spinduliuotė toliau erdvėje skleidžiasi kūginiu pavidalu, kas yra įprastinė THz spinduliuotės sklidimo forma, signalą generuojant ore sukurtoje plazmoje [8]. Tai atvaizduojama 3 pav. paveiksliuke, kuris sukurtas THz spinduliuotės pluoštą fokusuojant į detektorius. Terahercinės spinduliuotės pluoštui skenuoti naudota antroji plazma. Skenavimas atliktas plazmą prastumiant aukštyn ir žemyn, t.y., kryptimi statmena 6 pav. paveiksliukui, taip pat ir optiniam stalui. 6 pav. vaizdas sukurtas praskenuojant THz pluoštą aukštyn-žemyn skirtingose Z pozicijose. Čia Z ašis sutampa su spinduliuotės sklidimo kryptimi. Kol skenuojama melsvai atvaizduota pluošto dalis, slopinimas lemiamas THz pluošto difrakcijos per skenuojančiąją plazmą, toliau registruojamo signalo galia mažėja dėl spinduliuotės kūginės skėsties. Suformuota plazmos gija čia yra matoma kaip siauras mėlynas ruožas. Dešiniau matomas dvišakis ruožas - generuojamos terahercinės spinduliuotės „kūgis“, kurio skėsties kampas yra apie $2,5^\circ$ ir nežymiai priklauso nuo spinduliuotės dažnio.

Tokia generuojamos THz spinduliuotės pluošto forma gali būti paaiškinta įskaičius skirtingus žadinančių impulsų ir THz spinduliuotės sklidimo greičius [9]. Sąveikos zonoje (fokusuojančio lęšio židinio aplinkoje) žadinantieji impulsai juda greičiau nei generuojama THz spinduliuotė,

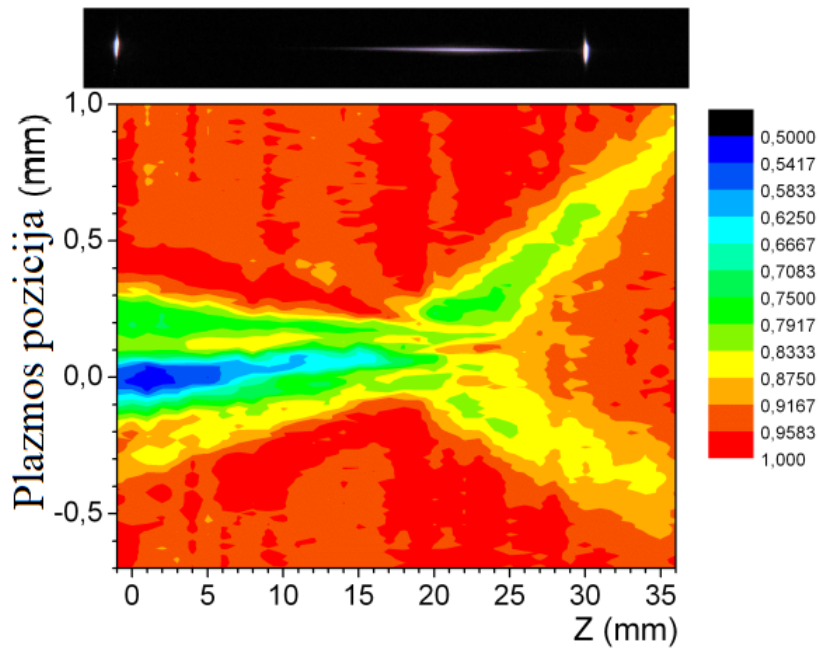


5 pav. THz bangas (raudona linija) spinduliuojantis krūvininkas, keliaujantis iš dešinės į kairę, juda didesniu greičiu nei fazinis THz lauko greitis (tos pačios fazės frontai atvaizduoti pilkais apskritimais). Konstruktyvi interferencija yra stebima fronto dalyse, pažymėtose juoda punktyrine linija.

todėl skirtinguose taškuose generuojama spinduliuotė konstruktyviai interferuoja tik tam tikru kampu ϑ žadinančio pluošto atžvilgiu:

$$\cos\vartheta = \frac{v_{f,THz}(\omega)}{v_{g,ad.}}, \quad (28)$$

čia $v_{f,THz}(\omega) = c/n(\omega)$ - fazinis THz bangos greitis, o $v_{g,ad.}$ - grupinis žadinimo impulsų greitis. Ši interferencijos sąlyga vadinama Čerenkovo sąlyga nes, kaip ir šviesos generacijos elektringomis dalelėmis atveju, žadinantieji impulsai sklinda greičiau nei generuojama THz spinduliuotė. Čerenkovo kūgio susidarymo schema pavaizduota 5 pav.

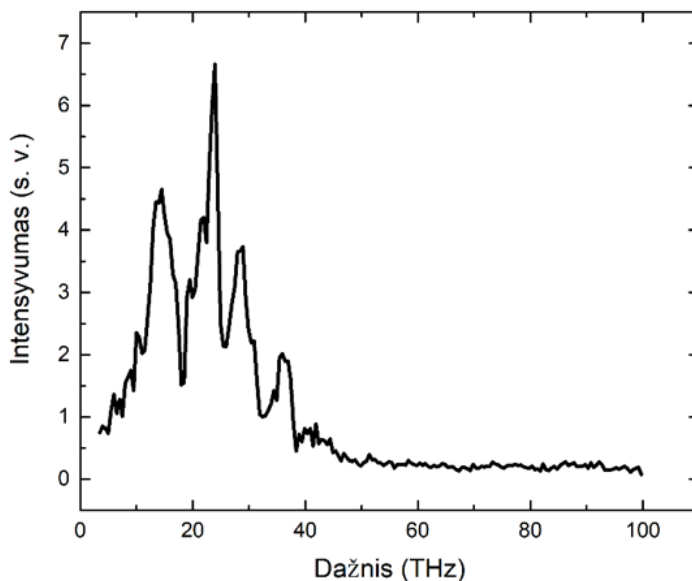


6 pav. Terahercų dažnio spinduliuotės galios erdvinis pasiskirstymas [10].

Erdviniai parametrai svarbūs THz generacijos optimizavimui priklauso nuo fazių skirtumo tarp pirmos ir antros harmonikų [8]. Tai yra nustatoma keičiant atstumą tarp lęšio L1 židinio ir BBO kristalo.

1.3.3.3 Terahercų dažnio spinduliuotės spektras

Kadangi kaip žadinimo spinduliuotės šaltinis naudojama Ti:safyro lazerinė sistema, žadinimo spinduliuotės spektras yra ypač platus. Dėl šios priežasties sąveikoje dalyvaujant daug skirtingų kaupinimo spinduliuotės spektro komponentų, generuojamas ir ypač platus THz spektras, t.y. nuo 1 iki 60 THz, kas pavaizduota 7 pav. Šis spektras išmatuotas naudojant Maikelsono interferometrą ir atlikus Fourier transformaciją. Dėl eksperimento specifikos spektras atrodo „iškarpytas“ dėl silicio filtro sugerties linijų, taip pat ties 1,7 THz ir 2.2 THz yra sugertis atsirandanti dėl ore esančių vandens garų.



7 pav. Terahercų dažnio spinduliuotės generuojamos oro plazmoje bichromatiniais femtosekundiniais impulsais spektras.

1.3.3.4 Plazmos mikrosviūžių modelis

Šiame aprašyme yra svarbi jonizacijos proceso priklausomybė laikinė priklausomybė ir elektronų judėjimo pagreitis dėl kintamo elektrinio lauko, aprašant mikrosviūžius. Modelio esmė gali būti aprašoma dviem etapais. Pirmiausiai bichromatinis kaupinimas kuria plazmos elektronams „matomą“ terpės poliarizuotumo pokytį, priklausantį nuo kaupinimo laukų fazių skirtumo. Šio poliarizuotumo laikinė priklausomybė gali būti aprašoma lygtimi:

$$\frac{\partial^2 \vec{P}(t)}{\partial t^2} + \frac{1}{\tau_{eff}} \frac{\partial \vec{P}(t)}{\partial t} + \omega_0^2 \vec{P}(t) = \frac{e^2}{m} \rho(t) \vec{E}(t). \quad (29)$$

čia ω_0 yra rezonansinis dažnis: $\omega_0^2 = \omega_p^2/2$, kur ω_p yra plazmos rezonansinis dažnis.

Tuomet antrojo proceso metu yra kuriama ne nulinė, o tam tikra krūvininkų mikrosrovė, elektronams virpant apie pusiausvyrą padėtį. Poliarizuotumo kitimas laike, priklausomai nuo plazmos tankio ρ ir elektronų įgauto greičio $\vec{v}()$:

$$\vec{P}(t) = -e \int_{-\infty}^t \rho(t_0) \vec{v}(t, t_0) dt_0, \quad (30)$$

Kaip atsakas yra stebima kintančio elektrinio lauko indukuota THz dažnio elektromagnetinė spinduliuotė su didele smailine galia ir plačiu spektru [4]. Poliarizuotumas galės būti išreiškiamas su srovės tankiu $\vec{j} = \partial \vec{P} / \partial t$ ir THz spinduliuotės dažniu:

$$\vec{P} = \frac{\vec{j}_0}{\Omega} \sin(\Omega t) e^{-t/2\tau_{eff}}. \quad (31)$$

Čia $\Omega = \sqrt{\omega_0^2 - 1/4\tau_{eff}^2}$ ir τ_{eff} yra efektinis elektronų sklaidos laikas.

