

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Kvantinės elektronikos katedra

Ramūnas Šniaukas
THZ DIFRAKCINIŲ OPTINIŲ ELEMENTŲ GAMYBA PASITELKIANČIAI TIESIOGINEI
LAZERINEI ABLIACIJAI

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės technologijos
studijų programa

Studentas
Darbo vadovas
Konsultantas
Recenzentė
Katedros vedėjas

Ramūnas Šniaukas
dr. Gediminas Račiukaitis
j.m.d. Simonas Indrišiūnas
doc. dr. Ona Balachninaite
prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis

Vilnius 2017

Turinys

Turinys.....	2
Įvadas.....	4
1. Lazerinės spinduliuotės poveikis medžiagai	5
1.1. Pagrindinės lazerinės spinduliuotės savybės.....	5
1.2. Lazerinės spinduliuotės sugertis.....	5
1.3. Sąveika su medžiaga	5
1.4. Lazerinė abliacija	6
1.5. Dviejų temperatūrų modelis	6
1.6. Abliacijos slenkstis ir akumuliaciniai efektai.....	9
1.7. Efektyvios abliacijos modelis.....	11
2. Skenavimo ir pozicionavimo sistemos	12
2.1. Galvanometriniai skeneriai	12
2.2. Daugiabriauniai skeneriai.....	13
3. Zoninės Frenelio plokštelės	14
4. THz elektromagnetinių bangų pralaidumą gerinančios struktūros.....	16
5. Eksperimentinė įranga ir medžiagos	17
5.1. Eksperimento įranga.....	17
5.2. Bandiniai	19
6. Efektyvus monokristalinio silicio apdirbimas	20
6.1. Efektyvi silicio abliacija 532 nm bangos ilgio nanosekundiniais impulsais.....	20
6.2. Efektyvi silicio abliacija 532 nm bangos ilgio pikosekundiniais impulsais.....	23
6.3. Efektyvi silicio abliacija 1064 nm bangos ilgio pikosekundiniais impulsais.....	25
7. THz difrakcinių optinių elementų gamyba.....	27
7.1. Silicio tiesioginės abliacijos ns ir ps trukmės impulsais pritaikymas THz difrakcinių optinių elementų gamybai.....	27
7.2. THz Frenelio lęšių gamyba	29
7.3. Skaidrinančių dangų gamyba	32
8. Pagamintų THz optinių elementų veikimo tyrimas.....	35
8.1. Pagamintų ZFP lęšių tyrimas	35
8.2. Skaidrinančių struktūrų ir iš jų suformuotų fokusuojančių elementų tyrimas	38
8.3. ZFP lęšių su suformuota skaidrinančia danga tyrimas.....	39
Pagrindiniai rezultatai ir išvados	41
Literatūra	42

Rezultatų viešinimas.....	46
Santrauka lietuvių kalba	47
Santrauka anglų kalba / Summary.....	48

Įvadas

Terahercinės elektromagnetinės bangos, esančios tarp mikrobangų ir infraraudonųjų spindulių, apimančios 0,1 THz – 10 THz bangų ruožą, pasižymi naudingomis savybėmis, kurios gali būti pritaikytos įvairiose srityse pradedant nuo ginklų, narkotikų ar kito neleistino krovinių, kontrabandos detekcijos [1], [2], naudojimo medicinoje diagnostikos tikslais (THz tomografija [3], spektroskopinė audinių analizė [4]) iki THz kinetinės spektroskopijos pritaikymo saulės elementų gamybos stebėjimui ir gaminių kokybės įvertinimui [5].

Nepaisant didžiulio per pastaruosius tris dešimtmečius išaugusio susidomėjimo THz elektromagnetinių bangų sritimi [6] (ypač THz bangų šaltiniais [7] ir detektoriais [8]), šiai sričiai skirtų pasyvinių elementų (veidrodžių, bangolaidžių, pluošto daliklių, lęšių) tobulinimas ir gamyba, nors ir labai svarbi, tačiau dar nepakankamai išvystyta sritis [9]. Silicis yra dalinai skaidri THz bangoms medžiaga, todėl gali būti naudojamas įvairiems elementams gaminti.

Norint užtikrinti THz sistemų kompaktiškumą bei gerą erdvinę skyrą, refrakciniai lęšiai ir lenkti atspindintys metaliniai veidrodžiai turėtų būti keičiami, iš monokristalinio silicio pagamintais, THz difrakciniais optiniais elementais, kurie yra lengvesni ir pasižymi geresnėmis fokusavimo savybėmis [10], [11]. Daugelio plačiajuosčių THz šaltinių veikimas pagrįstas įvairių medžiagų, tarp jų ir silicio [12], sužadiniu pasitelkus ultratrumpus lazerinius impulsus. Si tinka ir detektuojant THz spinduliuotę, šioje srityje populiarūs heliu aušinami silicio, germanio ir InSb bolometrai [13].

Populiariausi THz elementams gaminti skirti silicio apdirbimo metodai – UV litografija, gilus joninis anizotropinis ėsdinimas DRIE (angl. *Deep reactive-ion etching*) [14], liejimas [15] ir aišku tradicinis mechaninis apdirbimas. Visi išvardyti gamybos metodai turi ne tik savo privalumų, bet ir trūkumų: dauguma iš jų yra daug laiko trunkantys daugiapakopiai procesai, dažnai pritaikomi tik specialios orientacijos monokristaliniam siliciui arba nepakankamai lankstūs ar tikslūs. Alternatyva – tiesioginė lazerinė abliacija, kurios pagalba galima pasiekti kelių mikrometrų gamybos tikslumą, o to pilnai pakanka THz skirtiems elementams.

Šio magistratūros studijų baigiamojo darbo tikslas buvo pagaminti THz elektromagnetinių bangų sričiai skirtus fokusuojančius elementus (fazines plokšteles, Frenelio lęšius) ir skaidrinančias dangas, bendradarbiaujant su FTMC Terahercų fotonikos laboratorija įvertinti jų veikimo charakteristikas ir galiausiai pagaminti 1/8 periodo fazines plokšteles kartu su pritaikytomis skaidrinančiomis dangomis. Norint pasiekti šį tikslą, pirma buvo iširtos monokristalinio silicio abliacijos nanosekundiniais ir pikosekundiniais lazeriniais impulsais galimybės, nustatyti optimalūs apdirbimo parametrai. Pasitelkus gautus rezultatus įvertintos difrakcinių elementų gamybos galimybės naudojant skirtingas lazerio pluošto pozicionavimo technikas.

1. Lazerinės spinduliuotės poveikis medžiagai

1.1. Pagrindinės lazerinės spinduliuotės savybės

Svarbiausios ir išskirtinės (lyginant su kitais šviesos šaltiniais) lazerinės spinduliuotės savybės yra:

- monochromatiškumas,
- koherentiškumas,
- kryptingumas,
- intensyvumas.

Šios savybės suteikia galimybę tiksliai nukreipti pluoštą pasirinkta kryptimi ir aštriai sufokusuoti, tokiu būdu pasiekiant energijos tankius, reikalingus medžiagai įkaitinti [16].

1.2. Lazerinės spinduliuotės sugertis

Šviesos sugertis medžiagoje atsiranda dėl elektromagnetinės spinduliuotės sąveikos su medžiagoje esančiais elektronais. Elektromagnetinei spinduliuotei sklindant medžiaga, joje esantys elektronai dėl sąveikos su elektromagnetiniu lauku įgauna kinetinės energijos, kurią perduoda gardelei virpesių forma, o tai reiškia – medžiaga kaista [17].

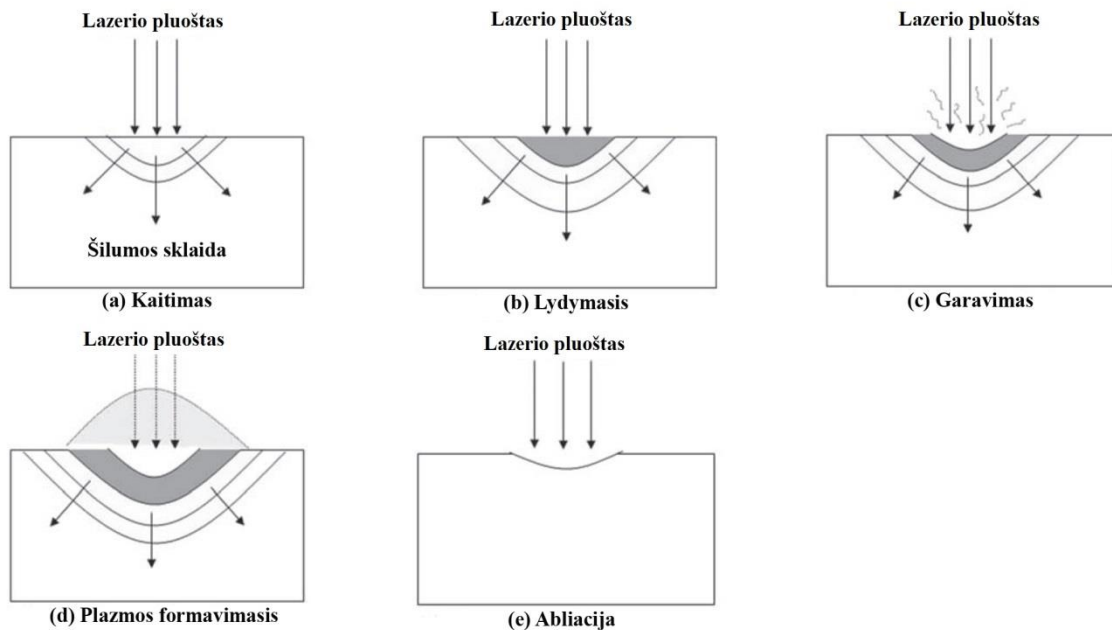
Spinduliuotės įsiskverbimas į medžiagą yra aprašomas lygtimi:

$$I(z) = I(1 - R)e^{-\alpha z} = I_0 e^{-\alpha z} \quad (1)$$

čia $I(z)$ – medžiagos storį z praėjusios spinduliuotės intensyvumas, I – į paviršių krentantis spinduliuotės intensyvumas, R – paviršiaus atspindžio koeficientas, α – sugerties koeficientas. Lazerinės spinduliuotės sugertyje svarbų vaidmenį turi atspindžio koeficientas R , parodantis, kokia spinduliuotės dalis atspindima nuo paviršiaus t. y. nedalyvauja medžiagos apdirbime. Atspindžio koeficientas priklauso ne tik nuo medžiagos savybių ar jos apdirbimo, bet ir nuo lazerio spinduliuotės bangos ilgio, bei poliarizacijos [18].

1.3. Sąveika su medžiaga

Lazeriniame medžiagų apdirbime svarbiausia lazerio ypatybė yra galimybė sutelkti didelį lazerinės spinduliuotės intensyvumą pasirinktame apdirbamos medžiagos paviršiaus taške. Šitaip gaunamas labai spartus itin mažos srities kaitinimas, po kurio seka lydymasis, garavimas ir plazmos formavimasis (1.1 pav.). Svarbiausias reiškinys, nulemiantis aukščiau paminėtus vyksmus, yra spinduliuotės sugertis [18].



1.1 pav. Lazerinės spinduliuotės ir medžiagos sąveikos sukelti efektai, priklausomai nuo sugerties energijos tankio: (a) kaitimas; (b) lydymasis; (c) garavimas; (d) plazmos formavimasis ir (e) abliacija [17]

1.4. Lazerinė abliacija

Preciziško pjovimo, gręžimo ar paviršiaus struktūravimo metu taikoma lazerinė abliacija leidžia medžiagas apdirbti mikrometrų tikslumu su minimaliu medžiagos terminiu poveikiu. Lazerinė abliacija – procesas, kurio metu pašalinama medžiaga iš kieto kūno ar skysčio, pasitelkiant lazerinę spinduliuotę. Šis procesas prasideda, kai medžiagos sugerta spinduliuotė įkaitina sritį, kurioje vyksta sugertis, iki garavimo ar sublimavimosi temperatūros. Šviesa regimojoje spektro dalyje sugerama elektronų, – tai spartus procesas, trunkantis vos keletą femtosekundžių. Metaluose abliacija daugiausiai vyksta dėl lazerinę spinduliuotę sugėrusių elektronų šuolių laidumo juostoje, nemetaluose (dielektrikuose ir puslaidininkiuose) vyrauja daugiafotonė ir griūtinė sugertis, kurios metu vyksta šuoliai iš valentinės juostos į laidumo juostą. Elektronai dėl tarpusavio sąveikos greitai termalizuoja, tuo tarpu energijos perdavimas gardelei yra daug ilgesnis procesas ir trunka dešimtis pikosekundžių. Esant trumpiems spinduliuotės poveikio laikams yra svarbu, kad elektronų ir gardelės temperatūros yra skirtingos. Todėl, aprašant lazerinę abliaciją, naudojamas dviejų temperatūrų modelis [19].

1.5. Dviejų temperatūrų modelis

Dviejų temperatūrų modelis plačiai naudojamas aprašyti elektron-fononines relaksacijas, vykstančias medžiagoje po apšvietimo lazeriu. Po to, kai trumpo lazerinio impulso energija yra

sugeriamo laisvų elektronų, vyksta jų termalizacija ir energijos perdavimas gardelėi. Jei laikysime, kad termalizacijos procesas yra labai greitas, o elektronų ir gardelės posistemes galime charakterizuoti jų temperatūromis (T_e ir T_i), tada energijos pernašą metale galime aprašyti šiomis vienmatėmis lygtimis:

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = -\frac{\partial Q(x)}{\partial x} - \gamma(T_e - T_i) + S, \quad (2)$$

$$C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \gamma(T_e - T_i), \quad (3)$$

$$Q(x) = \frac{-k_e \partial T_e}{\partial x}, \quad (4)$$

$$S = I(t)A\alpha \exp(-\alpha x), \quad (5)$$

čia x – kryptis statmena medžiagos paviršiui, $Q(x)$ – šilumos srautas, S – energijos šaltinis (lazeris), $I(t)$ – lazerio intensyvumas, $A = l - R$ paviršiaus optinio pralaidumo koeficientas, α – sugerties koeficientas, C_e ir C_i – elektronų ir gardelės šiluminės talpos (tūrio vienetui), γ – elektron-fononinės sąveikos koeficientas, k_e – elektronų šiluminis laidumas [19], [20].

Šiose lygtyse neatsižvelgiama į gardelės šiluminį laidumą. Elektronų šiluminė talpa yra daug mažesnė už gardelės šiluminę talpą, todėl elektronai per trumpą laiką gali būti užkaitinti iki labai aukštų temperatūrų [20].

(2 – 5) lygtys turi tris charakteringas trukmes: $\tau_e = C_e/\gamma$ – elektronų vėsimo trukmė, $\tau_i = C_i/\gamma$ – gardelės kaitimo trukmė ir τ_L – lazerio impulso trukmė. Šie laikiniai parametrai apibūdina tris skirtingus laikinius lazerio impulso ir medžiagos sąveikos intervalus, vadinamus: femtosekundiniu, pikosekundiniu ir nanosekundiniu [20].

- **Pikosekundinių impulsų režimas**

Kai lazerinio impulso trukmė būna pikosekundžių eilės, yra tenkinama $\tau_e \ll \tau_L \ll \tau_i$ sąlyga. Laiko momentu $t \gg \tau_e$, kuris atitinka $C_e T_e/t \ll \gamma T_e$, (2) lygtyje elektronų temperatūra tampa kvazinuostovioji, todėl (2 – 5) lygtis galime supaprastinti:

$$\frac{\partial(x)}{\partial x} \frac{-k_e \partial T_e}{\partial x} - \gamma(T_e - T_i) + I_a \alpha \exp(-\alpha x) = 0, \quad (6)$$

$$T_i = \frac{1}{\tau_i} \int_0^t \exp\left(-\frac{t-\theta}{\tau_i}\right) T_e(\theta) d\theta + T_0, \quad (7)$$

čia $I(t) = I_0$ laikoma konstanta, $I_a = I_0 A$, $T_0 = T_e(0)$ – pradinė temperatūra. (7) lygtis - tai gardelės temperatūros integralinė išraiška. Ši lygtis apibūdina metalo kaitinimą, kai $\tau_L \gg \tau_e$. Kadangi patenkinama $t \ll \tau_i$ sąlyga, galime supaprastinti (7) lygtį, dėl elektronų temperatūros kvazinuostovumo nepaisome T_0 ir gauname:

$$T_i \approx T_e \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) \right) \cong \left(\frac{t}{\tau_i}\right) T_e. \quad (8)$$

Iš (8) išraiškos galime suprasti, jog pikosekundiniame režime gardelės temperatūra išlieka daug mažesnė už elektronų temperatūrą. Tai leidžia nepaisyti gardelės temperatūros (6) lygtyje. Jeigu $k_e T_e \alpha^2 \ll \gamma T_e$ sąlyga yra išpildoma, (6, 8) lygčių interpretavimas smarkiai supaprastėja. Šiuo atveju elektronų temperatūros mažėjimas vyksta dėl energetinių mainų su gardele. Tada elektronų ir gardelės temperatūros išreiškiamos šitaip:

$$T_e \approx \frac{I_a \alpha}{\gamma} \exp(-\alpha x), \quad T_i \approx \frac{F_a \alpha}{C_i} \exp(-\alpha x), \quad (9)$$

čia $F_a = I_a \tau_L$ sugerta lazerinė energija. Maksimali temperatūra, kurią gali pasiekti gardelė, priklauso nuo elektronų vėsimo trukmės. Kadangi $\tau_e \ll \tau_L$ lazerinio impulso pabaigoje gardelės temperatūra būna labai artima maksimaliai temperatūrai. Naudodamiesi (9) lygtimi galime pažymėti, jog sąlyga smarkiam garavimui yra:

$$F_a \geq F_{th} \exp(\alpha x), \quad (10)$$

čia $F_{th} \approx \rho \Omega / \alpha$ – slenkstinis lazerinės spinduliuotės energijos tankis, reikalingas garavimui pikosekundinio impulso metu, ρ – medžiagos tankis, Ω – savitoji garavimo šiluma. Abliacijos gylis L impulso metu:

$$L \approx \alpha^{-1} \ln\left(\frac{F_a}{F_{th}}\right) \exp(\alpha x). \quad (11)$$

Matome, jog abliacijos gylis logaritmiškai priklauso nuo spinduliuotės intensyvumo. Šioje analizėje neįskaitomas šiluminis elektronų laidumas, todėl šis modelis abliacijos pikosekundiniame režime neaprašo labai tiksliai. Eksperimentų metu galime pastebėti išsilydžiusios medžiagos zonas ir šio efekto priežastis yra modelyje neįskaitomas elektronų šiluminis laidumas [20].

- **Nanosekundinių impulsų režimas**

Nanosekundinių impulsų atveju, kai tenkinama sąlyga $\tau_L \gg \tau_i$, gardelės ir elektronų temperatūros yra vienodos $T_e = T_i = T$, o lygtys (1-3) galima supaprastinti iki:

$$C_i \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \frac{-k_0 \partial T}{\partial z} + I_a \alpha \exp(-\alpha x). \quad (12)$$

Šiame režime sugerta lazerinė spinduliuotė medžiagą pirma įkaitina iki lydymosi temperatūros, o tada – iki garavimo temperatūros. Akivaizdu, kad išsilydymui reikia mažiau energijos nei išgarinimui. Proceso metu didžiausi energijos nuostoliai patiriami dėl šiluminio laidumo kietakūnėje terpėje. Šiluminio laidumo gylio aprašomas $l \sim (Dt)^{1/2}$, čia D yra šilumos difuzijos koeficientas, $D = k_0 / C_i$. Energijos pernaša medžiagoje masės vienetui aprašoma $E_m \sim I_a t / \rho l$. Kai pasiekama, kad $t = t_{th}$ energija ima viršyti savitąją medžiagos garavimo šilumą Ω , prasideda stiprus garavimas. Taigi stipraus garavimo sąlyga $E_m > \Omega$ (arba $\tau_L \gg t_{th}$) gali būti išreikšta taip:

$$I > I_{th} \sim \frac{\rho \Omega D^{1/2}}{\tau_L^{1/2}}, \quad F > F_{th} \sim \rho \Omega D^{1/2} \times \tau_L^{1/2}, \quad (13)$$

atitinkamai lazerinės spinduliuotės intensyvumui ir energijos tankiui. Slenkstinis energijos tankis reikalingas medžiagos garinimui naudojant ilgus impulsus auga kaip $\tau_L^{1/2}$.

Abliacijos nanosekundiniais impulsais atveju, impulso trukmė yra pakankamai ilga, kad sukurtų sąlyginai didelį išlydytos medžiagos sluoksnį. Tokiu atveju garavimas vyksta iš skystos fazės, o tai reiškia, kad itin tikslus apdirbimas nanosekundiniais impulsais yra sunkiai įgyvendinamas [20].

1.6. Abliacijos slenkstis ir akumuliaciniai efektai

Ultratrumpų lazerio impulsų atveju šilumos pernešimas yra labai mažas. Atstumas, kurį energija dar gali būti pernešta yra palyginamas su optinio įsiskverbimo gyliu $1/\alpha$, kuris metalų atveju yra apie 10 nm. Tai lemia, jog gali būti pagamintos itin tikslios struktūros, tačiau Gauso pluoštas negali būti sufokusuotas į kiek norima mažą dėmę, tai apriboja difrakcija [21].

Žinoma, jog medžiaga, veikiamą keleto didelės energijos impulsų, gali būti pažeista, esant intensyvumui, daug mažesniame nei vieno impulso abliacijos slenkstis. Didinant impulsų skaičių, abliacijos slenksčio vertė laipsniškai mažėja. Įrodyta, kad akumuliacinius efektus metaluose lemia medžiagos plastinės deformacijos, sukeltos terminių reiškinių. Apdirbimo tikslumas, veikiant medžiagą lazerio Gauso pluoštu, priklauso nuo keleto pluošto ir medžiagos parametrų: abliacijos slenksčio F_{th} , Gauso pluošto radiuso ω_0 , ir energijos tankio pluošto centre F_0 [22], [23].

Energijos tankį pluošto centre ir impulso energiją sieja sąryšis:

$$F_0 = \frac{2E_p}{\pi\omega_0^2}, \quad (14)$$

čia E_p – impulso energija.

Iš to gaunama, kad esant tam tikram abliacijos slenksčiui, kraterio diametras D siejamas su energijos tankiu pluošto centre :

$$D^2 = 2\omega_0^2 \ln\left(\frac{F_0}{F_{th}}\right). \quad (15)$$

Kadangi energijos tankis pluošto centre tiesiškai priklauso nuo impulso energijos, pluošto radiusą ω_0 eksperimentiškai galima surasti iš grafiko, ašyse atidėjus kraterio diametro kvadrato D^2 priklausomybę nuo impulso energijos E_p logaritmo. Ekstrapoliuodami $D^2 = 0$, galime rasti abliacijos slenkščio vertę $F_{th}(n)$, čia n impulsų skaičius [19], [22].

Vykstantys akumuliaciniai efektai gali būti paaiškinti inkubacijos modeliu. Abliacijos slenkstis $F_{th}(n)$ po n impulsų susijęs su abliacijos slenkščiu vienam impulsui tokia priklausomybe:

$$F_{th}(n) = F_{th}(1)n^{S-1} \quad (16)$$

čia S inkubacijos koeficientas, jis nusako koks yra inkubacijos mastas tam tikroje medžiagoje. Kai $S = 1$, inkubacija nepasireiškia. Iš (16) lygties galima suprasti, kad $\log(n \times F(n))$ yra proporcingas logaritmui n su koeficientu S [24].

Lygtys – (15) ir (16) gali būti apjungtos bandant susieti kraterio diametrą D su lazerinių impulsų skaičiumi n , paveikusių vieną tašką:

$$D = \omega_0 \sqrt{2 \ln\left(\frac{F_0}{F_{th}(1)n^{S-1}}\right)} \quad (17)$$

Medžiagos abliacijos slenkstį taip pat galima nustatyti tiriant pašalintos medžiagos vienu impulsu kiekį. Išabliuotos medžiagos kiekis vienu impulsu – L yra proporcingas, energijos tankio pluošto centre F_0 logaritmui, todėl ekstrapoliacijos metodas, kaip ir aprašytas aukščiau, gali būti panaudotas F_{th} radimui [24], [25].

Tenka išskirti du lazerinės abliacijos tipus: švelnią abliaciją ir stiprią abliaciją. Švelnios abliacijos sparta yra maža ir priklauso nuo spinduliuotės įsiskverbimo gylio $1/\alpha$, kur α medžiagos sugerties koeficientas atitinkamam bangos ilgiui [22]. Mažam lazerinės spinduliuotės energijos tankiui ($F_{th} < 1 \text{ J/cm}^2$):

$$L = \alpha^{-1} \ln\left(\frac{F_0}{F_{th}^\alpha}\right), \quad (18)$$

čia F_{th}^α abliacijos slenkstis švelniosios abliacijos fazėje. Stiprios abliacijos atveju medžiagos pašalinimo sparta yra didesnė ir yra charakterizuojama šiluminės difuzijos gyliu γ . Šiluminės difuzijos gylis apibudina atstumą, kurį elektronai gali pernešti šiluminę energiją. Didesniam intensyvumui ($F_{th} > 1 \text{ J/cm}^2$):

$$L = \gamma \ln \left(\frac{F_0}{F_{th}^\gamma} \right), \quad (19)$$

čia F_{th}^γ abliacijos slenkstis stipriosios abliacijos fazėje [24].

1.7. Efektyvios abliacijos modelis

Vienas iš veiksnių, stabdančių lazerinio mikroapdirbimo technologijų skverbimąsi į pramonę, yra tai, jog norint pereiti nuo vienos medžiagos apdirbimo prie kitos, reikia atlikti daugybę tyrimų. Kol kas nėra tikslių modelių, kurie, suvedus medžiagos duomenis ir apibūdinus norimą rezultatą, parūpintų atsakymą, kokie įrangos parametrai turėtų būti nustatyti, kad medžiaga būtų apdirbama greičiausiai, išlaikant norimą kokybę. Tačiau yra sukurta modelių, palengvinančių optimalių parametų pasirinkimą vienas iš jų – efektyviausių abliacijos parametų radimo modelis [26].

Remiantis dviejų temperatūrų modeliu, aprašančiu lazerinį mikroapdirbimą, medžiagos pašalinimo sparta vienam vidutinės galios vienetui, dar vadinama šalinimo sparta, gali būti apibūdinta funkcija nuo lazerio Gauso pluošto intensyvumo F_0 :

$$\frac{dV/dt}{P_{av}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\delta}{F_0} \cdot \ln^2 \left(\frac{F_0}{F_{th}} \right), \quad (20)$$

čia V pašalintos medžiagos tūris, P_{av} – vidutinė lazerio galia, δ yra spinduliuotės įsiskverbimo gylis. Patvirtinta [26]–[28], jog egzistuoja optimalus impulso energijos tankis F_{opt} , kuriuo apdirbant medžiagą, gaunami geriausi rezultatai. Optimalus impulso energijos tankis gali būti apskaičiuojamas pagal formulę:

$$F_{opt} = e^2 \cdot F_{th}. \quad (21)$$

Naudojant impulsų energijos tankį, mažesnį nei optimalus, abliacijos procesas vyksta labai neefektyviai, o viršijus optimalų energijos tankį, iš išgarinamos medžiagos formuojasi plazma ir apdirbimo kokybė mažėja.

2. Skenavimo ir pozicionavimo sistemos

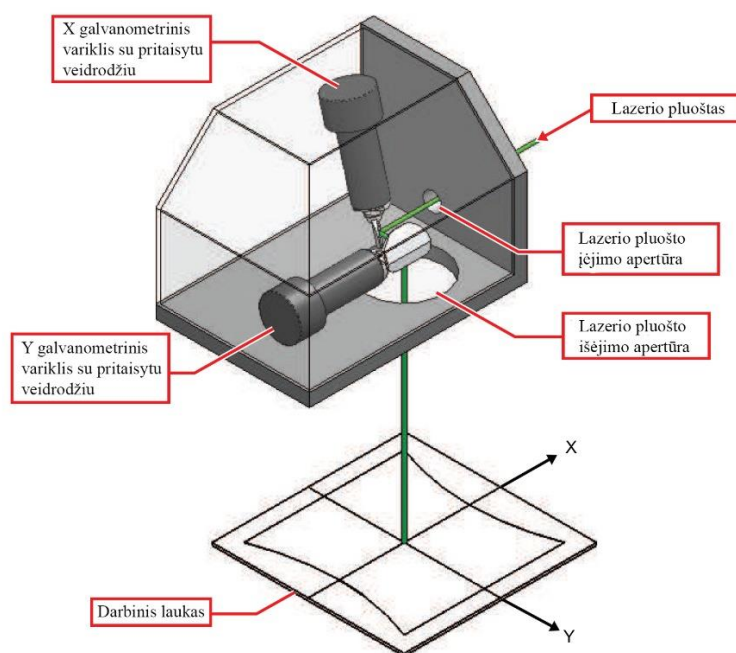
Mechaniniai skeneriai yra naudojami judinti lazerio spindulį medžiagos paviršiumi ir taip paveikiant tik norimas medžiagos sritis. Dažniausiai naudojamos skenavimo sistemos yra sudarytos iš besisukančių daugiabriaunių veidrodžių arba veidrodėlių, kurie gali sukrotis tam tikru kampu apie savo ašį. Tokio tipo skeneriai yra, galima sakyti, pritaikomi visose mikroapdirbimo srityse: pjovime, gręžime, kaitinime, suvirinime, valyme ir kitose panašiose srityse [29].

Apie savo ašį pasisukantys veidrodžiai dažniausiai yra judinami galvanometriniiais varikliais.

2.1. Galvanometriniai skeneriai

Galvanometrinio skenerio sandara yra ganėtinai paprasta. Tai laidininko ritė patalpinta nuolatinių magnetų kuriame magnetiniame lauke. Kai rite ima tekėti srovė, ji sukuria magnetinį lauką, kuris priešinasi nuolatinių magnetų kuriame laukui, todėl ritė būna pasukama tam tikru kampu. Nuo srovės krypties ir stiprio priklauso kaip greitai ir kokia kryptimi pasisuks ritė. Jei pritaisytime prie ritės veidrodį, jis judės kartu su rite. Tokios sistemos su veidrodžiu vadinamos galvanometriniiais skeneriais [30].

Naudojantis galvanometriniiais skeneriais pasiekiamas didelis atspindžio kampas, o skenuojant beveik visiškai nesukeliama jokių trikdžių lazerio pluošto stabilumui. Patys veidrodžiai gali būti įvairių dydžių ir gali būti judinami labai įvairiais greičiais. Tačiau, norint skenuoti didelio diametro lazerio pluoštą, tenka naudoti didelius veidrodžius.



2.1 pav. Standartinio 2 ašių galvanometrinio skenerio schema [31].

Didinant veidrodžius, išauga masė, tai reiškia ir inercija, todėl mažėja skenavimo greitis ir pozicionavimo tikslumas. Pasitelkiant du galvanometrų valdomus veidrodžius, galime lazerio spindulį skenuoti dviem ašimis. Dažniausiai viename įrenginyje ir naudojami du galvanometriniai veidrodžiai [30].