1.4 Plazma ir jos savybės

Plazmos, sudarytos iš laboratorijoje esančio oro, tankis $\rho(I)$ priklausys nuo daugiafotonės jonizacijos spartos [6]: $W = \sigma_K I^K$. Šie parametrai skirtingoms dujoms bus tokie: orui: (K=8, $\sigma_8 = 2.81 \times 10^{-96} \text{cm}^{16}/\text{W}^8$) ir azotui: (K=11, $\sigma_{11} = 6.31 \times 10^{-140} \text{cm}^{22}/\text{W}^{11}$). Šiuo atveju Keldišo parametras bus apie $\gamma \approx 1.3$ [6]:

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{mc n \epsilon_0 E_g}{I}}. \quad (32)$$

Plazmos susidarymas vyks ne tik dėl tunelinės jonizacijos [1], kuri vyksta naudojant žemo dažnio, bet didelio intensyvumo spinduliuotę, tačiau ir dėl daugiafotonės jonizacijos [6]. Plazmos tankio kitimas laike bus aprašomas diferencialine lygtimi [2]:

$$\frac{\partial \rho(t)}{\partial t} = W(t)(\rho_{O_2} - \rho(t)). \quad (33)$$

Jeigu laikysime, kad plazmos tankis erdvėje yra pasiskirstęs pagal parabolės skerspjūvio profilį $\rho(r) = \rho_{max}(1 - r^2/\omega_0^2)$ [11]. Elektronų plazmos dažnis apskaičiuojamas taip:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m}}. \quad (34)$$

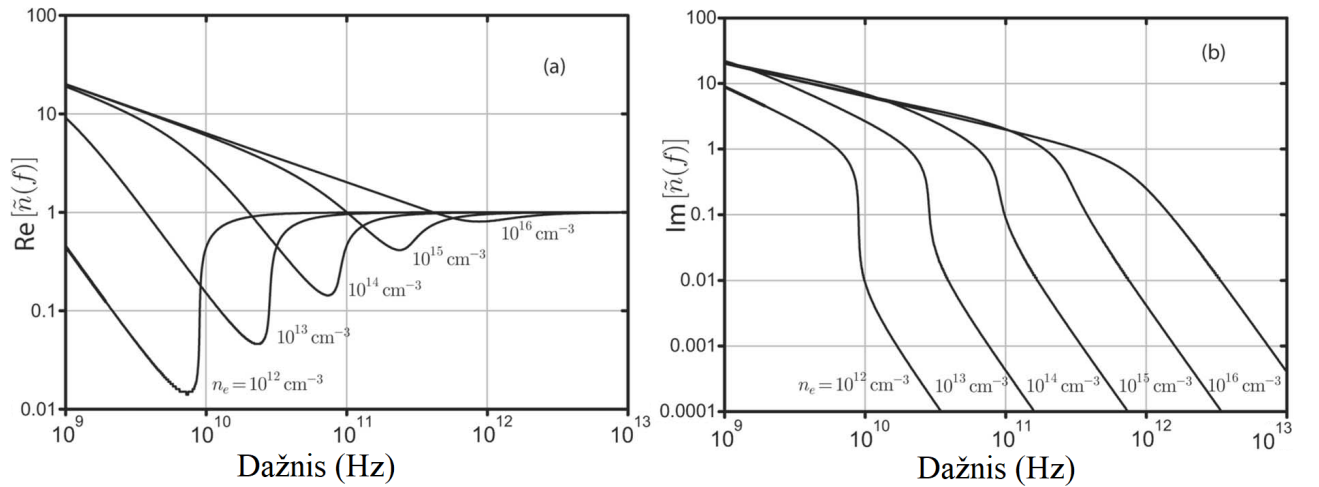
Čia n_e - laisvųjų elektronų tankis plazmoje, m - elektrono masė e - krūvis.

Kadangi plazmos dažnis (GHz eilės ar dar mažiau), lyginant su optiniais dažniais yra žymiai mažesnis, plazma yra praktiškai skaidri optinio diapazono spinduliuotei. Todėl siekiant tirti plazmos savybes ir yra naudojama mažų dažnių spinduliuotė [12]. Kuo plazmos tankis mažesnis, tuo jos savasis dažnis mažesnis, taigi ir bangos ilgių, skenuojant plazmą reikia didesnių.

Netiesinis terpės optinis jautris priklausomai nuo plazmos savojo dažnio, aprašomas taip:

$$\tilde{\chi}(\omega) \equiv \frac{P(\omega)}{\epsilon_0 \epsilon_0(\omega)} = -\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m} \frac{1}{\omega^2 - i\omega\gamma_p} = -\frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\omega\gamma_p}. \quad (35)$$

Apibrėžiame kompleksinį pralaidumą: $\epsilon(\omega) \equiv \epsilon_0(1 + \tilde{\chi}(\omega))$. Kompleksinis lūžio rodiklis: $\tilde{n}(\omega) \equiv \sqrt{\frac{\epsilon(\omega)}{\epsilon_0}} = n - i\kappa$; ir tai priveda prie kompleksinio banginio skaičiaus: $\tilde{\kappa} = \frac{\omega}{c}\tilde{n} = \beta - i\alpha$. 8 pav. grafikuose (a) dalis, yra realaus \tilde{n} dalis, parodo kaip priklausomai nuo plazmos dažnio



8 pav. (a)Realio ir (b) menama lūžio rodiklio dalis ir priklausomai nuo dažnio, skirtingiems plazmos tankiams.

kinta jos lūžio rodiklis. Svarbesnioji čia yra (b) grafiko dalis, kuri parodo kaip priklausomai nuo plazmos dažnio ω_p kinta jos sugertis. Tai yra svarbu dėl to, kad generuojama terahercinė spinduliuotė, gali būti sugerama plazmoje, priklausomai nuo jos parametų.

1.5 Šviesos sūkuriai

1.5.1 Šviesos sūkurių savybės

Kai sklindančios šviesos tos pačios fazės frontas yra ne statmenas šviesos sklidimo kryptim, o sukasi aplink optinę ašį, toks pluoštas vadinamas šviesos sūkuriumi. Šiai šviesos sklidimo savybei duotas toks pavadinimas dėl elektromagnetinių bangų panašumo į vandens bangavimą jūroje, kur susidaro vandens srovių sūkuriai [13]. Elektromagnetinių bangų fazė idealaus sūkurio atveju tiesiškai priklauso nuo kampo plokštumoje statmenoje optinei ašiai. Ta pati fazė atsikartoja kas 2π . Šviesos sklidimo kryptimi tos pačios fazės frontas atsikartoja kas λ , taigi priešingose

optinės ašies pusėse laukai bus priešingų fazių ir interferuos destruktiviai. Šviesos sūkurio skersinio pjūvio centre fazė yra neapibrėžta, taigi centre šviesos intensyvumas bus lygus nuliui.

Tačiau kaip optinio sūkurio reiškinys aprašomas matematiškai? Paprasčiausias būdas aprašyti stabilų šviesos pluošto sklidimą yra Gausas, kuris išlaiko savo formą net ir toli z ašyje, kur intensyvumas gali sumažėti dėl padidėjusių matmenų, tačiau intensyvumo skirstinys nepakinta. Invariantiškos formos pluošto intensyvumo skirstiniai Dekarto koordinatų sistemoje gali būti aprašomi Ermito-Gauso modomis, tačiau dirbant cilindrinėje koordinatų sistemoje turėsime įdomesnius atvejus, tai yra Lagero-Gauso pluoštus, kuriais ir yra aprašomi šviesos sūkuriai. Taigi ieškosime bendrojo sprendinio aprašomo tokiu pavidalu:

$$u(r) = F[\sqrt{2}\rho/w(z)]G(\phi)u_G(r)\exp[i\alpha(z)]. \quad (36)$$

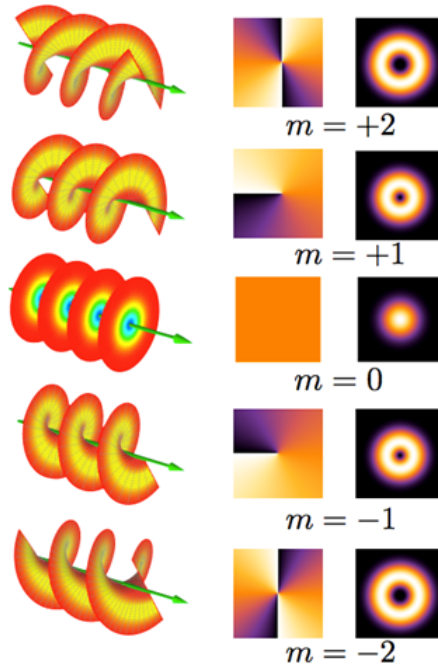
Čia F, G, ir α yra dar nenustatyti koeficientai, o $u_G(r)$ yra aprašomas Gauso pluoštas. Pastarosios lygties sprendinys gaunamas toks [13]:

$$u_{nm}^{LG}(r) = \sqrt{\frac{2n!}{\pi w_0^2(n+|m|)!}} \left(\frac{\sqrt{2}\rho}{w(z)}\right)^{|m|} L_n^{|m|} \left(\frac{2\rho^2}{w^2(z)}\right) \exp[im\phi] u_G(r) \exp[-i(2n+|m|)\Phi(z)], \quad (37)$$

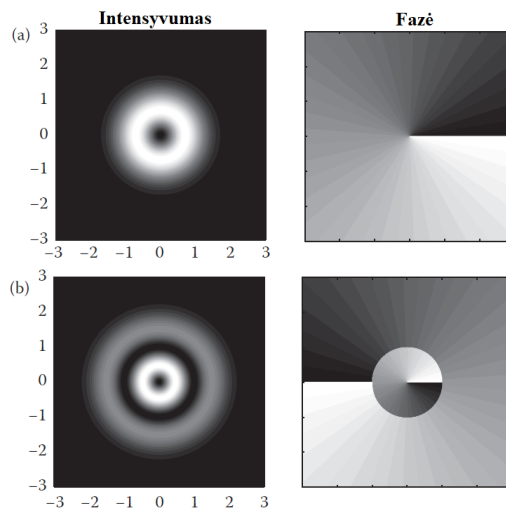
Čia $L_n^m(x)$ yra n ir m eilėmis nusakoma Lagero funkcija. Kai n ir m yra lygūs 0, o L = 1, turėsime paprastą Gausinį skirstinį. Kai $m \neq 0$, pamatysime kad atsiranda du pasikeitimai: pluošto centre ties $\rho = 0$, šviesos intensyvumo nebelieka dėl nario lygtyje kur ρ (viena iš koordinatų cilindrinėje koordinatų sistemoje) priklauso nuo m eksponentės; taip pat, bangų fazė kinta per $2\pi m$, priklausomai nuo kampo, kai z yra pastovus, ką parodo narys $\exp[im\phi]$. Pastovi lauko fazė „sukasi“ aplink z ašį xy plokštumoje pagal laikrodžio rodyklę kai m yra neigiamas ir prieš laikrodžio rodyklę, kai m yra teigiamas.

m turi būti sveikas skaičius ir yra žinomas kaip šviesos sūkurio topologinis krūvis, kuris šviesai sklindant, išlieka konstanta [13]. Nepriklausomai nuo m ženklo, intensyvumo pasiskirstymas išlieka tas pats, kinta tik fazė. Skaičius n čia parodo kitą pluošto savybę, tai yra tamsių žiedų skaičių. Per kiekvieną iš nulinio intensyvumo žiedų fazė pakinta per π .