2.2. Daugiabriauniai skeneriai

Daugiabriaunių (dar vadinamų poligoniniais) skenerių pagrindinis elementas yra ašinės simetrijos daugiabriaunis (7 ir daugiau), ant kurio briaunų yra užgarinti šviesą atspindintys veidrodžiai. Daugiabriaunis sukasi dideliu greičiu ir veidrodžiai atlenkia lazerio pluoštą. Daugiausia naudojami prizminiai poligoniniai skeneriai, kurių veidrodžiai yra išdėstyti ant prizmės šoninių paviršių. Piramidiniai daugiabriauniai, kuriuose veidrodžių briaunos yra ant nupjauto kūgio taip pat gali būti naudojami, pavyzdžiui, terminiam apdirbimui, nors juos yra sudėtinga pagaminti. Pagrindinis piramidinių daugiabriaunių veidrodžių pranašumas, palyginti su prizminiais, yra tas, kad skenavimo plotis gali būti keičiamas, keičiant pluošto kritimo į kūgį aukštį [18].

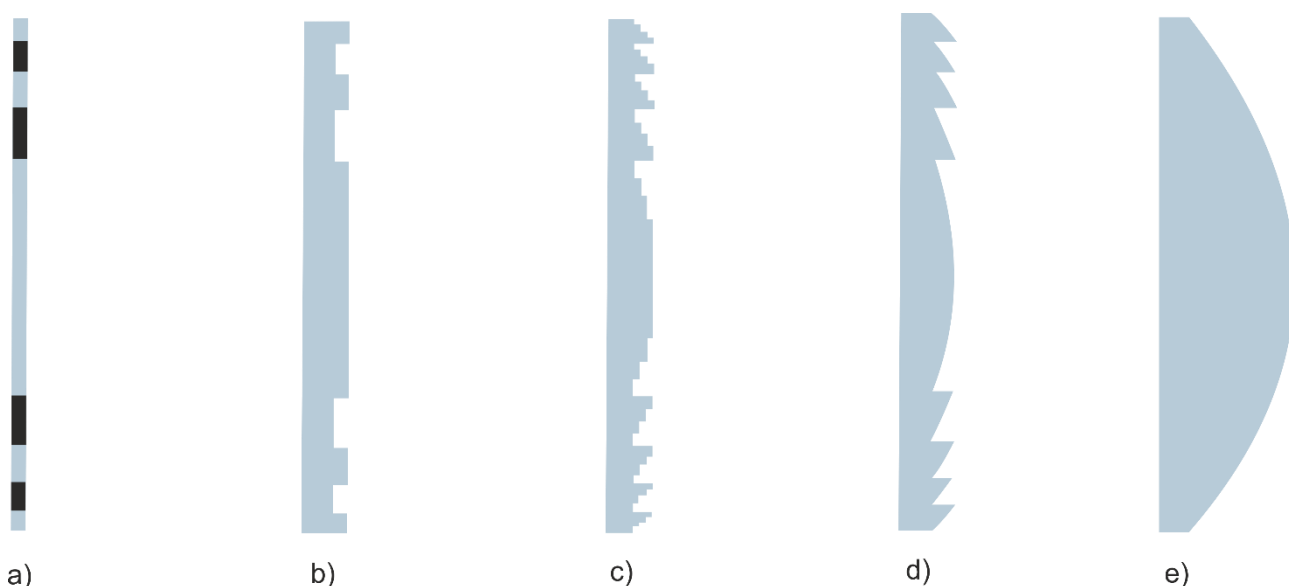
Dvimatis skenavimas yra realizuojamas, įrengiant papildomą pluoštą atlenkiantį prietaisą, pavyzdžiui galvoskenerį. Daugiabriauniai skeneriai apsiriboja rastriniu skenavimu ir dažniausiai yra naudojami lazerinėse projektavimo sistemose ir lazeriniam žymėjimui.

Poligoninių skenerių skenavimo dažnis, nusakantis pasikartojančių skenavimų skaičių, priklauso nuo daugiabriaunio sukimosi greičio. Skenavimo dažnis f_s gali būti išreikštas ašies sukimosi greičiu N ir veidrodžio briaunų skaičiumi m [18]:

$$f_s = Nm. \quad (22)$$

3. Zoninės Frenelio plokštelės

Zoninės Frenelio plokštelės (ZFP) tai dariniai turintys lęšiams priskiriamų savybių. Jos gali būti naudojamos elektromagnetinėms bangoms fokusuoti ir atvaizduoti. Fokusavimo savybės atsiranda dėl difrakcijos ir interferencijos, o ne dėl refrakcijos. Pagrindiniai zoninių plokštelių pranašumai prieš tradicinius lęšius: struktūros paprastumas, mažesnis storis bei svoris, o tai reiškia, kad ir mažesni nuostoliai dėl sugerties. Frenelio zoninės plokštelės skirstomos į dvi grupes: pirmosios grupės plokštelės formuojamos iš koncentrinų skaidrių ir neskaidrių (atspindinčių) žiedo formos zonų, antrosios grupės plokštelės – sudarytos iš dalinai skaidrios medžiagos, kurioje suformuoti tam tikro pločio ir gylio koncentriniai žiedo formos įgilinimai, sukuriantys reikiamą fazės pokytį [32].



3.1 pav. Skirtingų fokusuojančių struktūrų profiliai: a) zoninė Frenelio plokštelė, b) pusės periodo fazinė plokštelė, c) ketvirčio periodo fazinė plokštelė, d) Frenelio lęšis, e) lęšis [33]

Dalinai skaidrios zoninės Frenelio plokštelės pagamintos taip, kad skirtingas zonas praėjusios spinduliuotės fazės turėtų mažiau nei pusės periodo skirtumą (3.1a pav.) Todėl jų superpozicija lemia intensyvumo smailę pasirinktame ašiniame taške – spinduliuotė fokusuojama. Tačiau tokios struktūros nėra efektyvios, nes atspindi pusę krintančios spinduliuotės energijos. Teoriškai su tokiomis plokštelėmis maksimaliai galime pasiekti tik apie 10,1% efektyvumą [34]. Pirmieji tokių struktūrų matavimai mikrobangų srityje buvo atlikti 1961 metais *Van Buskirk* ir *Hendrix* [35].

Pakeitus neskaidrias zonas skaidriomis reikiamo storio zonomis galime gauti 180° fazės poslinkį tarp gretimų zonų, ir tokiu atveju visa į plokštelę kritusi spinduliuotė yra fokusuojama. Tokie dariniai dar vadinami zoninių Frenelio plokštelių lęšiais, fazinėmis plokštelėmis arba

„dvejetaisiais“ Frenelio lęšio artiniais (3.1b pav.). Teorinis tokių struktūrų efektyvumas yra 40,4%. Efektyvumą galima gerinti didinant laiptelių skaičių (3.1c pav.). Idealiu atveju sukuriama fazės pokytis ties kiekviena zona turėtų būti tolydus, ir tokiu atveju teoriškai įmanomas 100% efektyvumas (3.1d pav.) Šio tipo struktūros yra vadinamos faziniais Frenelio lęšiais (FFL) [32], [34].

Iš esmės ZFP lęšiai susideda iš vadinamųjų pilno periodo zonų, kurių radiusą b_w galima suskaičiuoti pagal formulę:

$$b_w = \sqrt{2w\lambda_0 F + (w\lambda_0)^2}, \quad (23)$$

čia $w = 1, 2, \dots, W$ yra zonos numeris skaičiuojant nuo ZFP centro, W – zonų skaičius, F – ZFP židinio nuotolis, λ_0 – bangos ilgis. Pilno periodo zonos sukuria vienodą kritusios spinduliuotės fazės pokytį, lygų 2π .

Visos pilno periodo zonos yra padalintos į $p = 2, 4, 8, \dots$ dalines zonas. Kiekviena dalinė zona – s , kritusios spinduliuotės fazę pakeičia per $2\pi/p$ lyginant su gretima daline zona. Išorinis dalinės zonos radiusas b_s randamas pagal formulę:

$$b_s = \sqrt{\frac{2s\lambda_0 F}{p} + \left(\frac{s\lambda_0}{p}\right)^2}, \quad (24)$$

čia $s = 1, 2, \dots, S$, $s = wp$ ir $S = Wp$.

Pilno periodo zonoje dalinės zonos sudaro laiptuotą struktūrą, visų laiptelių aukštis t_p yra vienodas:

$$t_p = \frac{\lambda_0}{p(n-1)} \quad (25)$$

čia n yra ZFP lęšio gamybai naudotos medžiagos lūžio rodiklis [11].

4. THz elektromagnetinių bangų pralaidumą gerinančios struktūros

Elektromagnetinių bangų pralaidumą gerinančios struktūros dar vadinamos skaidrinančiomis (taip bus vadinama šiame darbe), atspindį mažinančiomis ar tiesiog antirefleksinėmis dangomis. Medžiagos pralaidumas tam tikro dažnio spinduliuotei įgyvendinamas sumažinus atspindžio koeficientą, pasitelkiant ant medžiagos paviršiaus suformuotomis 2D gardelėmis dar žinomomis drugio akies struktūros (angl. *Moth eye*) pavadinimu [36]. Kai struktūrų matmenys mažesni nei krįtantčios spinduliuotės bangos ilgis, sukuriamas efektinis lūžio rodiklis, kuris tolydžiai kinta nuo aplinkos lūžio rodiklio iki naudojamos medžiagos lūžio rodiklio, taip panaikinant atspindį sukeltą staigaus lūžio rodiklio pokyčio pereinant iš vienos terpės į kitą. Efektinio lūžio rodiklio kitimo pobūdis priklauso nuo naudojamų struktūrų profilio [37].

Skaidrinančios struktūros gali būti pritaikytos THz sričiai, o monokristalinis silicis puikiai tinkanti medžiaga THz optiniams elementams, kurioje gali būti formuojamos skaidrinančios struktūros. Trumpiausias, naudojamo THz bangų spektro, bangos ilgis λ_{\min} lemia reikiamą struktūrų periodą Λ . Kai kritimo kampas lygus 0° , pereinant iš oro į silicį reikiamas struktūros periodas aprašomas taip:

$$\Lambda \leq \frac{\lambda_{\min}}{n_{\text{si}}}, \quad (26)$$

čia n_{si} – monokristalinio silicio lūžio rodiklis.

Skaidrinančių struktūrų efektyvumas priklauso ne tik nuo pagamintų gardelių periodo Λ , bet ir nuo jų gylio d :

$$d \geq \frac{\lambda_{\max}}{4n_{\text{ef}}}, \quad (27)$$

čia n_{ef} – vidutinis efektinis lūžio rodiklis, kuris priklauso nuo struktūros užpildos faktoriaus. Didžiavaržio monokristalinio silicio atveju nurodomas optimalus efektinis lūžio rodiklis $n_{\text{ef}} = 1,85$ [38].

5. Eksperimentinė įranga ir medžiagos

5.1. Eksperimento įranga

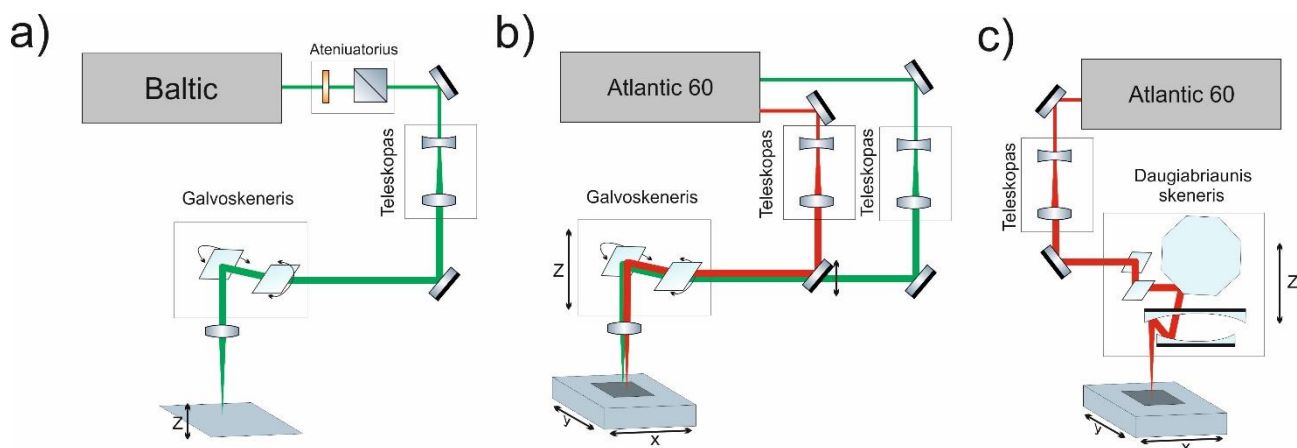
Atlikti šiame darbe aprašytus tiesioginės lazerinės abliacijos eksperimentus buvo naudojamos keturios skirtingos lazerinės sistemos. Iš esmės, tarpusavyje jos skyrėsi naudotais skirtingų impulsų trukmių lazeriais, naudotos lazerinės spinduliuotės bangos ilgiais bei lazerio pluošto (bandinio) pozicionavimo sistemomis. Išsamesni sistemos naudotos įrangos parametrai pateikti 5.1 lentelėje, o grafinės schemas 5.1 pav.

Sistemų pavadinimai parinkti taip, kad suteiktų skaitytojui informacijos, kas sudaro sistemą. Pradžioje einančios didžiosios raidės reiškia naudotą bangos ilgį: 1064 nm (IH), 532 nm (IIH). Sekančios mažosios raidės žymi lazerinio impulso trukmes: nanosekundinė (ns), pikosekundinė (ps). Galiausiai, paskutinis žodis nurodo, koks prietaisas buvo naudotas pozicionuoti lazerio pluoštą: galvanometriniis skeneris (Galvo), poligoninis skeneris (Poly).

3.1 lentelė. Eksperimentinių sistemų įrangos charakteristikos

	1. Sistema (IIHnsGalvo)	2. Sistema (IIHnsGalvo)	3. Sistema (IHpsGalvo)	4. Sistema (IHpsPoly)
LAZERIAI				
Pavadinimas	Baltic HP (UAB „Ekspla“)	Atlantic 60 (UAB „Ekspla“)	Atlantic 60 (UAB „Ekspla“)	Atlantic 60 (UAB „Ekspla“)
Impulso trukmė	6 - 18 ns	13 ps	13 ps	13 ps
Maksimalus impulsų pasikartojimų dažnis	100 kHz	1 MHz	1 MHz	1 MHz
Bangos ilgis	532 nm	532 nm	1064 nm	1064 nm
Maksimali vidutinė galia	3,5 W	35 W	60 W	60 W
Skeneriai				
Pavadinimas	hurrySCAN 14 (ScanLab)	inteliSCAN _{se} 14 (ScanLab)	inteliSCAN _{se} 14 (ScanLab)	LSE 170 (Next Scan Technology)
Numatytas bangos ilgis	532 nm		1064 nm	
Objektyvo židinio nuotolis	80 mm		100 mm	190 mm
Motorizuoti stalai				
Pavadinimas	8MT167-100 (UAB „Standa“)	PRO165 (Aerotech)	PRO165 (Aerotech)	ALS10020 ir BMS60 (Aerotech)

Pirmoje (IIHnsGalvo) sistemoje buvo naudotas diodais kaupinamas kietakūnis nanosekundinis lazeris Baltic HP su viduje integruotais netiesiniais kristalais galinčias generuoti antrą (532 nm) ir trečią (355 nm) harmonikas. Šiame darbe buvo naudojama 532 nm bangos ilgio lazerinė spinduliūtė. Antroje (IIHpsGalvo), trečioje (IHpsGalvo) ir ketvirtoje (IHpsPoly) sistemose buvo pasitelktas taip pat diodais kaupinamas kietakūnis, tačiau pikosekundinės impulso trukmės lazeris Atlantic 60. Atlantic 60 taip pat viduje turi integruotus netiesinius kristalus, skirtus harmonikoms generuoti. IIHpsGalvo sistemoje naudota antra harmonika (532 nm), o IHpsGalvo ir IHpsPoly sistemose – fundamentinė harmonika (1064 nm). IIHnsGalvo, IIHpsGalvo ir IHpsGalvo sistemose lazerinis spindulys XY plokštumoje buvo valdomas galvanometriniiais skeneriais. IIHnsGalvo sistemoje hurrySCAN 14 su 80 mm židinio nuotolio objektyvu, o IIHpsGalvo ir IHpsGalvo dviem bangos ilgiams (532 nm ir 1064 nm) pritaikytu inteliSCAN_{se} 14 su atitinkamai 80 mm ir 100mm židinio nuotolio objektyvais. Bandinys Z kryptimi IIHnsGalvo sistemoje buvo pozicijonuojamas motorizuotu stalu 8MT167-100, o IIHpsGalvo ir IHpsGalvo sistemose motorizuoto staliuko PRO165 pagalba Z kryptimi buvo keičiama skenerio padėtis. IHpsPoly sistemoje spindulio valdymas XY plokštumoje buvo atliekamas poligoniniu skeneriu LSE 170, kuris dideliu greičiu skenuoja X ašimi, kai tuo tarpu motorizuotu stalu ALS10020, sinchronizuotu su poligoniniu skeneriu, bandinys yra slenkamas Y ašimi. Židinio padėtis bandinio atžvilgiu Z kryptimi buvo keičiama BMS60 motorizuotu stalu, perstumiant skenerį. Visų sistemų valdymas buvo atliekamas, pasitelkus kompiuterį.

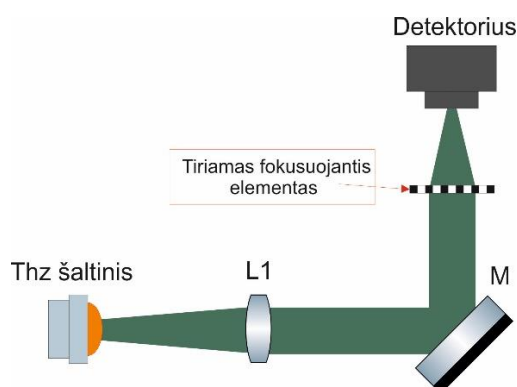


5.1 pav. Darbe naudotų lazerinių sistemų schemas: a) IIHnsGalvo, b) IIHpsGalvo ir IHpsGalvo, c) IHpsPoly

Lazerio vidutinės galios matavimai buvo atliekami galios matuokliu Nova 2 (Ophir). Mikroapdirbimo eksperimentai ir jų kokybė buvo įvertinami iš nuotraukų, padarytų optiniu mikroskopu BX51 (Olimpus), skenuojančiu elektroniniu mikroskopu (angl. *Scanning Electron*

Microscope – SEM) JSM-6490LV (JEOL), bei duomenų, gautų profilometru Dektak 150+ (Veeco). Po lazerinio apdirbimo ant bandinio likusios šiukšlės buvo pašalinamos ultragarsinėje vonelėje Sonorex RK102H (Bandelin), naudojant 70 °C temperatūros dejonizuotą vandenį.

Pagaminti optiniai elementai, skirti THz elektromagnetinių bangų ruožui, buvo tiriami FTMC Terahercų fotonikos laboratorijoje. 5.2 pav. pateikta principinė matavimo schema, joje pavaizduotas THz bangų šaltinis generavo 0,58 THz dažnio spinduliuotę (0,517 mm bangos ilgio), kuri buvo sukolinuota lęšiu L1. Veidrodžiu M spinduliuotė buvo nukreipta į tiriamą fokusuojantį elementą, tuo pačiu iškerpant 2 colių skersmens pluoštą. Tiriamo elemento fokuso plokštumoje buvo pastatytas detektorius (CMOS lauko tranzistorių masyvas [39]).



5.2 pav. Principinė pagamintų THz difrakcinių fokusuojančių optinių elementų tyrimo schema, čia L1 – kolimuojantis lęšis, M – plokščias veidrodis

5.2. Bandiniai

Darbe aprašyti eksperimentai buvo atlikti naudojant dviejų tipų monokristalinio silicio plokšteles, kurios pasižymi skirtingu pralaidumu THz bangų srityje. 5.2 lentelėje pateiktas silicio plokštelių palyginimas.

5.2 lentelė. Eksperimentuose naudotų silicio plokštelių charakteristikos

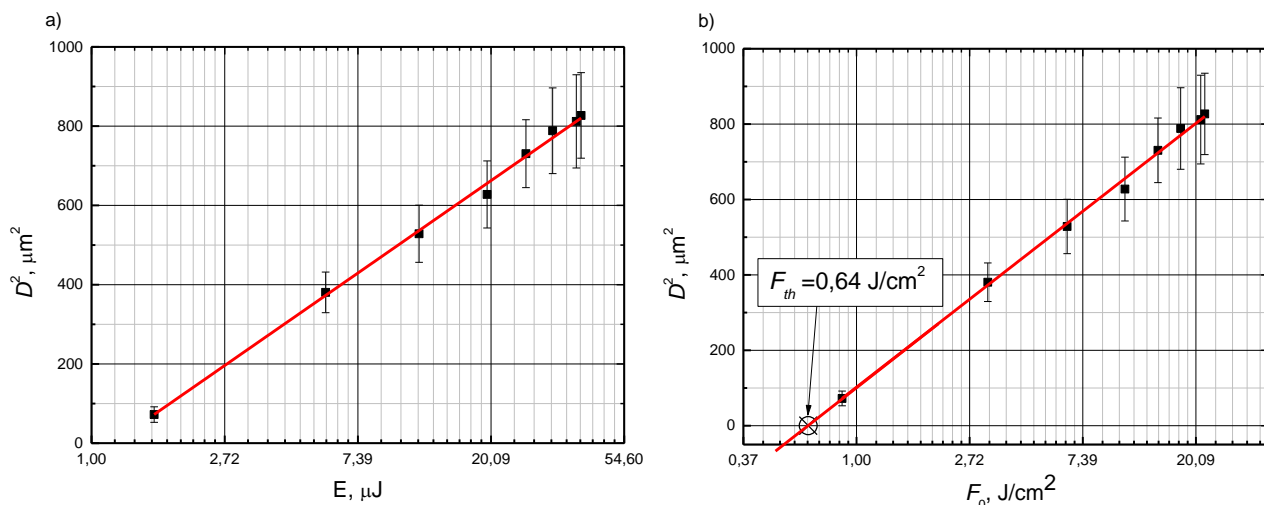
Nr.	Storis (mm)	Orientacija	Varža ($\Omega \cdot \text{cm}$)
1.	0,46	110	10-25
2.	0,5	100	1000 -10000

6. Efektyvus monokristalinio silicio apdirbimas

Silicis – puslaidininkis. Jo plonos plokštelės, išpjautos iš silicio monokristalų, naudojamos šiuolaikinėje elektronikoje, pavyzdžiui, saulės baterijose, integruiuose grandynuose; optikoje silicis naudojamas neatspindinčioms dangoms, šviestukams, siaurajuosčiams filtrams, interferenciniams filtrams, bangolaidžiams ir fotoniniams kristalams gaminti. Jau net nekalbant apie ne gryno silicio pritaikymus, kurių yra begalės [40]. Šio darbo įvade taip pat paminėta nemažai THz bangų ruožui skirtų elementų, kurie gaminami iš silicio. Šiame skyriuje aprašomų eksperimentų tikslas – nustatyti parametrus efektyviam silicio apdirbimui pasitelkus lazerinę spinduliuotę.

6.1. Efektyvi silicio abliacija 532 nm bangos ilgio nanosekundiniais impulsais

Siekiant nustatyti optimalius parametrus silicio mikroapdirbimui, buvo naudojama 5.1 poskyryje aptarta IHHnsGalvo sistema. Joje lazerinės spinduliuotės šaltinis – nanosekundinis lazeris Baltic HP, o pluoštas ant bandinio paviršiaus buvo pozicionuojamas galvanometriniu skeneriu. Lazerio impulsų pasikartojimo dažnis buvo $f_{rep} = 10$ kHz, bangos ilgis $\lambda = 532$ nm, o impulsų trukmė ~ 7 ns.

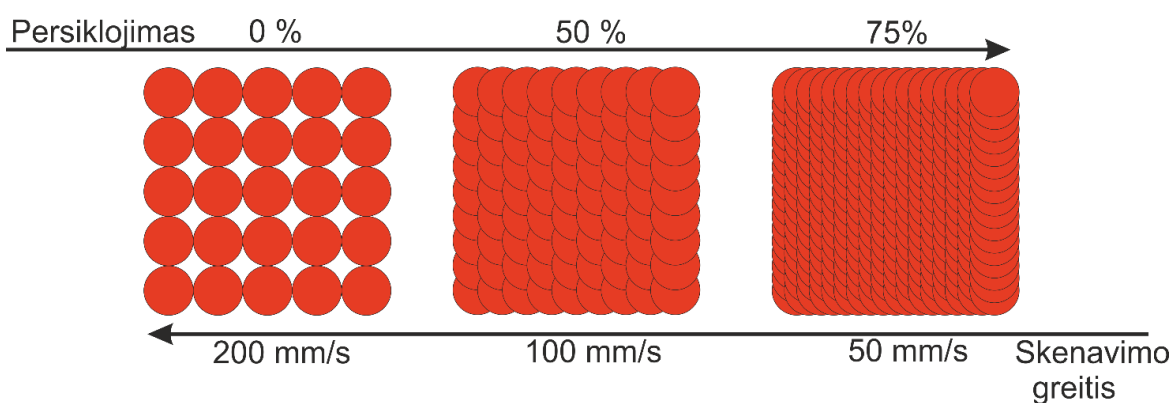


6.1 pav. a) Išabliuoto kraterio diametro kvadrato D^2 priklausomybė nuo impulso energijos E_p natūrinio logaritmo (aprosimuotos kreivės polinkis lygus $2w_0^2$), b) D^2 priklausomybė nuo impulso energijos tankio F_0 natūrinio logaritmo skalėje, aproksimuota kreivė kerta X ašį ties abliacijos slenksčio verte – $F_{th} \approx 0,64$ J/cm².

Pirmas etapas buvo nustatyti naudotos 460 μm storio silicio plokštelės abliacijos slenksčių F_{th} , bei surasti pluošto sąsmaukos radiusą w_0 . Tai buvo atlikta 1.6 poskyryje aptartu metodu – išmatavus kraterių, padarytų vienu impulsu ant bandinio paviršiaus, keičiant impulsų energijas nuo 1,6 μJ iki 39,5 μJ , diametrus ir atitinkamai apdorojus gautus duomenis. Eksperimentiškai nustatytas

pluošto, sufokusuoto 80 mm židinio nuotolio F-theta objektyvu, radiusas ant bandinio paviršiaus $w_0 \approx 10,8 \mu\text{m}$, o abliacijos slenkstis $F_{th} \approx 0,64 \text{ J/cm}^2$ (6.1 pav).

Antro etapo metu naudojant skirtingas parametrų kombinacijas, skenuojant vieną kartą rastriniu būdu, buvo abluojamas silicio plokštelės paviršius, ir adatiniu profilometru išmatuotas išabliuotos vietos gylis h ir paveiktos zonos paviršiaus šiurkštumas R_a . Eksperimentai buvo atlikti varijuojant impulsų energijos tankį (keičiant impulsų energiją, w_0 – pastovus) ir persiklojimą. Impulsų persiklojimo keitimas buvo atliekamas keičiant skenavimo greitį išlaikant tą patį 10 kHz impulsų pasikartojimo dažnį. Svarbu pabrėžti, kad abluojant paviršiaus plotą impulsų persiklojimas buvo išlaikomas vienodas išilgai X ir Y ašims, tai reiškia, kad sumažinus skenavimo greitį, padidėja impulsų persiklojimas X ašyje, todėl, norint išlaikyti tą patį apdirbamą plotą, tenka atitinkamai padidinti skenuojamų linijų skaičių ir sumažinti atstumą tarp jų (6.2 pav).



6.2 pav. Impulsų persiklojimo keitimo pavyzdys skenuojant $10 \mu\text{m}$ radiuso pluoštą, kai $f_{rep} = 10 \text{ kHz}$ nekinta, keičiamas tik greitis ir atstumas tarp gretimų skenuojamų linijų

Kaip ir buvo galima tikėtis, iš apdorotų duomenų (6.1 lentelė) matome, kad daugiausiai medžiagos galima pašalinti naudojant didžiausią energijos tankį bei persiklojimą. Didžiausias medžiagos kiekis vienu skenavimu pašalinamas, kai impulsų persiklojimas $\sim 90\%$.

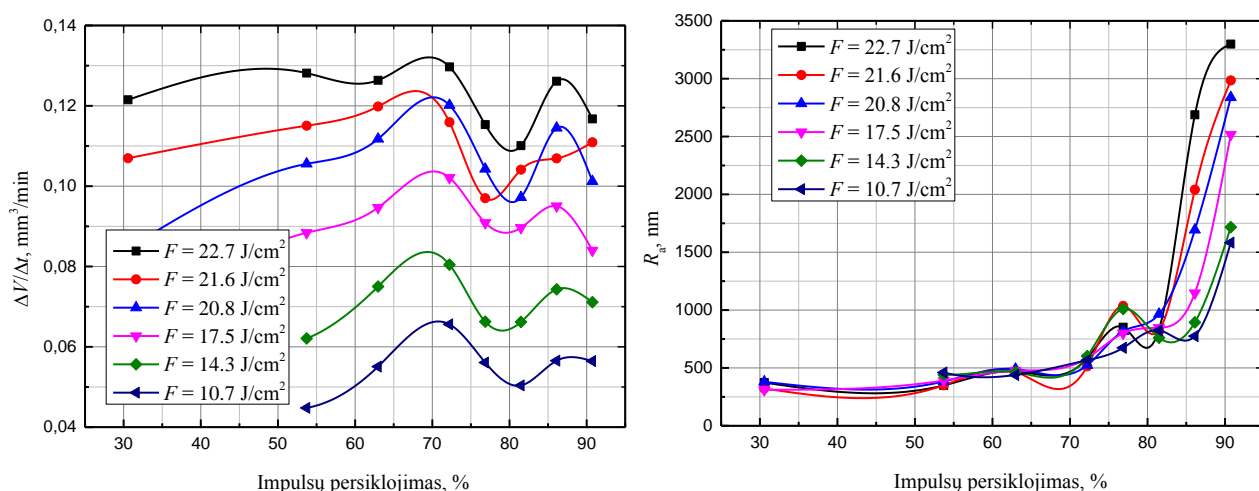
6.1 lentelė. Abluoto ploto gylis esant įvairioms impulsų persiklojimo ir F vertėms

Impulsų persiklojimas, %	30,6	53,7	63,0	72,2	76,9	81,5	86,1	90,7	95,4
$F, \text{ J/cm}^2$	$h, \mu\text{m}$								
22,7	1,2	2,6	3,8	6,7	8,5	12,4	24,8	50,6	-
21,6	1,0	2,3	3,6	6,0	7,1	11,7	21,0	48,1	-
20,8	0,8	2,1	3,4	6,2	7,6	10,9	22,5	43,9	-
17,5	0,6	1,8	2,9	5,3	6,7	10,1	18,7	36,4	-
14,3	-	1,2	2,3	4,2	4,9	7,4	14,6	30,8	-
10,7	-	0,9	1,7	3,4	4,1	5,7	11,1	24,5	-
6,4	-	-	0,8	1,6	2,4	3,4	6,2	15,0	39,5
3,2	-	-	-	-	-	-	-	6,8	12,7

- reiškia, kad paviršiaus šiurkštumas buvo palyginamas su abluoto ploto gyliu

Tolimesnis impulsų persiklojimo didinimas nenaudingas, nes apdirbtos vietos šiurkštumas R_a išauga tiek, jog ima viršyti išabliuotą gylį. Gauti rezultatai informatyvumo dėlei atvaizduoti ne grafiškai, o lentelės pavidalu.