Dar viena savybė, kuria pasižymi šviesos sūkuriai, tai, kad žinant vien tik intensyvumo pasiskirstymą, tiesiogiai sužinoti fazės pasiskirstymo neįmanoma. Taip pat, nustatyta, kad sūkurio pasiskirstymo šviesos pluoštui sklindant tolimą atstumą, stabiliausiai išsilaiko pluoštas, kurio topologinis krūvis yra $m = \pm 1$, o aukštesnio topologinio krūvio pluoštai yra linę skilti į kelis pluoštus, kurių kiekvieno topologinis krūvis būtų $m = \pm 1$.



9 pav. Šviesos sūkurio fazės pasiskirstymas priklausomai nuo m vertės.



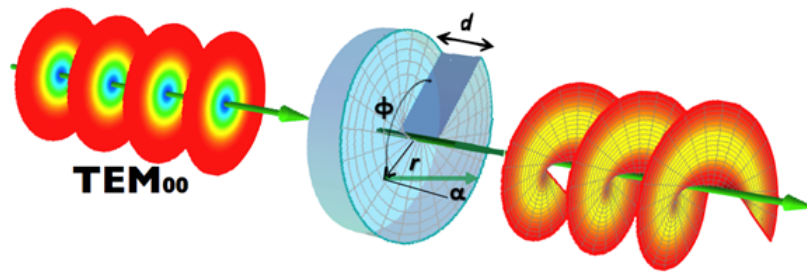
10 pav. Lagero-Gauso pluoštų intensyvumo ir fazės atvaizdavimai skersiniame pjūvyje, kur (a) $n = 0$, $m = 1$, (b) $n = 1$, $m = -1$. Fazė kinta nuo 0 (juoda) iki 2π (balta).

1.5.2 Šviesos sūkurių generacijos būdai

1.7.1.1 Kintamo storio fazinė plokštelė

Pats paprasčiausias būdas generuoti šviesos sūkurių yra pluoštą praleisti per spirališkai kintančio storio fazinę plokštelę. Tokiu būdu priklausomai nuo kampo, skirtingose vietose pluoštas turi skirtingą vėlinimą ir taip iškreipiamas fazės frontas. Tam tikram bangos ilgiui tuomet reikalinga ir atitinkamo storio pasiskirstymo plokštelė, kartu įvertinus ir medžiagos lūžio rodiklį.

Panašiu principu galima panaudoti ir kintamo storio veidrodį [14].

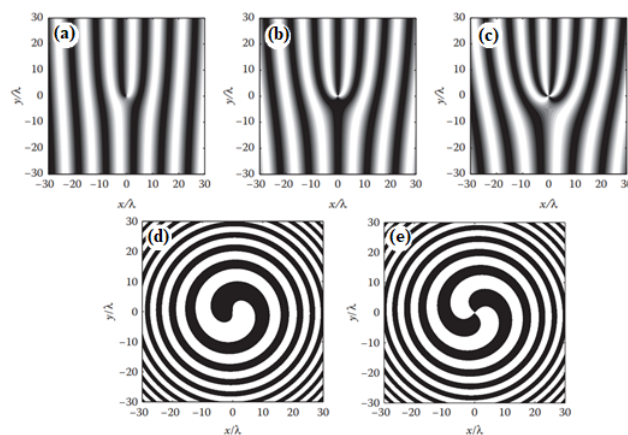


11 pav. Šviesos sūkurio generacija, naudojant laipsniškai kintamo storio fazinę plokštelę.

Dar vienas metodas yra naudoti du cilindrinis lęšius, kai spinduliuotė iš Ermito-Gauso erdvinio pasiskirstymo modos yra konvertuojama į Lagero-Gauso modą, kuriomis ir yra aprašomi šviesos sūkuriai. Yra bandyta ir pačiame lazerio rezonatoriuje iškart generuoti sūkurinį pluoštą [15].

1.7.1.2 Difrakcinių hologramų elementai

Populiariausi būdai generuoti šviesos sūkurius yra Gausinį pluoštą praleidžiant per kompiuteriu sumodeliuotą hologramą, kuri veikia kaip difrakcinis elementas, taip kad praeinanti spinduliuotė interferuotų ir sudarytų šviesos sūkurį. Tokiu būdu yra gaunami keli difrakciniai maksimumai, kai tiesiai sklindantis yra Gauso pluoštas (arba $m=0, n=0$ Lagero-Gauso moda), o toliau į šonus difragavę sklinda kaip šviesos sūkuriai. Skirtingose centrinio maksimumo pusėse gaunami pluoštai su priešingų ženklų m parametrais. Kuo toliau nuo centro, tuo gaunamas aukštesnės eilės topologinio krūvio sūkurys. Naudojamos hologramos gali būti dviejų tipų: difrakciniai rėžiai su „šakutės“ forma per vidurį [16] arba spirale susuktos linijos [13].

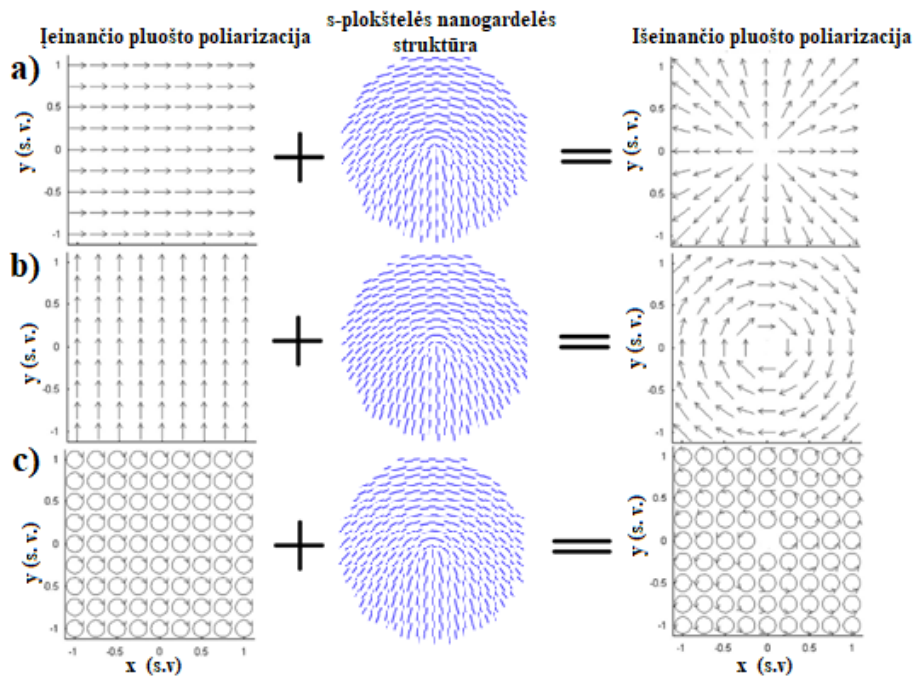


12 pav. Hologramos, kuriomis galima generuoti šviesos sūkurius su topologiniais krūviais: (a) $m=1$, (b) $m=2$, (c) $m=3$, (d) $m=1$ ir (e) $m=2$.

1.7.1.3 s-banginė fazinė plokštelė

Ypač veiksmingas sūkurių generavimo būdas yra naudoti s-banginę plokštelę, kuri veikia kaip pusės bangos plokštelės, kur kiekviename s-banginės plokštelės paviršiaus plotelis atitiktų palaiptam vis kitokiu kampu orientuotą pusės bangos plokštelę. s-banginė plokštelė pagaminama dažniausiai iš kvarco, pasitelkiant antrojo arba trečio tipo modifikacijos medžiagas ir sukuriant nano-darinį, tai yra, difrakcinę gardelę, kuri pasižymi dvejopu šviesos lūžiu. Tam pakankamai aukštos galios femtosekundiniais lazerio impulsais statmenai veikiant kvarcą skenuojamas paviršius [17]. Viena iš teorijų, paaiškinančių šį reiškinį yra ta, kad pirmasis lazerio impulsas sukuria modifikuoto lūžio rodiklio juostelę medžiagoje, tuomet tą elementą veikiant su daugiau pasikartojančių impulsų, jie jau difraguoja per paveiktą medžiagos tūrį ir taip didėja atsirandančių difrakcinių linijų skaičius. Taigi yra reikalingas didelis lazerio impulsų pasikartojimo dažnis. Difrakcinės linijos susidaro statmenai impulsų elektrinio lauko poliarizacijos kryptčiai. Taigi, valdant šviesos poliarizaciją, galima sukurti anizotropišką paviršių [18], kuris praeinančios šviesos poliarizaciją paskirsto nehomogeniškai [19].

s-banginė plokštelė, kaip ir $\frac{\lambda}{2}$ fazinė plokštelė sukuria fazinį vėlinimą tarp dviejų viena kitai statmenų elektrinio lauko poliarizacijos komponentų. Šiuo atveju fazinė plokštelė įveda fazės poslinkį per π . Tokiu būdu išėjime gauname pakitusį atstojamąjį šviesos poliarizacijos vektorių. s-banginė plokštelė tiesinę poliarizaciją pasuka 90° kampu, o apskritiminės poliarizacijos atveju, yra apsukama į priešingą.