Norint įvertinti, kuri iš šių parametų kombinacijų atitinka efektyviausią, laiko atžvilgiu, monokristalinio silicio paviršiaus mikroapdirbimą, reikia padalinti vienu skenavimu pašalintos medžiagos tūrio V vertes iš proceso trukmės, reikalingos atitinkamam plotui abliuoti. Matome (6.3a pav), kad greičiau pašalinamas tas pats medžiagos kiekis, kai impulsų persiklojimą sumažiname iki $\sim 70\%$ vertės. Toks impulsų persiklojimas optimalus ne tik medžiagos pašalinimo spartos atžvilgiu, bet ir apdirbto paviršiaus šiurkštumo atžvilgiu (6.3b pav.).



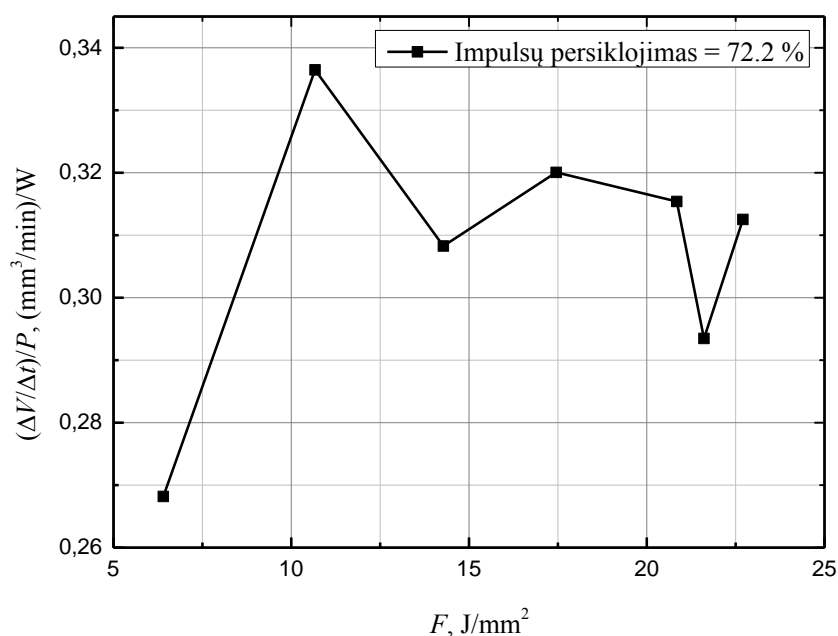
6.3 pav. a) medžiagos pašalinimo sparta, b) paviršiaus šiurkštumas R_a , naudojant įvairias impulsų persiklojimo ir energijos tankio F vertes monokristalinio silicio paviršiaus abliavimui. Didžiausia medžiagos pašalinimo sparta pasiekama, kai impulsų persiklojimas $\sim 70\%$

Šiuose grafikuose (6.3 pav.) atvaizduotų rezultatų atsiradimo priežastis – nanosekundinių impulsų sukelta šilumos akumuliacija ir medžiagos pašalinimas skysčio pavidalu. Kol impulsų persiklojimas yra mažesnis nei 70 %, didžioji dalis pašalinamos medžiagos yra išgarinama, o medžiagos paviršius yra perlydomas todėl paviršiaus šiurkštumas išlieka apytiksliai vienodas. Didinant persiklojimą virš 70 % pereinama į neoptimalų režimą, nes to paties dydžio plotelio skenavimo trukmė didinant persiklojimą auga greičiau nei pašalintos medžiagos kiekis, todėl matomas medžiagos pašalinimo spartos mažėjimas. Padidinus persiklojimą virš 80 % procentų vis didesnę dalis medžiagos pašalinama skystu pavidalu, dėl to vėl išauga medžiagos pašalinimo sparta, tačiau tai, taip pat, sukelia smarkų paviršiaus šiurkštumo padidėjimą, kuris nėra pageidaujamas.

Kalbant apie energijos tankio įtaką medžiagos pašalinimo spartai, tirtose ribose matosi (6.3a pav.) tik kilimas, tačiau maksimali vertė nebūtinai yra optimaliausia. Šiuo atveju reikia

atsižvelgti, koks vienu skenavimu pasiekiamas gylis (6.1 lentelė) yra priimtinas, konkrečiam taikymui.

Siekiant įvertinti apdirbimo efektyvumą naudojamos lazerio galios prasme, tenka medžiagos pašalinimo spartos vertes padalinti iš naudotos lazerio galios P . Grafiškai pateikus gautus rezultatus, kai X ašyje atidedame impulsų energijos tankį (6.4 pav.), gauname optimaliausią apdirbimo režimą – impulsų persiklojimas ~70 %, energijos tankis $F = 10,7 \text{ J/cm}^2$. Tai reiškia, kad siekiant pilnai išnaudoti lazerio potencialą reikėtų naudoti maksimalią galią ir padidinti pluošto radiusą tiek, kad ant apdirbamo monokristalinio silicio kristų ~10 J/cm² energijos tankis. Žinoma tai nėra sprendimas visiems nanosekundinių lazerinių impulsų taikymams, siekiant apdoroti monokristalinį silicį, tačiau iš šiame poskyryje pateiktų grafikų galima išsirinkti optimaliausią režimą norimam paviršiaus struktūravimui.



6.4 pav. Medžiagos pašalinimo sparta padalinta iš naudotos lazerio galios P ir atidėta nuo energijos tankio F , kai impulsų persiklojimas 72,2 %. Efektyviausias apdirbimo režimas, kai naudojamas energijos tankis $F = 10,7 \text{ J/cm}^2$.

6.2. Efektyvi silicio abliacija 532 nm bangos ilgio pikosekundiniais impulsais

Eksperimentai su pikosekundiniu lazeriu Atlantic 60 (plačiau: 5.1 poskyris IIHpsGalvo sistema) buvo atlikti tokiu pačiu principu kaip ir 6.1 poskyryje – iš pradžių išmatuotas abliacijos slenkstis bei sąsmaukos radiusas ($F_{th} \approx 0,7 \text{ J/cm}^2$ ir $w_0 \approx 9 \mu\text{m}$), o vėliau atlikta paviršiaus abliacija vienu skenavimu, naudojant įvairias impulsų persiklojimo ir energijos tankio verčių kombinacijas.

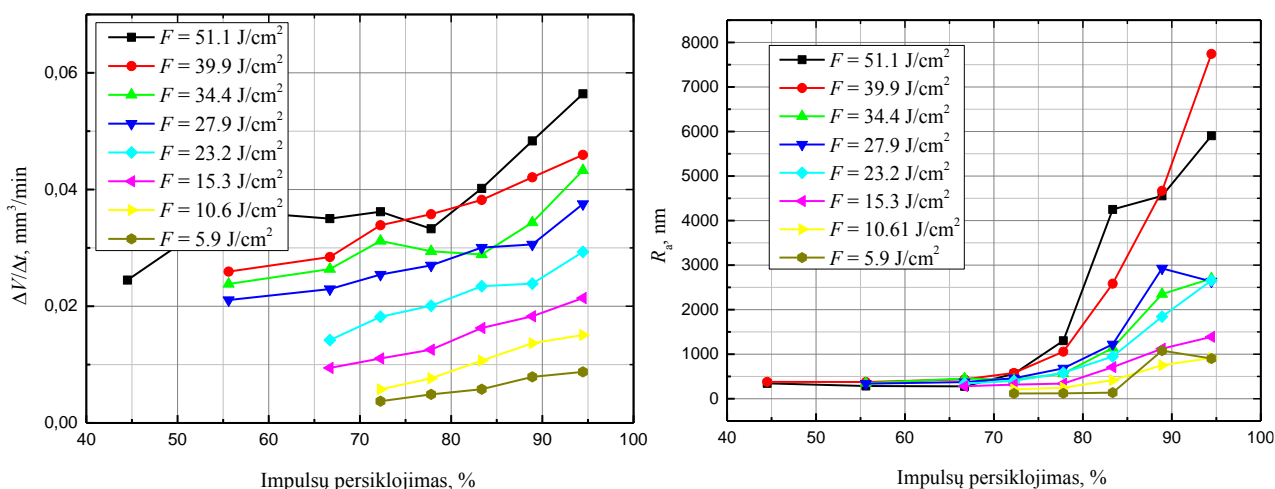
Atlikus abliacijos eksperimentus su 532 nm bangos ilgio, 13 ps trukmės impulsais ($f_{rep} = 10 \text{ kHz}$) ir apdorojus duomenis (6.2 lentelė), tapo aišku, kad pirminiai rezultatai (išabliuoto ploto gylis

esant įvairioms impulsų persiklojimo ir F vertėms) labai panašūs į gautus abliuojant nanosekundiniais impulsais t. y. daugiausiai medžiagos pašalinama naudojant didžiausią galimą persiklojimą ir energijos tankį. Tačiau duomenis perskaičiavus į medžiagos pašalinimo spartą $\Delta V/\Delta t$, matoma (6.5a pav.) visai kitokia tendencija nei nanosekundinių impulsų atveju - didžiausia medžiagos šalinimo sparta pasiekama naudojant didžiausią galimą persiklojimą.

6.2 lentelė. Abliuoto ploto gylis esant įvairioms impulsų persiklojimo ir F vertėms

Impulsų persiklojimas, %	44,5	55,6	66,7	72,3	77,8	83,4	88,9	94,5
F , J/cm ²	h, μm							
51,1	0,7	1,7	2,8	4,9	8,2	18,6	41,1	77,7
45,8	0,9	1,3	2,7	4,7	7,4	21,5	42,0	75,2
39,9	1,0	1,2	2,2	4,6	8,8	17,6	35,8	63,3
34,4	-	1,1	2,1	4,2	7,3	13,3	29,2	59,6
27,9	-	1,0	1,8	3,5	6,7	13,9	26,0	51,7
23,2	-	-	1,1	2,5	5,0	10,8	20,3	40,4
15,3	-	-	0,7	1,5	3,1	7,5	15,5	29,5
10,6	-	-	-	0,8	1,9	4,9	11,6	20,8
5,9	-	-	-	0,5	1,2	2,7	6,7	12,0
1,9	-	-	-	0,2	0,5	1,3	1,5	1,3

- reiškia, kad paviršiaus šiurkštumas buvo palyginamas su abliuoto ploto gyliu



6.5 pav. a) medžiagos pašalinimo sparta, b) paviršiaus šiurkštumas R_a , naudojant įvairias impulsų persiklojimo ir energijos tankio F vertes

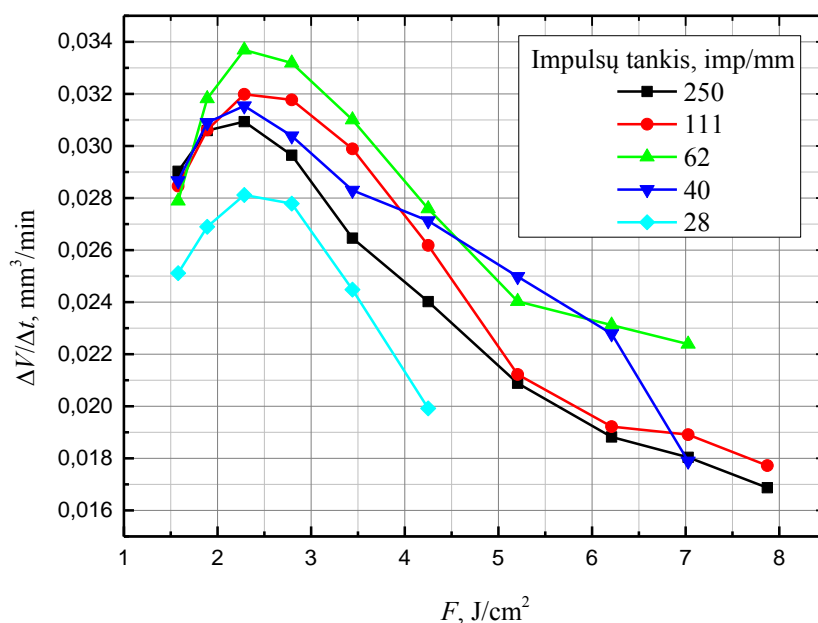
Atsižvelgus į paviršiaus šiurkštumo priklausomybę nuo impulsų persiklojimo (6.5b pav.) matome, kad tendencija tokia pati kaip ir apdirbimui naudojant nanosekundinius impulsus, kai impulsų persiklojimas viršija 70 %, šiurkštumas smarkiai išauga. Kadangi pikosekundinio apdirbimo atveju medžiagos pašalinimo spartos atžvilgiu nėra optimalaus impulsų persiklojimo, sprendimas, koku režimu struktūruoti monokristalinį silicį, turėtų būti priimtas pagal norimą paviršiaus šiurkštumą ir norimą pasiekti gylį vienu skenavimu.

6.3. Efektyvi silicio abliacija 1064 nm bangos ilgio pikosekundiniais impulsais

Tolimesni monokristalinio silicio abliacijos tyrimai buvo atliekami pasitelkus IHpsGalvo sistemą (plačiau aprašytą 5.1 poskyryje). Poreikis ištirti, monokristalinio silicio abliaciją 1064nm bangos ilgio 13 ps trukmės impulsais, atsirado įkvėptas galimybės gaminti numatytas THz bangoms skirtas struktūras ne tik galvanometriniu, bet ir poligoniniu skeneriu, kuris pritaikytas 1064 nm bangos ilgiui.

Šiuo atveju, siekiant surasti efektyviausios silicio abliacijos parametrus, eksperimentai buvo atliekami šiek tiek kitaip nei prieš tai esančiuose dviejuose poskyriuose. Atlikta paviršiaus abliacija, naudojant įvairias impulsų persiklojimo ir energijos tankio verčių kombinacijas buvo įgyvendinta, priešingai nei anksčiau, išlaikant vienodą lazerio galią ir keičiant fokuso plokštumos padėtį bandinio atžvilgiu Z kryptimi t. y. keičiant lazerio pluošto radiusą w . Tokiu būdu išvengiant duomenų perskaičiavimo siekiant įvertinti energetiškai efektyviausią apdirbimą.

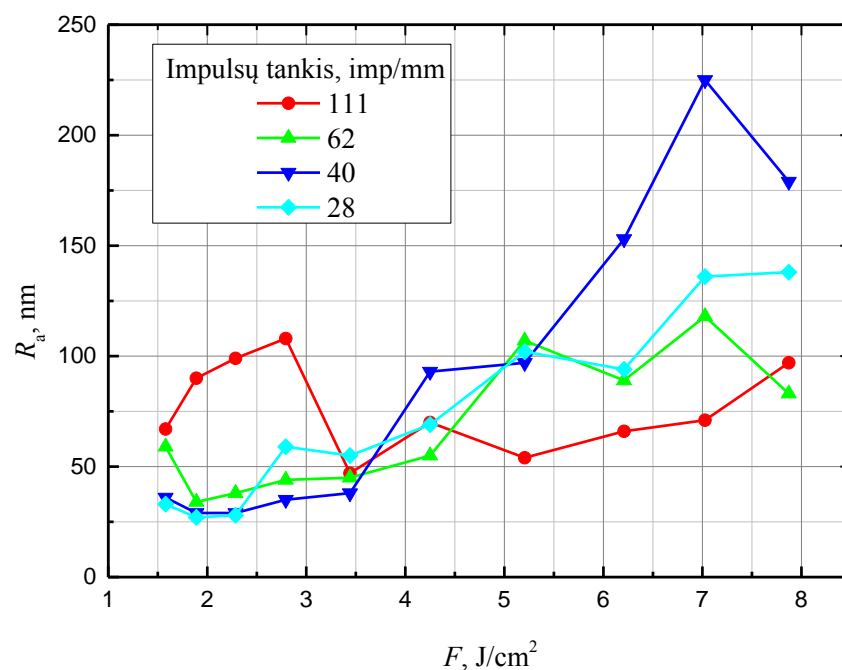
Abliuotų plotų gyliai, kaip ir prieš tai, buvo išmatuoti adatiniu profilometru. Iš gautų duomenų suskaičiavus pašalintos medžiagos tūrį vienu skenavimu, naudojant įvairius apdirbimo parametrus, ir padalinus iš apdirbimo trukmės (6.6 pav.) matome, kad optimaliausias apdirbimo režimas yra kai impulsų tankis yra ~60 impulsų milimetre, o energijos tankis ~2,5 J/cm².



6.6 pav. Medžiagos pašalinimo sparta, naudojant įvairias impulsų tankio ir energijos tankio F vertes abliuoti monokristalinio silicio paviršių. Sparčiausias režimas, kai impulsų tankis ~60 imp/mm, o energijos tankis ~2,5 J/cm².

Svarbu atkreipti dėmesį, kad šįkart atvaizduojant rezultatus (6.6 pav.) pasirinkta naudoti impulsų tankį, o ne impulsų persiklojimą. Toks pakeitimas buvo būtinas, nes šįkart kintamasis buvo pluošto radiusas, tad ir persiklojimas kinta, o impulsų tankis išlieka toks pats, tai reiškia kad vienodą impulsų persiklojimą turintys režimai abliuojami nevienodu impulsų skaičiumi tam pačiam plotui.

Kaip ir prieš tai atliktuose eksperimentuose, buvo įvertintas ir paviršiaus šiurkštumas R_a (6.7 pav.) gauti rezultatai atskleidžia, kad sparčiausiu režimu apdirbant monokristalinį silicį gaunamas ir lygiausias paviršius. R_a vertės naudojant impulsų tankį 250 imp/mm neatvaizduotos, nes milžiniškas paviršiaus šiurkštumas užgožia kitus rezultatus.



6.7 pav. Paviršiaus šiurkštumas R_a , naudojant įvairias impulsų tankio ir energijos tankio F vertes abliuoti monokristalinio silicio paviršių.

Iš šiame poskyryje pateiktų rezultatų galime daryti prielaidą, kad optimalaus režimo, naudojant 532 nm bangos ilgio pikosekundinius impulsus, (6.2 poskyryje) nepavyko rasti, nes buvo tiriama naudojant energijos tankį didesnę nei optimalus tiksliai ir sparčiam monokristalinio silicio apdirbimui. Taip pat svarbu pastebėti, kad mažesnis paviršiaus šiurkštumas, naudojant 1064 nm bangos ilgio spinduliuotę gaunamas dėl bent dvigubai didesnio pluošto radiuso, kitaip tariant tolygesnio lazerinės spinduliuotės energijos paskirstymo ant apdirbamo paviršiaus.

Apibendrinant reikėtų atkreipti dėmesį, kad parametru, efektyviausiam monokristalinio silicio apdirbimui, gautų naudojant 6 skyriuje aptartas sistemas pritaikomumas labai priklauso nuo siekiamos pagaminti struktūros. Konkretūs parametru rinkiniai naudotini gaminti konkrečioms struktūroms bus aptarti sekančiame skyriuje.

7. THz difrakcinių optinių elementų gamyba

Pagrindinis šio darbo tikslas – pasitelkus tiesioginę lazerinę abliaciją pagaminti veikiančius THz elektromagnetinių bangų sričiai skirtus fokusuojančius elementus. Naudojant kitas technologijas (pvz. UV litografiją) labai sunku išgauti tolygiai kintančias struktūras, todėl gaminamos laiptuotos struktūros. Tiesioginės lazerinės abliacijos atveju įmanoma pasirinkti tokius parametrus, kad vienu skenavimu pašalintos medžiagos sluoksnis būtų vos kelių dešimčių nanometrų storio, taip įgyvendinant pakankamai tolygų (THz taikymams) struktūros kitimą.

Šiame skyriuje bus aptartas reikiamų lazerio parametrų pasirinkimas gaminti konkrečioms struktūroms ir palyginti skirtingi lazerio pluošto skenavimo būdai. Pagamintų struktūrų morfologija buvo įvertinta naudojant adatinį profilometrą ir skenuojantį elektronų mikroskopą (SEM).

7.1. Silicio tiesioginės abliacijos ns ir ps trukmės impulsais pritaikymas THz difrakcinių optinių elementų gamybai

Aptariant efektyvų monokristalinio silicio apdirbimą (6 skyrius), buvo vertinama visa matuota sritis kai vienu skenavimu pasiekiamas apdirbto ploto gylis nuo 10 nm iki 78 μm , tačiau kalbant apie THz difrakcinių optinių elementų gamybą, apdirbimo parametrai, kuriuos naudojant vienu skenavimu pašalinama daugiau nei $\sim 3 \mu\text{m}$ storio medžiagos sluoksnis, neturi prasmės. Taip yra todėl, kad naudojant parametrų rinkinius, kurių dėka vienu skenavimu pasiekiamas didesnis nei kelių mikrometrų gylis, taip pat reiškia ir paviršiaus šiurkštumą, kuris daro neigiamą įtaką THz srities bangų sklidimui [41], o ir tolygiai kintančių struktūrų įgyvendinimas pasidaro neįmanomas. Šiame poskyryje aptariama, kokie yra IIHnsGalvo ir IIHpsGalvo bei IHpsGalvo sistemų pranašumai ir trūkumai gaminant THz difrakcinius optinius elementus.

Pirma buvo atrinkti IIHnsGalvo ir IIHpsGalvo sistemų parametrų rinkiniai, kuriuos parinkus gaunamas norimas pašalintos medžiagos kiekis vienu skenavimu ($< 3 \mu\text{m}$). Mikroapdirbimo nanosekundiniu lazeriu rezultatai pateikti 7.1 lentelėje. Matome, kad šioje srityje visapusiškai geriausias parametrų rinkinys yra, kai naudojamas energijos tankis yra didžiausias, o impulsų persiklojimas išlaikomas reliatyviai mažas 30 % – 50 %. Visoje pateiktoje srityje paviršiaus šiurkštumas išlieka maždaug vienodas (dėl 6.1 poskyryje aptartų priežasčių).

Palyginus IIHnsGalvo (7.1 lentelė) ir IIHpsGalvo (7.2 lentelė) sistemų rezultatus drąsiai galime teigti, kad jei pakanka $R_a \approx 400 \text{ nm}$, visapusiškai pranašesnis apdirbimas yra 7 ns trukmės impulsais – beveik 5 kartus didesnė medžiagos šalinimo sparta, be to nanosekundinės lazerinės sistemos gerokai pigesnės. Šiuos rezultatus galima paaiškinti tuo, kad veikiant medžiaga nanosekundiniais impulsais dalis medžiagos yra pašalinama lydalo forma todėl stebimas greitesnis medžiagos šalinimas nei ps atveju.

7.1 lentelė. Medžiagos pašalinimo sparta ir šiurkštumas naudojant atrinktus IIHnsGalvo sistemos impulsų persiklojimo ir F derinius, su kuriais vienu skenavimu pašalintos medžiagos storis $< 3 \mu\text{m}$, $f_{\text{rep}} = 10 \text{ kHz}$ pastovus.

Impulsų persiklojimas, %	30,6	53,7	63,0	30,6	53,7	63,0
$F, \text{J/cm}^2$	$\Delta V/\Delta t, \text{mm}^3/\text{min}$			R_a, nm		
22,7	0,12	0,13		370	350	
21,6	0,11	0,12		340	350	
20,8	0,08	0,11		380	380	
17,5	0,07	0,09	0,09	310	390	480
14,3		0,06	0,08		440	460
10,7		0,04	0,06		460	440
6,4			0,03			300

Remiantis eksperimentų rezultatais galima teigti, kad IIHpsGalvo sistema labiau tinka tik tuo atveju kai reikalingas dešimčių nm tikslumas ir dėl to galima aukoti proceso spartą. Tokiu atveju apdirbimo trukmė gali išaugti daugiau nei 20 kartų, lyginant su IIHnsGalvo sistemos optimaliausiu režimu.

7.2 lentelė. Medžiagos pašalinimo sparta ir šiurkštumas naudojant atrinktus IIHpsGalvo sistemos impulsų persiklojimo ir F derinius, su kuriais vienu skenavimu pašalintos medžiagos storis $< 3 \mu\text{m}$, $f_{\text{rep}} = 10 \text{ kHz}$ pastovus.

Impulsų persiklojimas, %	44,5	55,6	66,7	72,3	77,8	44,5	55,6	66,7	72,3	77,8
$F, \text{J/cm}^2$	$\Delta V/\Delta t, \text{mm}^3/\text{min}$					R_a, nm				
51,1	0,033	0,032				390	480			
45,8	0,025	0,031				340	470			
39,9	0,023	0,026				380	440			
34,4	0,021	0,024				350	450			
27,9	0,019	0,021				340	370			
23,2		0,013	0,017				340	400		
15,3		0,009	0,010				280	320		
10,6			0,005	0,007				210	250	
5,9			0,003	0,005	0,006			120	120	140

Žinoma, naudojant didesnę impulsų pasikartojimo dažnį f_{rep} ir atitinkamai didesnę skenavimo greitį, galima sutrumpinti apdirbimo trukmę. Tam įvertinti atlikti nesudėtingi skaičiavimai ir palyginta apdirbimo sparta, naudojant maksimalius lazerių parametrus ir jiems

atitinkamus skenavimo parametrus. Buvo padaryta prielaida, kad šilumos akumuliacija neturės jokios įtakos nei pašalintos medžiagos kiekiui nei paviršiaus šiurkštumui.

Naudojant IHpsGalvo sistemą buvo gautas efektyviausias režimas, kurį naudojant medžiagos pašalinimo sparta $0,034 \text{ mm}^3/\text{min}$, o paviršiaus šiurkštumas $R_a \approx 40 \text{ nm}$. Tad šis monokristalinio silicio abliacijos 1064 nm bangos ilgio 13 ps trukmės lazerio impulsais režimas palygintas su prieš tai aptartu režimu, naudojant 532 nm bangos ilgio 7 ns trukmės lazerinius impulsus (medžiagos pašalinimo sparta $0,13 \text{ mm}^3/\text{min}$, o paviršiaus šiurkštumas $R_a \approx 400 \text{ nm}$). Skaičiavimai atskleidžia (7.3 lentelė), kad išnaudojus pilną lazerių impulsų pasikartojimo dažnio potencialą, apdirbimas IHpsGalvo sistema yra visapusiškai pranašesnis – apdirbtas paviršius beveik 10 kartų lygesnis, medžiagos pašalinimo sparta beveik 2,5 kartų didesnė nei apdirbant IIHnsGalvo sistema. Atkreipus dėmesį į skenavimo greičius, kurių reikia, kad išlaikyti tokius pačius impulsų tankius kaip ir atliktuose eksperimentuose, matome, kad IHpsGalvo sistemai dar pakanka galvanometrinių skenerių palaikomų skenavimo greičių, o IHpsGalvo būtina pereiti prie poligoninių skenerių. Todėl gaminant THz difrakcinius optinius elementus buvo pereita prie IHpsPoly sistemos.

7.3 lentelė. Apskaičiuota medžiagos pašalinimo sparta naudojant maksimalius IIHnsGalvo ir IHpsGalvo sistemose naudotų lazerių impulsų pasikartojimo dažnius f_{rep} ir atitinkamus skenavimo greičius.

Sistema	Eksperimentiniai rezultatai		Maksimalūs galimi rezultatai	
	IIHnsGalvo	IHpsGalvo	IIHnsGalvo	IHpsGalvo
f_{rep} , kHz	10	10	100	1000
v , mm/s	100	160	1000	16000
$\Delta V/\Delta t$, mm^3/min	0,13	0,034	1,30	3,24

Apibendrinant, verta pabrėžti, kad šiame poskyryje aptartos konkrečios lazerinės sistemos. Apdirbimas pikosekundiniais impulsais gavosi spartesnis, nes Baltic HP impulsų pasikartojimo dažnis net 10 kartų mažesnis nei Atlantic 60. Rinkoje egzistuoja nanosekundinių lazerių, kurių pasikartojimo dažnis MHz eilės, todėl vis tiek išlieka tendencija kad apdirbimas nanosekundiniais impulsais yra spartesnis, o pikosekundines sistemas verta rinktis tik norint dešimčių nanometrų paviršiaus šiurkštumo. Alternatyva – kombinuotos sistemos, didžioji medžiagos dalis pašalinama nanosekundiniais impulsais, o tikslumo reikalaujančios struktūros suformuojamos pikosekundiniais impulsais.

7.2. THz Frenelio lęšių gamyba

Realaus Frenelio lęšio gamyba buvo atliekama pasitelkiant IHpsPoly sistemą, kurią sudaro lazeris Atlantic 60 ($\lambda = 1064 \text{ nm}$, $\tau_p = 13 \text{ ps}$, $f_{\text{rep}} = 1 \text{ MHz}$) ir, esant tokiems lazerio parametrų,

102 linijas (169 mm ilgio) per sekundę galintis skenuoti poligoninis skeneris. Šiame poskyryje bus aptarta tik maža dalis pagamintų struktūrų siekiant išsamiai pademonstruoti gamybos principus ir aptarti visus pasiruošimo gamybai žingsnius. Visi pagaminti elementai ir jų veikimo rezultatai bus pateikti sekančiame skyriuje.

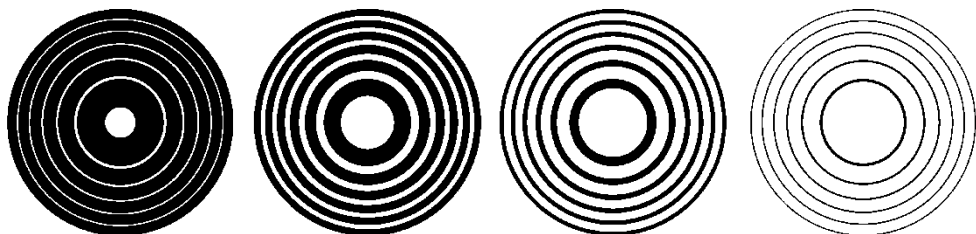
7.3 lentelė. Gaminti numatytų, THz bangų ruožui skirtų, Frenelio lęšių parametrai.

Frenelio lęšio diametras D , mm	16,925
Frenelio lęšio storis h , mm	0,213
Židinio nuotolis F , mm	10
Dažnis f , THz	0,58
Bangos ilgis λ , mm	0,517
Si lūžio rodiklis n	3,42

Buvo numatyta gaminti Frenelio lęšius, kurių parametrai pateikti 7.3 lentelėje. Tokie Frenelio lęšių parametrai buvo pasirinkti turint omenyje galimybes juos vėliau testuoti.