13 pav. Schema parodanti kaip s-banginė plokštelė pasuka poliarizaciją priklausomai nuo įėjimo poliarizacijos.

Generuojant šviesos sūkurį naudojant s-banginę fazinę plokštelę, reikalinga apskritiminė poliarizacija, taigi prieš s-banginę plokštelę naudojama ketvirčio bangos fazinė plokštelė, pakeičianti poliarizaciją iš tiesiškos į apskritiminę, s-banginėje plokštelėje suformuojamas šviesos sūkurys ir priklausomai nuo eksperimento, dažniausiai naudojama antra ketvirčio bangos plokštelė, kad šviesos sūkurio poliarizacija būtų gražinama iš apskritiminės į tiesinę - pakitęs išlieka tik spinduliuotės bangos fazės frontas.

1.7.1.4 Parametrinė sąveika

Buvo parodyta, kad vykstant netiesinei sąveikai, parametriniu būdu generuoto naujo bangos ilgio spinduliuotė gali būti sūkurio pavidalo, jeigu kaupinimui taip pat buvo naudotas šviesos sūkurys [20]. Eksperimente kaip netiesinė terpė naudotas KDP kristalas. Kaip šviesos šaltinis naudotas Nd:YAG ($\tau = 0.5, \lambda = 1064$) lazeris. Pirmiausiai šviesos sūkuriai generuoti naudojant anksčiau aprašytas hologramas. Parodyta, kad optiniais sūkuriais generuojant antrąją harmoniką, taip pat atliekant parametrinį stiprinimą, netiesinės terpės išėjime taip pat gaunami šviesos sūkuriai. Nepaisant difrakcijos, sąveikaujanti spinduliuotė aprašoma šiomis lygtimis:

$$\frac{dA_1}{dz} = -i\kappa A_2 A_3, \quad \frac{dA_2}{dz} = -i\kappa A_1 A_3, \quad (38)$$

$$\frac{dA_3}{dz} = -i\kappa A_1 A_2. \quad (39)$$

Čia A_1 , A_2 ir A_3 yra kompleksinės signalinės, šalutinės ir kaupinančios bangų amplitudės. Kiekviena iš šių bangų xy plokštumoje yra šviesos sūkurys. Tuomet

$$A_{1,2,3} a_{1,2,3}(r) e^{im_{1,2,3}\varphi}, \quad (40)$$

$$e^{i\varphi} = \frac{x + iy}{|x + iy|}, \quad (41)$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}. \quad (42)$$

Čia $m_k (k = 1, 2, 3)$ žymimas sūkurio topologinis krūvis, taigi gauname, kad šviesos sūkuriams turi galioti topologinio krūvio tvermės dėsnis:

$$m_3 = m_1 + m_2 \quad (43)$$

1.5.3 Šviesos sūkurių detektavimo būdai

Paprasčiausias būdas nuspėti, kad yra generuojamas šviesos sūkurys yra šviesos intensyvumo pasiskirstymo ant ekrano stebėjimas. Jeigu centre yra ne intensyvumo maksimumas, o minimumas, tai jau yra vienas iš indikatorių.

Šviesos sūkuriams detektuoti gali būti naudojami daug tų pačių metodų kaip ir generuojant šviesos sūkurį, tačiau atbuline tvarka. Pavyzdžiui, šviesos sūkuriumi interferuojant su pačiu

savimi arba su Gausiniu pluoštu, ekrane bus matomas toks pat interferencinis vaizdas, kaip anksčiau minėtame holograminiame elemente, tai yra, priklausomai nuo topologinio krūvio, dvi arba daugiau difrakcinių juostų susilieja į vieną vadinamąją „šakutės” formą, jeigu šviesa yra tiesiškai poliarizuota arba susivijusios minimumų ir maksimumų juostos, jeigu šviesa poliarizuota apskritimiškai.

Dar vienas patogus būdas - pluošto fokusavimas cilindrinio lęšiu. Jeigu šviesos pluoštas yra ne Gausinis, o šviesos sūkurys, tuomet vietoj vienos siauros linijos stebėsime dvi ar daugiau atskirtų juostelių. Kiek intensyvumo minimumų skiria apšviestas juosteles - tokio topologinio krūvio sūkurys yra detektuojamas.

1.5.4 Terahercinio dažnio spinduliuotės sūkurio generacija

Nustatyta, kad efektyviausiam skirtuminio dažnio, atitinkančio THz spinduliuotę generacijai reikalingas fazių skirtumas tarp pirmos ir antros kaupinimo harmonikų lygus $\phi = \pi/2$ [21]. Tai paaiškinama 14 pav. kreivėmis [22]. Kai pirmos ir antros kaupinimo harmonikų fazės sutampa, t.y. fazių skirtumas $\theta = 0$, plazmos elektronai lazerio impulsų kuriamu lauku į priešingas puses yra traukiami vienodai, taigi nors elektronai ir osciliuoja, vidutinė jų padėtis lieka nepakitusi. Tačiau kai kaupinimo bangų fazių skirtumas yra $\theta = \pi/2$, plazmos elektronus veikiantis atstojamasis lazerio kuriamas laukas tampa nesimetriškas ir priklausomai nuo laiko, erdvėje elektronai osciliuoja nesimetriškai optinės ašies atžvilgiu. Kaip šiuo atveju pakinta elektronų mikrosrovė, pavaizduota 14 pav. c) dalyje, t.y. dėl nesimetrinio atstojamojo elektrinio lauko, atsiranda lėtai osciliuojanti elektronų mikrosrovės komponentė. Taigi, šiuo atveju plazmos elektronai generuojama ir žemo dažnio kintamą elektromagnetinį lauką, kas atitinka terahercinį dažnį.

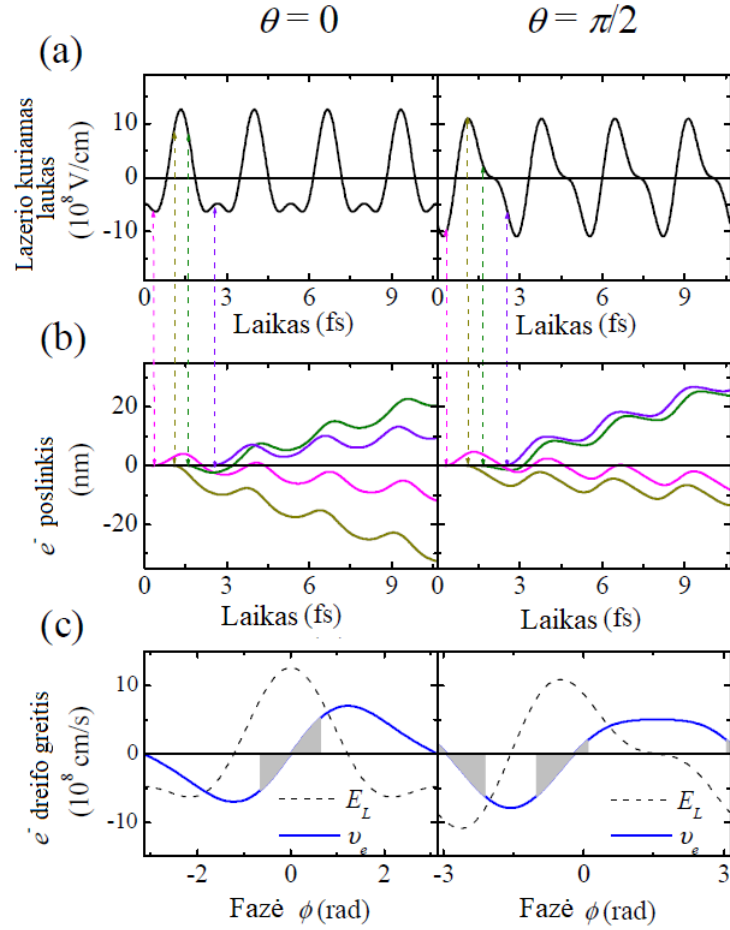
Kintamas elektrinis laukas, oro plazmoje svyruoja statmenai spinduliuotės sklidimo krypčiai. Laikant, kad nemažėja svyravimų amplitudė, turėsime tokią lygtį aprašančią plazmos elektronų mikrosroves:

$$\partial_t J = \frac{q_e^2}{m_e} n_e E, \quad (44)$$

kur elektrono krūvis yra q_e^2 , masė m_e , elektronų tankis n_e ir žadinantis elektrinis laukas E . Į kintamo elektrinio lauko dydį E gali įeiti tiek regimos spinduliuotės, tiek THz dažniai. Realiu atveju, elektronų tankis bus priklausomas nuo laiko. Naudojant bichromatinį kaupinimą, elektrinis laukas bus aprašomas tokia lygtimi:

$$E_L(t, \theta) = A(t)[E_\omega \cos(\omega_L t) + E_{2\omega} \cos(2\omega_L t + \phi + l_{SH}\theta)]. \quad (45)$$

Čia l_{SH} žymimas topologinis krūvis. Gaunamas THz dažnio spinduliuotės spektrinis intensyvumas ir fazė pavaizduoti 15 pav. (a) kreivėmis. Intensyvumas yra moduluotas pagal kampą θ aplink optinę ašį ir yra maksimalus, kai fazių skirtumas tarp kaupinimo bangų ϕ yra $\pi/2$ arba

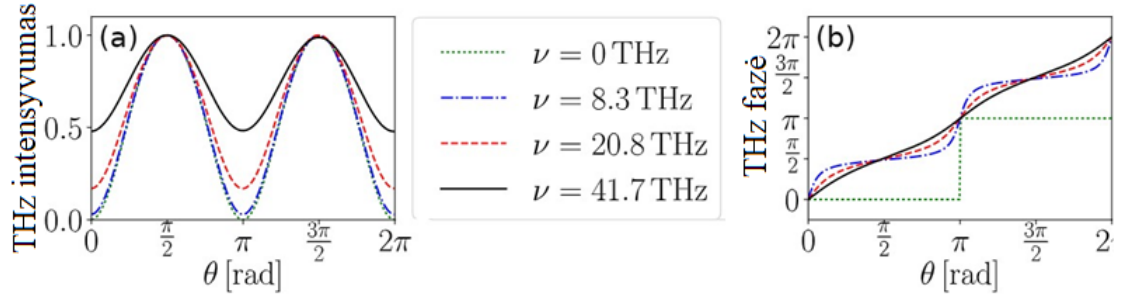


14 pav. (a)lazerio pirmos ir antros harmonikos kuriamas elektrinis laukas; (b) elektronų trajektorijos atsirandančios esant fazėms $\phi = -9\pi/10, -\pi/10, \pi/10$ ir $9\pi/10$. Elektronų dreifo greitis priklausomai nuo fazės ϕ (vientisa linija) ir lazerio kuriamas laukas (punkttyrinė linija) /citep-hasepicture.