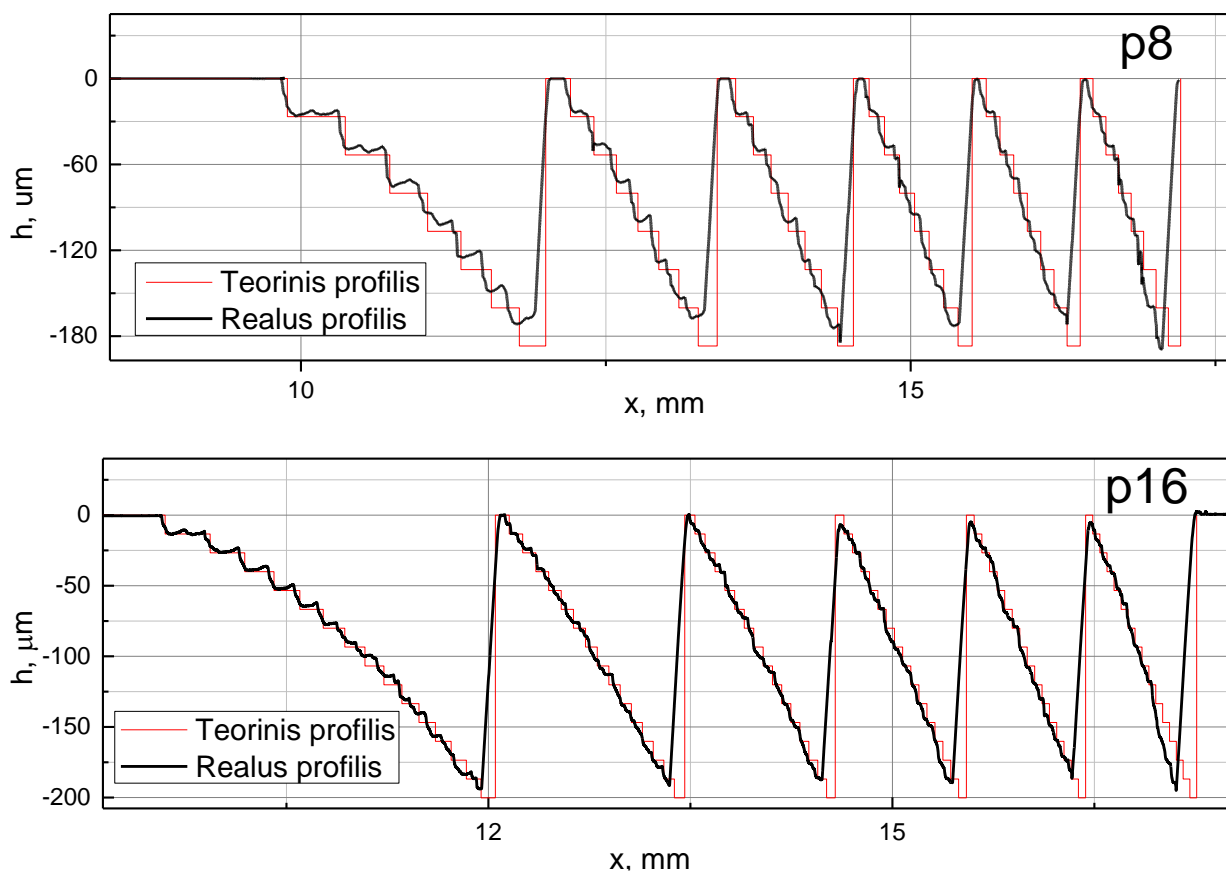
Ruošiantis gamybai buvo nustatytas $F_{th} \approx 1,1 \text{ J/cm}^2$ ir $w_0 \approx 29,6 \text{ }\mu\text{m}$ (taip pat kaip 6.1 poskyryje) ir eksperimentiškai įvertintas vidutiniškai vienu skenavimu pašalinamas medžiagos sluoksnio storis $h \approx 65 \text{ nm}$ (gautas naudojant maksimalią impulso energiją). Siekiant įvertinti sistemos galimybes, pradžioje buvo pagamintos dvi fazinės plokštelės – 1/8 periodo ir 1/16 periodo ir tik įvertinus pagamintų plokštelių profilius buvo imtasi Frenelio lęšio gamybos.

Pasinaudojus programiniu paketu MatLab, pagal formules (23), (24) ir (25), pateiktas 3 skyriuje, buvo sumodeliuoti teoriniai norimų gaminti struktūrų profiliai. Pasinaudojus profilių duomenimis, buvo sugeneruoti sluoksniai, kurie atvaizduojami juodomis (kur reikia paveikti lazeriu) ir baltomis (kur nereikia paveikti lazeriu) zonomis (7.1 pav.) ir išsaugomi .bmp formato bylose.



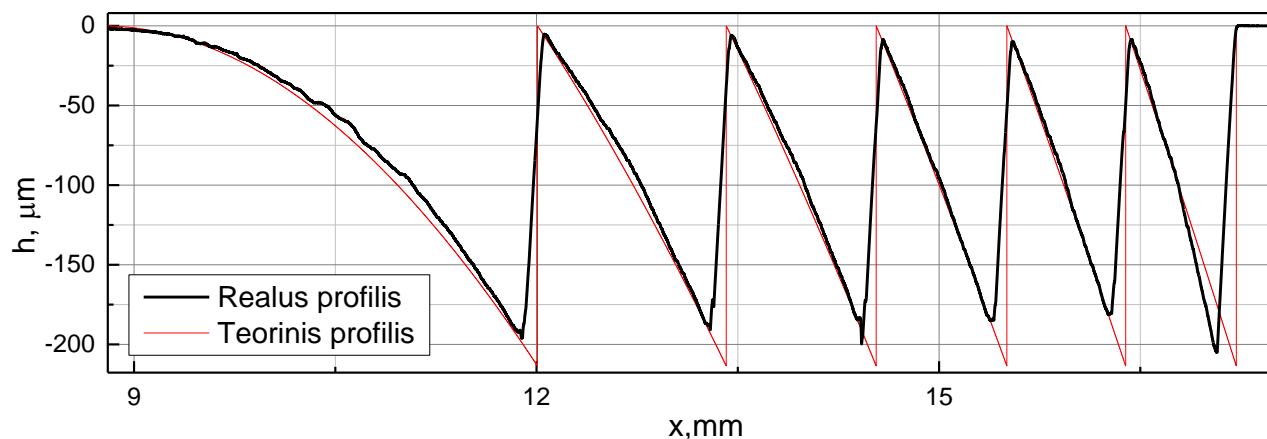
7.1 pav. 1/8 periodo fazinės plokštelės gamyboje naudotų sluoksnių pavyzdžiai

Galiausiai, fazinės plokštelės (Frenelio lęšio artiniai) buvo gaminamos, užprogramavus IHpsPoly sistemą nuskaityti sluoksnių bylas ir juose nurodytą plotą, atitinkama kiekį kartų, skenuoti rastriniu būdu, kol bus pagaminama užduoto profilio laiptuota struktūra.



7.2 pav. Pagamintų ZFP lęšių teoriniai ir adatinio profilometru išmatuoti profiliai.

Palyginus išmatuotus pagamintų fazinių plokštelių profilius su teoriniais (7.2 pav.) ir, priklausomai nuo neatitikimų, pakoregavus gamybos algoritmą, buvo pagamintas Frenelio lęšis (7.3 pav.).

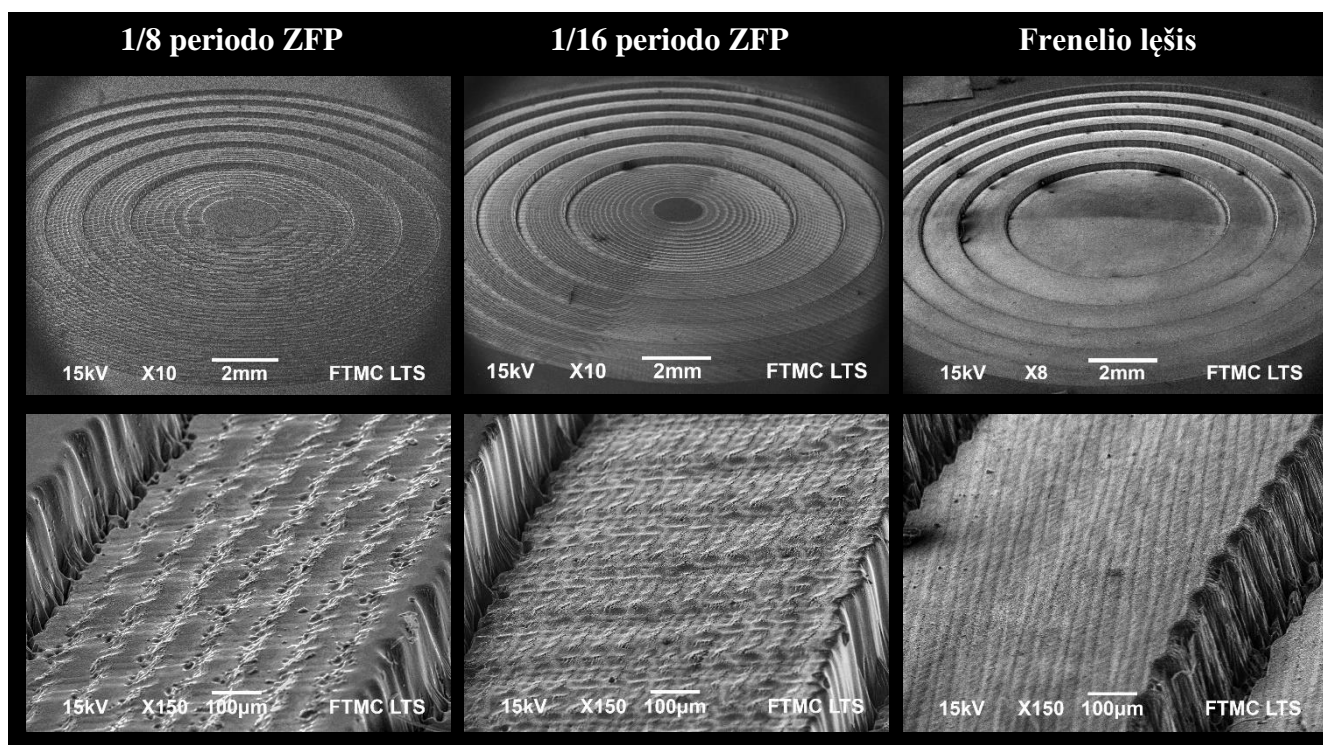


7.3 pav. Pagaminto Frenelio lęšio teorinis ir adatinio profilometru išmatuotas profilis.

Toks rezultatas buvo pasiektas, teorinį modelį suskaidžius į tiek sluoksnių, kad kiekvienam skenavimui būtų naudojamas atskira .bmp formato byla, taip išgaunant tolygiai kintančią struktūrą. Matomas nedidelis Frenelio lęšio neatitikimas nuo užduotos struktūros. Ateityje planuojama imtis korekcijų, tačiau pirma norėta įvertinti tokios struktūros fokusavimo galimybes.

Siekiant įsitikinti ar pagamintos Frenelio fazinės plokštelės ir lęšis neturi jokių papildomų adatinių profilometru neužfiksuotų defektų buvo atlikti matavimai optiniu profilometru – rezultatai sutapo. Galiausiai struktūros vizualiai įvertintos skenuojančiu elektronų mikroskopu (SEM), nuotraukos (7.4 pav.) patvirtina profilometro duomenis.

Naudojant aptartą sistemą, pagaminti vieną Frenelio lęšį užtrunka ~7 h, tačiau vienu metu galima gaminti 7 tokių parametrų lęšius, tad vidutiniška vieno lęšio gamybos trukmė ~1 h. Next Scan Technology gamina ir 300 mm ilgio linijas galinčius skenuoti poligoninius skenerius, tad naudojant tokį gamybos trukmė sumažėtų dar dvigubai.

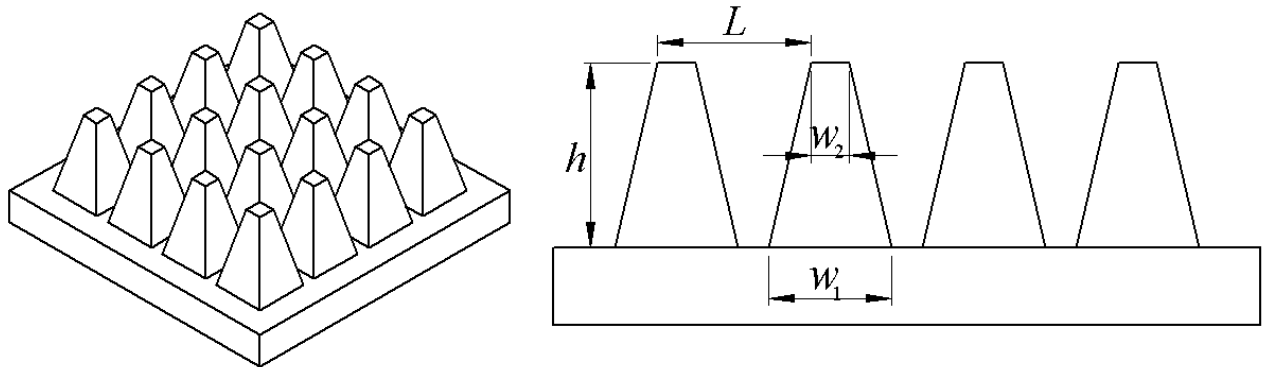


7.4 pav. Pagamintų ZFP ir Frenelio lęšio SEM nuotraukos.

7.3. Skaidrinančių dangų gamyba

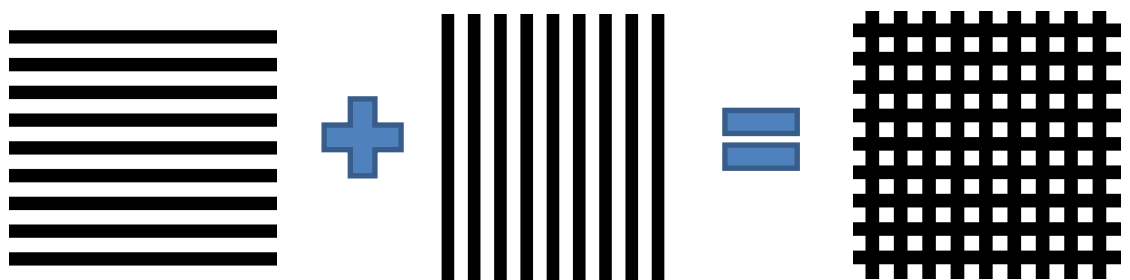
Skaidrinančios dangos skirtos pagerinti silicio pralaidumą aptartos 4 skyriuje, buvo gaminamos naudojant didžiavaržį 0,5 mm storio monokristalinį silicį ir pasitelkiant IHpsGalvo sistemą. Naudota galvanometrinio skenerio sistema, nes norimoms struktūroms gaminti reikalingas mažesnis pluošto radiusas nei minimalus pasiekiamas naudojant IHpsPoly sistemą.

Reikiamų charakteristikų dangos buvo sumodeliuotos FTMC Terahercų fotonikos laboratorijos, taip kad pagerintų $\sim 0,6$ THz dažnio bangų pralaidumą. Norint suformuoti sumodeliuotas (7.5 pav) dangas ant silicio paviršiaus reikia selektyviai pašalinti dalį medžiagos suformuojant periodiškai ($100 \mu\text{m}$ periodu) išsidėsčiusius nupjautos piramidės formos iškilimus.



7.5 pav. Suprojektuotos $\sim 0,6$ THz dažnio bangų pralaidumą gerinančios struktūros parametrai, čia $L = 100 \mu\text{m}$, $w_1 = 100 \mu\text{m}$ (kuo artimesnis L), $h = 130 \mu\text{m}$, $(w_1 - w_2)/h = 0,5$

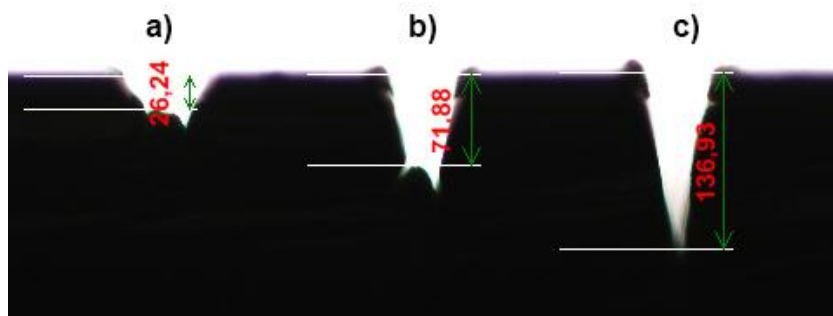
Naudojant tiesioginę lazerinę abliaciją tokias struktūras galima suformuoti rastriniu būdu skenuojant reikiamo pločio linijas pasirinktu periodu X ir Y ašimis. Kaip ir gaminant Frenelio lęšius taip ir šias struktūras Matlab programinio paketo pagalba suprojektuojami sluoksniai, kurie atvaizduojami juodomis (kur reikia paveikti lazeriu) ir baltomis (kur nereikia paveikti lazeriu) zonomis (7.6 pav.) ir išsaugomi .bmp formato bylose.