$3\pi/2$ ir minimali esant 0 ir π . Intensyvumo moduliacija yra pati didžiausia nuliniam dažniui ir mažėja dažniui didėjant. Taip yra dėl to, kad kuo THz dažnis yra mažesnis, lyginant su regima spinduliuote, tuo labiau artėjama prie kraštinio atvejo, kai skirtuminis dažnis tarp kaupinimo bangų $\Omega_{THz} = 0$. Tuomet aprašant THz generaciją, nebelieka netiesinės terpės elektronų poliarizuotumo komponentės atsirandančios dėl ω , kuri būtų pastovi dedamoji. Lieka tik ta dalis, kuri kinta priklausomai nuo fazės. Kadangi kaupinime naudojamas šviesos sūkurys, tai fazė yra periodiškai kintanti, o pastovios dedamosios iš dažnio, moduliacija bus didesnė, gaunama, kad elektrinis laukas svyruos pagal kosinuso dėsnį.

Kadangi generuojamas gan platus terahercinio dažnio spinduliuotės, spektras ($\omega_{THz} = 1 - 60$ THz), visiškai terahercinės spinduliuotės dažnio nepaisyti negalima, tačiau jau galima žinoti, kad kuo THz spinduliuotės dažnis yra mažesnis, tuo intensyvumo moduliacija bus didesnė. Priklausomai nuo dažnio, dėl šiuo metodu generuojant THz spinduliuotę gaunamo plataus spektro [10], THz bangos ilgis nuo regimojo diapazono bangos gali skirtis nuo maždaug 8 iki

700 kartų. Tai reiškia, kad turi būti ir fazinės kitimas priklausomai nuo kampo, tačiau ši priklausomybė bus nevisai tiesinė. Ši teorinė priklausomybė atvaizduota 15 pav. (b) kreivėse.



15 pav. Skirtingų dažnių THz šaltinio intensyvumo (a) ir fazės (b) pasiskirstymas pagal azimutinį kampą.

Kaip pavaizduota 15 pav. (b), esant nuliniam THz dažniui, fazės kitimas priklausomai nuo kampo yra laiptinis ir artėja į tiesinį, dažniui didėjant, kai kaupinime antros harmonikos topologinis krūvis $l_{SH} = 1$.

2 Eksperimento metodika

Eksperimente naudota darbo schema terahercų spinduliuotės generavimui, ir detektavimui, pavaizduota 16 pav. Kaip žadinančios spinduliuotės šaltinis buvo naudota „Coherent” firmos Ti:safyro femtosekundinė lazerinė sistema „Legend Elite Duo”. Naudoti du skirtingi lazerinės sistemos spinduliuotės išėjimai. Per vieną lazerinės sistemos išėjimą į darbo schemą 1 kHz pasikartojimo dažniu ateina $E=8mJ$ energijos impulsai, kurių trukmė $\tau \geq 50fs$, o centrinis bangos ilgis $\lambda = 790nm$. Toliau optinėje schemoje naudojama impulsų energija sumažinta iki $E = 5mJ$. Tai yra didesnės galios, nei antrojo išėjimo spinduliuotė. Per antrąjį išėjimą į darbo schemą patenka tos pačios trukmės ir bangos ilgio, tačiau mažesnės galios impulsai, kurių $E = 1mJ$.

2.1 Terahercų dažnio spinduliuotės generavimo grandinė

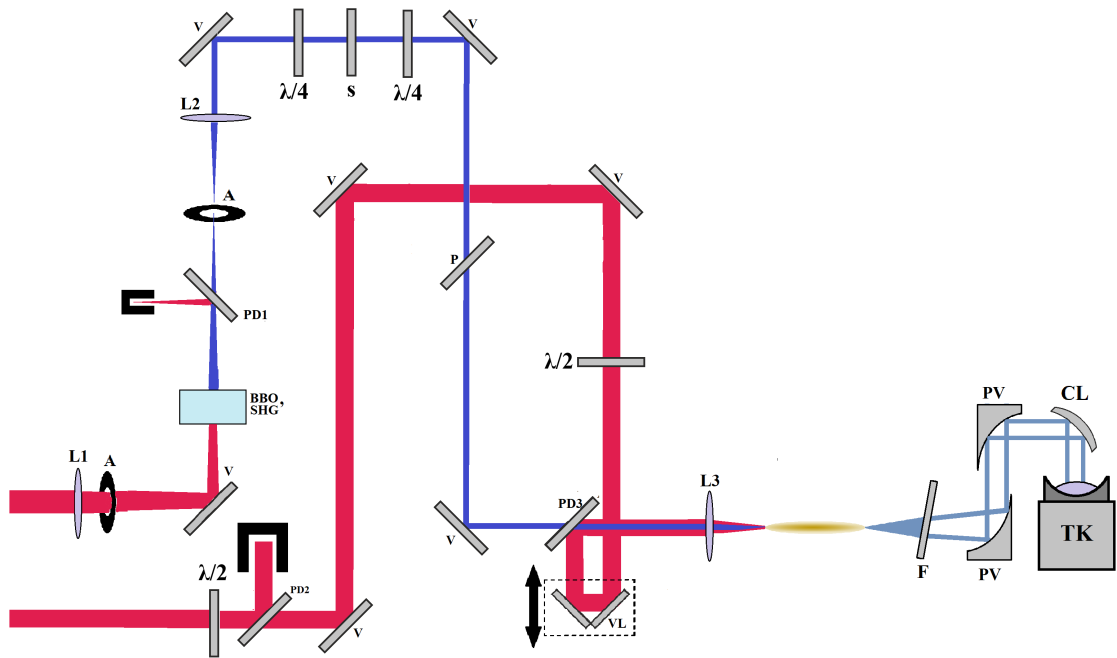
Mažesnės galios lazerinės sistemos išėjimo impulsai fokusuojami lęšiu $f=1m$ patenka į bario borato oksido (BBO) kristalą, kur generuojama antroji harmonika (apie $\lambda = 395nm$). Kadangi ne visa spinduliuotė konvertuojama į antrąją harmoniką, naudojamas aukšto atspindžio koeficiento veidrodis, kuris atspindi likusią pirmąją harmoniką, o praleidžia tik antrąją. Lęšio židinyje spinduliuotė praeina per apertūrą, kur atliekamas erdvinis filtravimas, siekiant gauti pluošto skersinį intensyvumo pasiskirstymą labiau atitinkantį Gausinį. Toliau impulsai praeina dar vieną fokusuojantį lęšį, esantį tokiu atstumu, kad pluošto diametras būtų $d = 2mm$, siekiant gauti efektyvią šviesos sūkurio generaciją. Toliau spinduliuotės poliarizaciją pakeitus iš tiesinės į apskritiminę su ketvirčio bangos plokštele, s bangine plokštele „swp-405-06-557” generuojamas apskritiminės poliarizacijos šviesos sūkurys, o su dar viena ketvirčio bangos plokštele poliarizacija vėl verčiama į tiesinę. Toliau impulsai praeina pro poliarizatorių, filtruojantį netinkamos poliarizacijos šviesą, kadangi ne visa energijos dalis s bangine plokštele paverčiama šviesos sūkuriumi, dalis energijos lieka Gausinio skirstinio.

Spinduliuotė išėjusi iš kito lazerinės sistemos išėjimo optinėje schemoje pavėlinama, kad optinis kelias sutaptų su antrosios harmonikos optiniu keliu. Naudojama vėlinimo linija, kuria abudu impulsai laike suvedami 5fs tikslumu. Naudojama pusės bangos fazinė plokštelė, siekiant pirmosios harmonikos šviesos poliarizaciją padaryti lygiagrečią antrosios harmonikos poliarizacijai.

Pirmosios ir antrosios harmonikų impulsai suvedami erdvėje naudojant pluošto daliklį, pasižymintį aukštu pralaidumu 400nm ir aukštu atspindžio koeficientu 800nm bangos ilgio spinduliuotei. Sufokusavus abiejų bangos ilgių pluoštą, kuriama oro plazma ir generuojama terahercų dažnio spinduliuotė, kuri silicio filtru atskiriama nuo regimosios spinduliuotės, nuvedama į teragrafinę kamerą arba piroelektrinį detektorių.

Kaupinimui naudojamos pirmosios harmonikos impulsų parametrai: $E = 5mJ, \lambda = 800nm, \nu = 1kHz, \tau = 50fs$. Antrosios harmonikos impulsų parametrai: $E = 120\mu J$ (ne sūkurys), $E =$

$97\mu J$ (sūkurys), $\lambda = 400nm$, $\nu = 1kHz$, $\tau = 50fs$.



16 pav. Terahercinio dažnio šviesos sūkurio generacijos schema

Darbo schemeje pavaizduotų optinių elementų žymėjimas: TK - termografinė kamera, $\frac{\lambda}{2}$ - pusės bangos ilgio fazinė banginė plokštelė, $\frac{\lambda}{4}$ - ketvirčio bangos ilgio fazinė banginė plokštelė, s - s-banginė fazinė plokštelė, BBO - bario borato oksido kristalas, CL - cilindrinis veidrodis, V - nukreipiamieji veidrodžiai, VL - vėlinimo linija, PD - pluošto dalikliai, F - silicio filtras, P - poliarizatorius, A - apertūros elementas, PV - paraboliniai veidrodžiai.

2.2 Terahercinio dažnio spinduliuotės detektavimas

2.2.1 Piroelektrinis detektorius

Siekiant nustatyti, kokios turi būti pirmosios ir antrosios harmonikų poliarizacijos, kad terahercinė spinduliuotė būtų generuojama efektyviausiai, buvo matuota terahercų dažnio spinduliuotės efektyvumo priklausomybė nuo kaupinimo bangų poliarizacijų. Šiuo tikslu buvo naudotas piroelektrinis detektorius, kuriuo gali būti detekuojama spinduliuotė diapazone 0,1-60 THz. Piroelektrinio detektoriaus veikimas pagrįstas tuo, kad sugertos spinduliuotės sukeltas temperatūros pokytis indukuoja dipolių persiskirstymą detektoriaus kristale, kas sukelia elektrinio lauko pokytį, o tai užregistruojama kaip kintamos elektros srovės signalas. Detekuojamos spinduliuotės pasikartojimo dažnis turi būti ribotas, kad tarp užregistruotų impulsų, dipoliai detektoriaus kristale spėtų atsistatyti.

Iš piroelektrinio detektoriaus signalas perduodamas į sinchroninį stiprintuvą „SR530“. Šis stiprintuvas naudojamas tuomet, kai registruojamas signalas yra ypač silpnas ar sunkiai išskiria-

mas iš triukšmo, kadangi šiame eksperimente terahercinės spinduliuotės generavimo efektyvumas yra labai mažas. Synchroninis stiprintuvas yra naudojamas signalo išskyrimui iš triukšmo, tačiau tai yra įmanoma tik tuomet, kai tiriamas signalas yra periodiškai moduluotas. Šio prietaiso veikimo principas yra pagrįstas tuo, kad detektavimo dažnis yra sinchronizuotas su išoriškai, žinomu dažniu moduluojama generuojančiąja spinduliuote. Tam ir yra naudojama 5Hz lazerio pluošto modulatorius, kuris periodiškai nutraukinėja pluoštą. Pagal tai yra žinoma kada signalas detektuojamas, o kada ne, taip išskiriant signalą iš triukšmo.

Dėl to registruojamas signalas $V(t)$ sinchroniniame stiprintuve yra sudauginamas su pluošto modulatoriaus signalu $V_R(t)$. Jeigu matuojamas ir atraminis signalai aprašomi sinuso forma

$$V(t) = V_0 \sin(\omega t + \varphi), \quad (46)$$

$$V_R(t) = \sin(\Omega t), \quad (47)$$

,

tai abiejų signalų sandauga, tuo atveju, kai detektoriumi registruojamo ir modulatoriaus siunčiamų signalų dažniai sutampa:

$$V(t)V_R(t) = \frac{V_0}{2} (\cos\varphi - \cos 2\Omega t + \varphi). \quad (48)$$

Tuomet kai fazė φ tarp detektavimo ir signalo moduliacijos sutampa, Ω bus žymimas dažnis, kuriuo osciliuoja tiriamasis signalas.

2.2.2 Termografinė kamera

Atliekant terahercinės spinduliuotės intensyvumo skirstinio atvaizdavimą buvo naudojama „InfraTec“ įmonės termografinė kamera „VarioCAM“. Mikrobolometrų, pagamintų pagal „Honeywell“ technologiją, matrica formuojama ant silicio pagrindo. Kameros sensorius yra pagamintas iš mikrobolometrų matricos. Ši kamera neselektyvi spinduliuotės bangos ilgiams, tačiau svarbus parametras yra galia. Sugėrus tolimosios IR spinduliuotę kameroje esančiuose mikrobolometruose yra elementai, kurie įšyla, dėl to kinta jų varža. Tuomet leidžiant srovę, įtampos kritimas išreiškiamas taip:

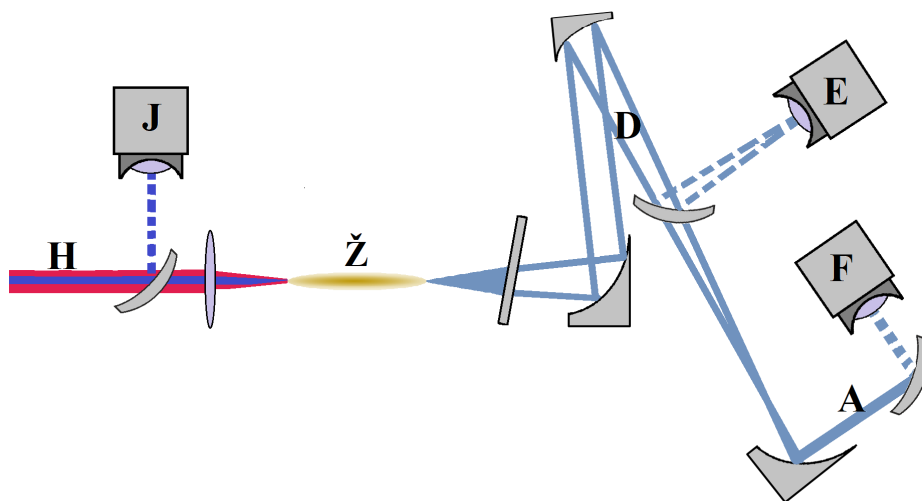
$$\Delta V = I \alpha R \Delta T \quad (49)$$

Čia I - valdanti srovė, α - proporcingumo koeficientas, R - elemento varža, ΔT - temperatūros pokytis.

Naudojami skirtingi terahercų dažnio spinduliuotės intensyvumo skirstiniai.

Naudojant šią kamerą buvo matuojamas terahercinio dažnio spinduliuotės skirtingi intensyvumo skirstiniai, t.y. matavimai atlikti keičiant kameros poziciją kur registruojamas inten-

syvumo skirstinys. Matuotas kolimuoto arba fokusuoto cilindrinio lęšiu terahercinio pluošto intensyvumas. Šio matavimo schema pavaizduota 17 pav. schemeje.



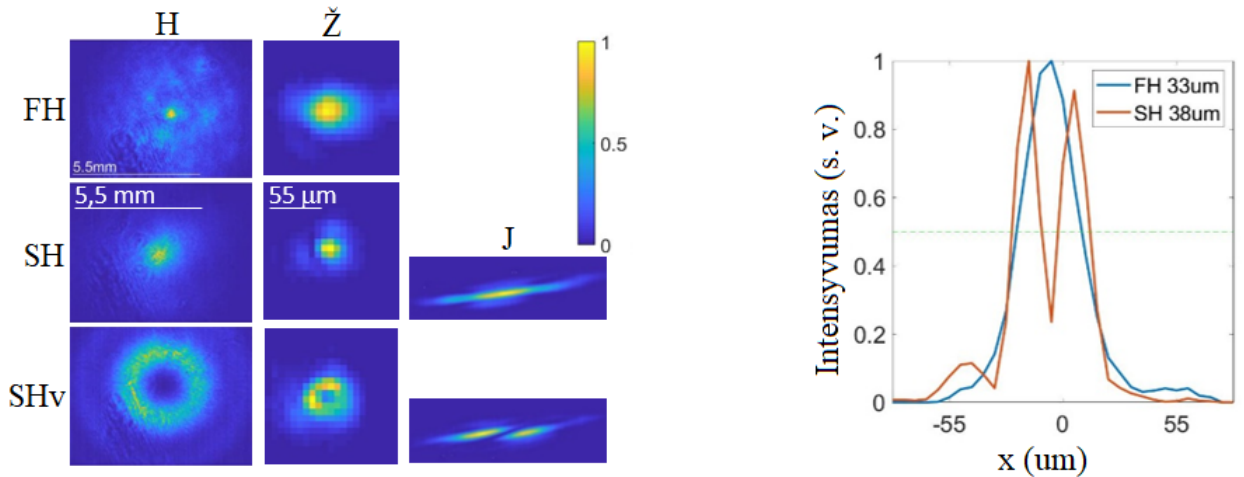
17 pav. Spinduliuotės detektavimo schema. Raidėmis žymimos pozicijos, kuriose buvo registruojami spinduliuotės intensyvumo skirstiniai.

3 Rezultatai ir jų aptarimas

3.1 Antros harmonikos sūkurio generacija

Naudojant s-banginę fazinę plokštelę, buvo generuojamas antrosios harmonikos sūkurys su topologiniu krūviu $m = \pm 1$. Tuo įsitikinta pluoštą fokusuojant cilindrinio lęšiu į kamerą, skirtą detektuoti regimojo diapazono šviesai. Intensyvumo skirstiniai matuoti 17 pav. schemoje pažymėtose H ir J pozicijose, t.y. dar prieš lęšį, naudojamą plazmai sukurti. H pozicijoje matomi nefokusuotų pluoštų skirstiniai, kai pluoštas yra Gausinis, sūkurinis ir išderinus sūkurį, kai s-banginė ploštelė pastumta į šoną pluošto atžvilgiu ir intensyvumo maksimumas nebeeina per plokštelės centrą.

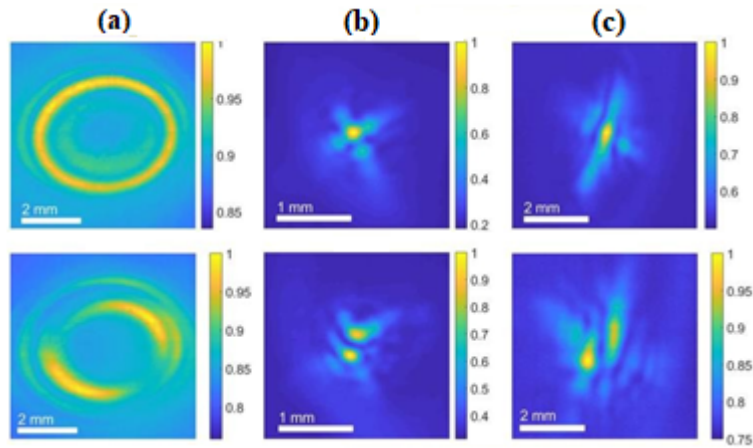
Kaip matoma, generuojant antrosios harmonikos sūkurį, pluošto centre intensyvumas labai mažas, tačiau siekiant įsitikinti, kad generuojamas šviesos sūkurys, pluoštas fokusuojamas cilindrinio lęšiu ir intensyvumo skirstinys registruojamas J pozicijoje. Matoma, kad fokusuojant Gausinį pluoštą, gaunama vientisa juosta, o kai fokusuojamas šviesos sūkurys, gaunami du atskiri maksimumai, atskirti tamsia juosta. Taip yra dėl to, kad šviesos sūkurio pluošto skirtingose pusėse bangos fazės yra skirtingos ir fokusuojant cilindrinio lęšiu, jos interferuoja destruktoriai, taigi gaunamas intensyvumo minimumas. Nustūmus s-banginę plokštelę nuo pluošto intensyvumo maksimumo, šis vaizdas cilindrinio lęšio židinyje yra sudarkomas ir nebestebime taisyklingo sūkurio.



18 pav. Kaupinimo bangų pluošto intensyvumo skirstiniai. FH - pirmą harmoniką, SH - antrą harmoniką, SHv - antrosios harmonikos sūkurys, H - nefokusuoti pluoštai, Ž - pluoštai registruoti lęšio židinyje. Dešinėje pusėje pavaizduotas kaupinimo bangų persiklojimas lęšio židinyje, kai antrą harmoniką yra šviesos sūkurys.

3.2 Terahercinio dažnio spinduliuotės sūkurio generacija

Eksperimento metu palyginta kaip skiriasi detektuojamo terahercų dažnio signalo intensyvumo skirstinys kaupinime naudojant Gausinį antrosios harmonikos pluoštą ir sūkurinį. Intensyvumo skirstiniai registruoti skirtingose pozicijose. Nors kaupinimui naudojamų bangų pluoštai abu yra Gausiniai, terahercinis signalas vis tiek yra žiedo pavidalo. Taip yra todėl, kad plazmoje generuojant terahercinio dažnio spinduliuotę, ji skečiasi didesniu kampu negu regimo diapazono spinduliuotė ir sklinda kūgio forma, kaip atvaizduota 6 pav. Dėl to, tiek kaupinimui naudojant sūkurinį pluoštą, tiek Gausinį, terahercinės spinduliuotės intensyvumo skirstinys yra žiedo formos ir terahercinio dažnio sūkurio skirstinio neįmanoma atskirti kaip „klasikinio sūkurio“, kur tikimasi pamatyti intensyvumo nulį pluošto centre. Todėl šiuo metodu generuojant terahercinio dažnio šviesos sūkurį, jo buvimui užfiksuoti reikalingi kiti būdai.



19 pav. Eksperimentiškai gauti THz spiduliuotės intensyvumo skirstiniai. Pirma eilė - kai kaupinime abu pluoštai yra Gausiniai ir antra eilutė - kai antroje harmonikoje naudotas šviesos sūkurys. Nefokusuotas THz pluoštas (a), fokusuotas paprastu lęšiu (b) ir fokusuotas cilindrinio lęšiu (c).

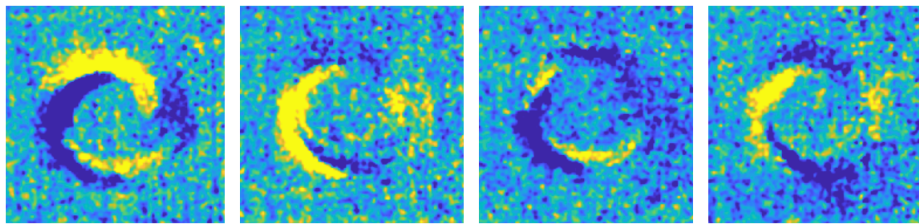
Terahercinio dažnio spinduliuotės pluoštą fokusuojant cilindrinio lęšiu, kai kaupinimui naudotas Gausinis antros harmonikos pluoštas, gaunami du maksimumai, tačiau juos jungia kiek mažesnio intensyvumo linija. Tačiau, kai kaupinimui naudotas sūkurinis antrosios harmonikos pluoštas, cilindrinio lęšio židinio plokštumoje stebimame intensyvumo skirstinyje gaunami du maksimumai, tarp kurių yra minimumas, o ne jungianti linija. Šis minimumas reiškia, kad yra generuojamas sūkurinis THz pluoštas su topologiniu krūviu ± 1 .

Dėl to, kad kaupinimo pluoštai židinyje persikloja ne pilnai, t.y., pirmos harmonikos Gausinio pluošto intensyvumo maksimumas yra ten kur yra antros harmonikos šviesos sūkurio centrinis minimumas, krenta THz spinduliuotės generacijos efektyvumas. Jeigu kaupinant abiejų harmonikų Gausiniais pluoštais efektyvumas būdavo apie 1.6×10^{-5} , tai kaupinime naudojant antros harmonikos sūkurį, detektuojamas THz signalas maždaug viena eile silpnesnis.

3.2.1 Terahercinis sūkurys esant fazės pokyčiui tarp kaupinimo bangų

Kaupinime naudojant šviesos sūkurį, nefokusuota terahercinio dažnio spinduliuotė detektuota termografinė kamera. Esant žiedo formos intensyvumo skirstiniui, padaryti vaizdo įrašai, per dvi sekundes užfiksuojant 100 kadro. Pastebėta, kad skirtingose terahercinės spinduliuotės žiedo pusėse esantys minimumai ir maksimumai, aprašyti teorinėje dalyje, keičia savo padėtis žiede, t. y., intensyvumo skirstinio paveikslukas sukasi. Tai vyksta ne keičiant vėlinimą tarp impulsų, o vyksta savaime dėl didelio optinės schemos elementų nestabilumo ar terpės savybių kitimo, kas per ilgą optinį kelią sudaro pakankamą fazės pokytį tarp bangų. Taip atsitinka dėl to, kad terahercų generacijai optimalus fazių skirtumas $\phi = \pi/2$ tarp kaupinimo bangų susidaro vis kitu azimutiniu kampu. Tai parodo, kad terahercinio dažnio bangos, priklausomai nuo azimutinio kampo, yra vis kitos fazės.

Siekiant aiškiau pamatyti intensyvumo skirstinio paveiksluko sukimąsi, duomenys apdoroti signalą išskiriant iš triukšmo ir išryškinant maksimumų ir minimumų padėčių pokytį. Tai padaryta pavaizduojant skirtumą tarp gretimų kadro intensyvumų, t.y., ten kur buvo maksimumas, tapo minimumas ir atvaizduojama tamsiai mėlyna spalva, o kur buvo minimumas - tapo maksimumas ir atvaizduojama geltona spalva.

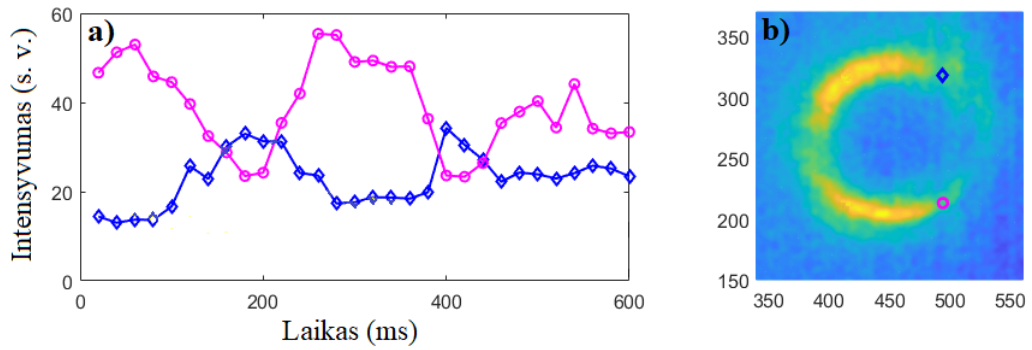


20 pav. Terahercinio dažnio spinduliuotės intensyvumo skirstiniai skirtingais laiko momentais.

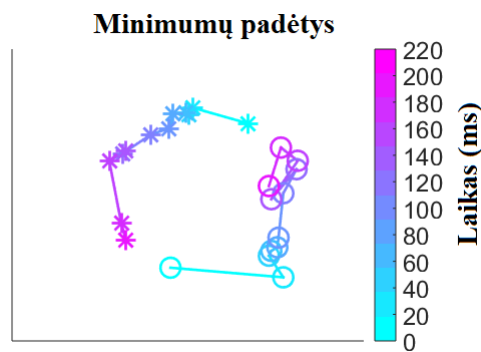
Siekiant nustatyti ar intensyvumo maksimumų ir minimumų kitimas parodo fazės kitimą būdingą būtent šviesos sūkuriui su topologiniu krūviu ± 1 , ko buvo tikimasi, tikrinta kaip koreliuoja intensyvumo maksimumų ir minimumų padėties priklausomai nuo kampo. Priešingose pluošto pusėse, t.y., kampui kintant per π intensyvumai turėtų sutapti, o per kampą $\pi/2$ intensyvumas turėtų pakisti iš minimumo į maksimumą ar atvirkščiai. Tai buvo stebėta žymint spinduliuotės intensyvumo vertes fiksuotose intensyvumo skirstinio žiedo padėtyse.

Kaip ir tikėtasi, matoma, kad gretimų taškų intensyvumo maksimumas virsta minimumu, azimutiniam kampui kintant per $\pi/2$, kas yra gerai matoma 21 pav. lyginant mėlyną ir rožinę kreives. Taip pat atliktas alternatyvus minimumų padėčių kitimo stebėjimas. Buvo fiksuojamos taškų, atitinkančių abiejų žiedo intensyvumo minimumų, padėčių kitimas priklausomai nuo laiko. 22 pav. matyti, kad minimumų padėties juda ta pačia kryptimi abiejose žiedo pusėse.

Tai, kad intensyvumo skirstinyje yra du maksimumai ir du minimumai, kurie yra priešingose THz pluošto pusėse, o intensyvumo maksimumas virsta minimumu, kintant azimutiniam kampui per $\pi/2$, parodo, kad sūkurio topologinis krūvis lygus ± 1 , kadangi būtent tokį to-



21 pav. (a) - THz spinduliuotės intensyvumo pokytis priklausomai nuo laiko skirtinguose taškuose, atvaizduotuose (b) paveiksluke.



22 pav. THz spinduliuotės intensyvumo maksimumo ir minimumo taškų poslinkis priklausomai nuo laiko. Žvaigždutės ir apskritimai vaizduoja intensyvumo taškus esančius priešingose pusėse.

pologinį krūvį atitinka šviesos sūkurių fazės periodiškumas, kaip pavaizduota teorinio 15 pav. kreivėmis. Kadangi ši intensyvumo azimutinė moduliacija pagal kampą priklauso nuo THz dažnio, matuojant intensyvumų santykį tarp minimumų ir maksimumų verčių, galima apytikriai nustatyti koks yra generuojamos THz spinduliuotės dažnis. Kuo didesnis THz spinduliuotės dažnis, tuo mažesnė intensyvumo moduliacija, tačiau generuojant platų spektrą, eksperimentiškai išmatuoti intensyvumo minimumai turėtų būti nulemti vidutinės spektro komponentės. Todėl siekiant tiksliau įvertinti THz spinduliuotės dažnį pagal intensyvumo moduliaciją, prieš detektorius reikėtų naudoti filtrus, praleidžiančius tik tam tikras spektrines komponentes.

Išvados

1. Ore fokusuojant pirmąją ir antrąją femtosekundinio Ti:safyro lazerio harmonikas buvo generuojama plačiajuostė THz dažnio spinduliuotė ir ištirtos jos savybės. Nustatyta, kad jos spektro plotis siekia 60 THz, o generacijos efektyvumas yra daugiau, nei $1,6 \times 10^{-5}$.
2. Kai antroji žadinimo harmonika yra sūkurinis pluoštas, terahercinio dažnio spinduliuotė taip pat turi sūkurio savybių, kas buvo patvirtinta analizuojant šios spinduliuotės intensyvumo skirstinius, gautus terahercų dažnio spinduliuotę fokusuojant cilindrinio lęšiu.
3. Generuojamos THz spinduliuotės erdvinis profilis beveik nepriklauso nuo to ar jos generacijai naudojami įprasti (Gausiniai) ar sūkuriniai šviesos pluoštai ir visada yra tuščiavidurio kūgio, kurio skėsties kampas optinės ašies atžvilgiu yra apie 2,5 laipsniai, tačiau pirmu atveju generuojama spinduliuotė turi plokščią fazinį frontą, o antru atveju - sūkurinį.
4. Skirtingai nuo įprastų optinių sūkurių, kurių šviesos intensyvumas nuo azimutinio pluošto kampo nepriklauso ir yra pastovus, mūsų eksperimento metu buvo generuojamas THz dažnio šviesos sūkurys, kurio intensyvumas buvo moduluotas pagal azimutinį pluošto kampą. Jo maksimumų ir minimumų skaičius leido nustatyti šio THz dažnio sūkurio topologinį krūvį, kuris buvo lygus 1, kai antrosios harmonikos topologinis krūvis taip pat buvo 1.

Literatūros sąrašas

- [1] A. Dubietis, *Netiesinė optika* (VU leidykla, 2011), 3 edition.
- [2] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, 2008), 3 edition.
- [3] K. Reimann, Table-top sources of ultrashort thz pulses, reports on progress in physics **70**, 1597–1632 (2007).
- [4] K. Y. Kim, J. H. Glowina, A. J. Taylor, G. Rodriguez, Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields, Optics Express **15**, 4577–4584 (2007).
- [5] D. J. Cook, R. M. Hochstrasser, Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air, Optics Letters **25**, 1210–1212 (2000).
- [6] D. Dietze, J. Darmo, S. Roither, A. Pugzlys, J. N. Heyman, K. Unterrainer, Polarization of terahertz radiation from laser generated plasma filaments, Optical Society of America **26**(11) (2009).
- [7] J. F. Federici, Review of four-wave mixing and phase conjugation in plasmas, IEEE Transactions on Plasma Science **19**(5), 549 – 564 (1991).
- [8] M. Kress, T. L. Ler, S. Eden, M. Thomson, H. G. Roskos, Terahertz-pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second-harmonic waves, Optics letters **29**(10) (2004).
- [9] 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. **88**(6), 063804–1–063804–9 (2013).
- [10] V. Vaičaitis, M. Ivanov, K. Adomavičius, . Svirskas, U. Morgner, I. Babushkin, Influence of laser-preformed plasma on thz wave generation in air by bichromatic laser pulses, Laser Physics **28**(9) (2018).
- [11] B. L. Fontaine, F. Vidal, Z. Jiang, C.-Y. Chien, D. Comtois, A. Desparois, T. W. Johnston, J.-C. Kieffer, H. Pépin, H. P. Mercure, Filamentation of ultrashort pulse laser beams resulting from their propagation over long distances in air, Phys. Plasmas **6**, 1615–1621 (1999).
- [12] B. H. Kolner, R. A. Buckles, P. M. Conklin, R. P. Scott, Plasma characterization with terahertz pulses, journal of selected topics in quantum electronics **14**(2) (2008).
- [13] G. J. Gbur, *Singular optics* (CRC Press, 2017).
- [14] G. Jiang, L. Zhang, S. Zhang, C. Zhang, Thz wave generation from air plasma induced by vortex beam, in *proceedings of SPIE* (2018).

- [15] L.-G. Wang, L.-Q. Wang, S.-Y. Zhu, Formation of optical vortices using coherent laser beam arrays, *Optical communications* **282**(6), 1088–1094 (2009).
- [16] S. Li, Z. Wang, Generation of optical vortex based on computer-generated holographic gratings by photolithography, *Applied Physics letters* **103**(4) (2013).
- [17] S. Y., K. PG, Q. J, H. K, Self-organized nanogratings in glass irradiated by ultrashort light pulses, *Physics review letters* **91**(24) (2003).
- [18] M. Beresna, M. Gecevičius, P. G. Kazansky, Polarization sensitive elements fabricated by femtosecond laser nanostructuring of glass, *Optical materials express* **1**(4), 783 – 795 (2011).
- [19] M. Beresna, M. Gecevičius, P. G. Kazansky, Polarization sensitive elements fabricated by femtosecond laser nanostructuring of gla, *optical material express* **1**, 783–795 (2011).
- [20] A. Berhnskis, A. Matijošius, A. Piskarskas, V. Smilgevihs, A. Stabinis, Conversion of topological charge of optical vortices in a parametric frequency converter, *Optics communications* **140**, 273–276 (1997).
- [21] I. Babushkin, W. Kuehn, C. Koehler, S. Skupin, L. Berge, K. Reimann, M. Woerner, J. Herrmann, T. Elsaesser, Ultrafast spatiotemporal dynamics of terahertz generation by ionizing two-color femtosecond pulses in gases, *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010).
- [22] K. Y. Kim, J. H. Glowina, A. J. Taylor, G. Rodriguez, Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields, *Optics Express* **15**(8), 4577–4584 (2007).

Danas Buožius

TERAHERCŲ DAŽNIO SPINDULIUOTĖS SŪKURIO GENERACIJA ORO PLAZMOJE FEMTOSEKUNDINIAIS LAZERIO IMPULSAIS

Santrauka

Surinkta ir optimizuota terahercų dažnio spinduliuotės generacijos ir detektavimo schema. Ištyrėme plataus spektro (nuo 1 iki 60 THz) terahercinės (THz) spinduliuotės intensyvumo skirstinius, kaupinant bichromatiniais femtosekundiniais lazerio impulsais indukuotoje oro plazmoje. Nustatyta, kad THz generacijos efektyvumas yra apie $1,6 \times 10^{-5}$. Kai antrosios harmonikos pluoštas turi šviesos sūkurių topologinį krūvį, THz intensyvumo skirstinys bei fazė tampa moduluoti pagal azimutinį kampą. Tai, kad THz pluoštas pasižymi sūkurinėmis savybėmis parodo pluošto fokusavimas cilindrinio veidrodžiu, taip pat intensyvumo skirstinio kitimas laike dėl fazių skirtumo tarp kaupinimo bangų kitimo. Spinduliuotės erdvinis profilis beveik nekinta priklausomai nuo to, THz kaupiname naudodami Gausinius pluoštus ar sūkurinį, nes THz pluoštas iš plazmos sklinda tuščiavidurio kūgio forma. Tačiau pirmu atveju fazės frontas yra plokščias, o kaupinime naudojant antros harmonikos sūkurį - irgi sūkurinis. THz intensyvumo skirstinio maksimumų ir minimumų skaičius parodė, kad THz pluoštas, turi šviesos sūkurių topologinį krūvį 1, kaip ir antra harmonika kaupinime.

TERAHERTZ VORTEX WAVE GENERATION IN AIR PLAZMA BY FEMTOSECOND
OPTICAL VORTEX PULSES

Summary

We investigate generation of broadband terahertz (THz) pulses (from 1 to 60 THz) from two-color femtosecond laser-induced gas-plasmas, efficiency of which was approximately $1,6 \times 10^{-5}$. When the second harmonic beam has a vortex charge, the THz beam acquires an azimuthal phase modulation as well. Moreover, it turns out that also the THz intensity becomes modulated along the azimuthal angle. The phase structure of the singular THz beam is indirectly revealed by astigmatic transformation of the beam by a cylindrical mirror and additionally confirmed by the vortex THz beam behaviour upon change of relative phase between the fundamental and the second harmonic. Intensity profile of THz beam does not depend on whether both pump beams are Gaussian or one of them has a phase singularity, because THz radiation is emitted in a shape of a hollow cone either way. The difference is that in first case when both pump beams are Gaussian, THz beam phase plane is flat and when one of pump beams carried a topological charge of a vortex, phase of THz radiation beam also had a vortex phase. The number of maxima and minima in intensity distribution pictures showed that THz beam acquires the topological charge of 1, same as the second harmonic pump beam.