7.6 pav. Skaidrinančių dangų gamyboje naudotų sluoksnių pavyzdžiai, siekiant pagreitinti procesą skenuojama ne visa struktūra iškart, o atskirai X ašyje išsidėsčiusias linijas ir Y ašyje išsidėsčiusias linijas.

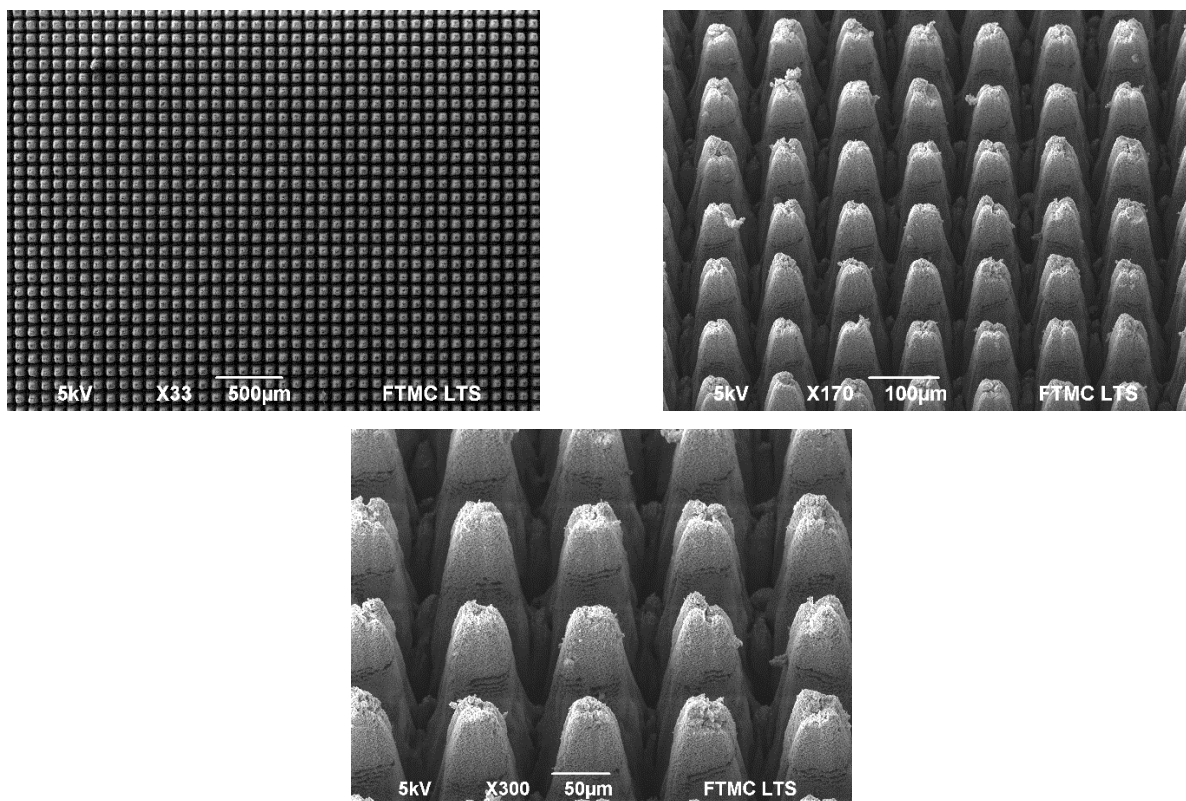
Pirmas etapas siekiant pagaminti norimas struktūras buvo pasirinkti reikiamus lazerinės sistemos parametrus. Eksperimentiškai nustatyta (7.7 pav.), kad naudojant 1064 nm bangos ilgio 13 ps trukmės, $28 \mu\text{J}$ energijos impulsus, $f_{\text{rep}} = 100 \text{ kHz}$ impulsų pasikartojimo dažniu, kai pluošto radiusas ant bandinio paviršiaus $w_0 \sim 19 \mu\text{m}$, reikia skenuoti 12 linijų $4 \mu\text{m}$ atstumu, $v = 400 \text{ mm/s}$

greičiu, kad būtų gaunamas reikiamas formuojamo kanalo plotis ir tai pakartoti 70 kartų, kad būtų pasiekiamas reikiamas gylis.



7.7 pav. Tiesioginės lazerinės abliacijos būdu suformuoto kanalo vaizdas nuskėlus bandinį, gautas optiniu mikroskopu. Skenuota 12 linijų 4 μm atstumu, a) 25 artus, b) 50 kartų, c) 75 kartus (IIIHpsGalvo sistema, $E_p = 28 \mu\text{J}$, $f_{\text{rep}} = 100 \text{ kHz}$, $w_0 \sim 19 \mu\text{m}$, $v = 400 \text{ mm/s}$).

Suradus reikiamą režimą, norimo dydžio tokių struktūrų masyvai buvo gaminami monokristaliniame silicije. Kaip matome iš skenuojančio elektronų mikroskopo nuotraukų (7.8 pav.) struktūros labai primena teoriškai sumodeliuotas. Sekančiame skyriuje pateiktos struktūrų veikimo charakteristikos, jas naudojant pagerinti silicio pralaidumą THz srities bangoms, bei suformavus iš jų atitinkamo diametro koncentrinis žiedus, kaip fokusuojančius elementus.



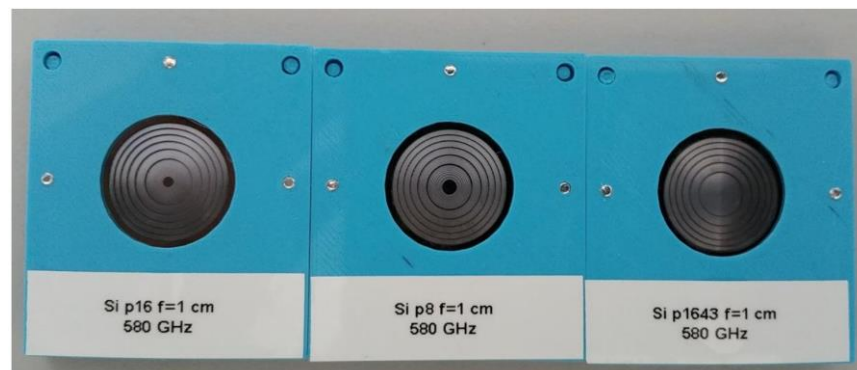
7.7 pav. Pagamintų skaidrinančių struktūrų SEM nuotraukos skirtingų didinimų atvejais.

8. Pagamintų THz optinių elementų veikimo tyrimas

Visi tiesioginės lazerinės abliacijos metodu iš monokristalinio silicio pagaminti THz bangų sričiai skirti elementai buvo charakterizuoti FTMC Terahercų fotonikos laboratorijoje. Pasitelkus, 5.1 poskyryje aptartą, THz elementų matavimo schemą, buvo atlikti tyrimai, kokią įtaką 0,58 THz bangų pluošto sklidimui daro pagaminti elementai. Pagamintais elementais fokusuojamo THz bangų pluošto profiliai buvo matuojami fokusuojančių elementų židinio plokštumoje (žymimas kaip matavimas XY plokštumoje), bei sklidimo kryptimi (Z) perstumiant detektorių ir keletą kartų užfiksuojant pluošto intensyvumą XY plokštumoje taip įvertinant pluošto intensyvumo skirstinį YZ plokštumoje. Fokusuojamo THz bangų pluošto intensyvumo pasiskirstymo duomenys pateikti voltais, šie vienetai tik atspindi detektoriaus atsaką, todėl kokybiškai lyginti galima tik duomenis gautus to paties eksperimento metu, kai matavimo sąlygos buvo vienodos t. y. naudota tokia pati spinduliuotės galia ir naudotas tas pats detektorius.

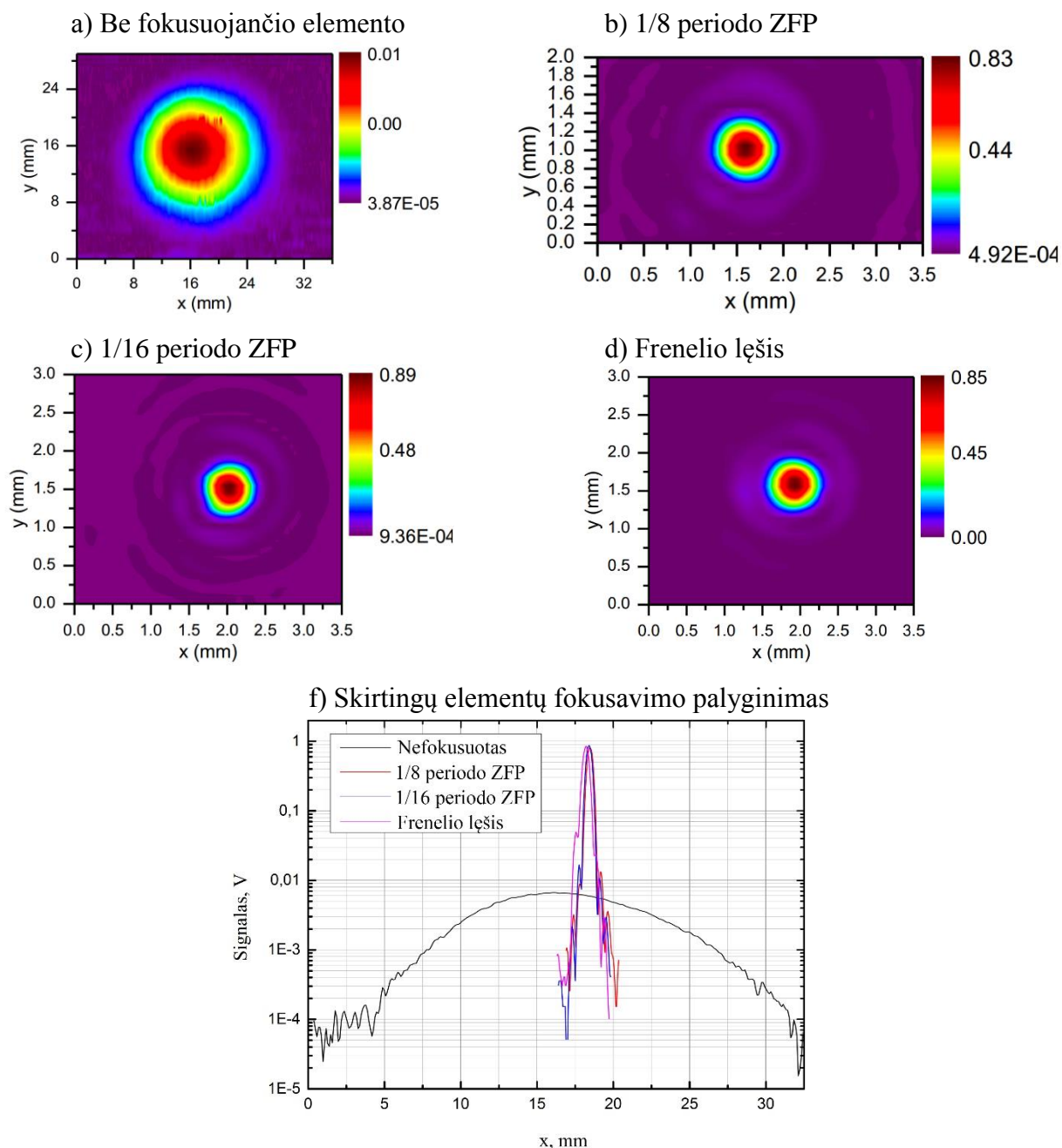
8.1. Pagamintų ZFP lęšių tyrimas

Pirmieji ištirti THz bangas fokusuojantys elementai buvo aptarti 7.2 poskyryje. Tai 1/8 ir 1/16 periodo FZP bei Frenelio lęšis (8.1 pav.).



8.1 pav. Tyrimui paruoštų THz fokusuojančių elementų nuotrauka, skaičiuojant iš kairės pirmas – 1/16 periodo FZP, antras – 1/8 periodo ZFP, trečias – Frenelio lęšis.

Tyrimo rezultatai atskleidė (8.2 pav.), kad visų trijų elementų fokusavimo galimybės labai panašios. Frenelio lęšio atveju netgi stebimas mažesnis intensyvumas, nors buvo tikėtasi pagerėjimo. Šie rezultatai nestebina, nes teoriškai numatytas 1/8 periodo ZFP lęšio efektyvumas gali siekti ~95% [42], be to, lazeriu paveiktas monokristalinis silicis demonstruoja mažesnę pralaidumą THz bangų srityje [41], o Frenelio lęšio atveju paveiktas plotas yra didesnis.



8.2 pav. 0,58 THz spinduliuotės pasiskirstymas a) nefokusuotos, b) fokusuotos 1/8 periodo ZFP plokštele, c) 1/16 periodo ZFP plokštele, d) Frenelio lęšiu, bei f) skirtingų elementų fokusavimo galimybių palyginimas, pjūvis ties $y =$ maksimali signalo vertė.

Tam, kad iki galo įsitikinti, jog 1/8 periodo FZP lęšis yra optimaliausias THz bangas fokusuojantis elementas veikimo ir gamybos atžvilgiu, buvo pagaminta dar keletas skirtingo bangos ilgio ir skirtingų periodų FZP lęšių (8.3 pav.) ir iširtos jų fokusavimo galimybės. Visų pagamintų elementų parametrai pateikti 8.1 lentelėje. Lentelėje surašyti elementų pavadinimai, bus naudojami ir aprašant jų fokusavimo charakteristikas.

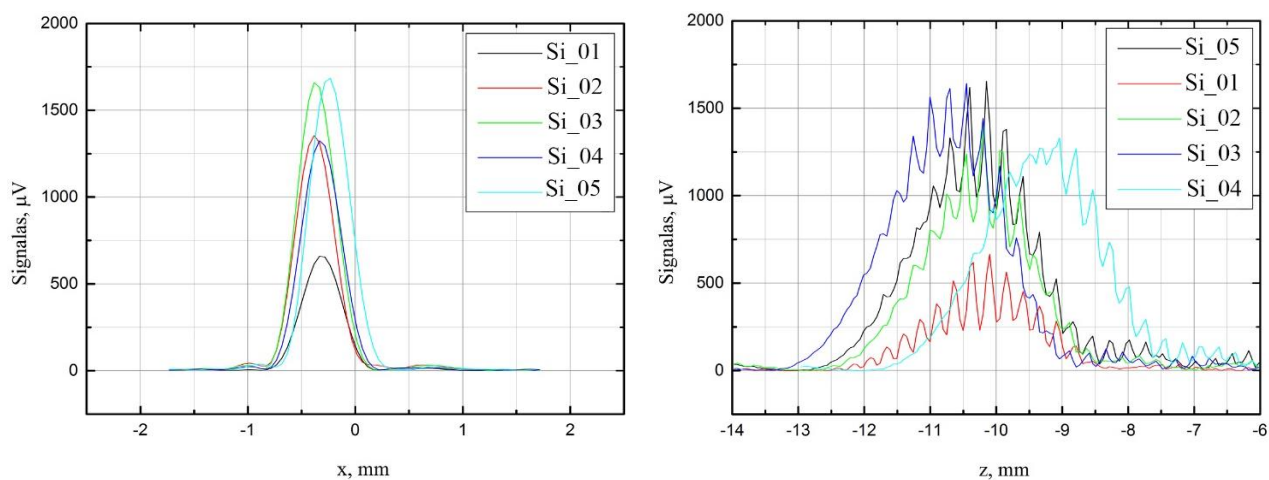


8.3 pav. Tyrimui paruoštų THz fokusuojančių elementų nuotrauka.

7.3 lentelė. Gaminti numatyty, THz bangų ruožui skirtų, ZFP lęšių parametrai.

Pavadinimas	Dalinių zonų sk.	Židinio nuotolis (mm)	Dažnis (GHz)
Si_01	2	10	580
Si_02	4		
Si_03	8		
Si_04	16		
Si_05	Idealus		
Si_06	4	5	580
Si_07	8		
Si_08	16		
Si_09	32		
Si_10	Idealus		

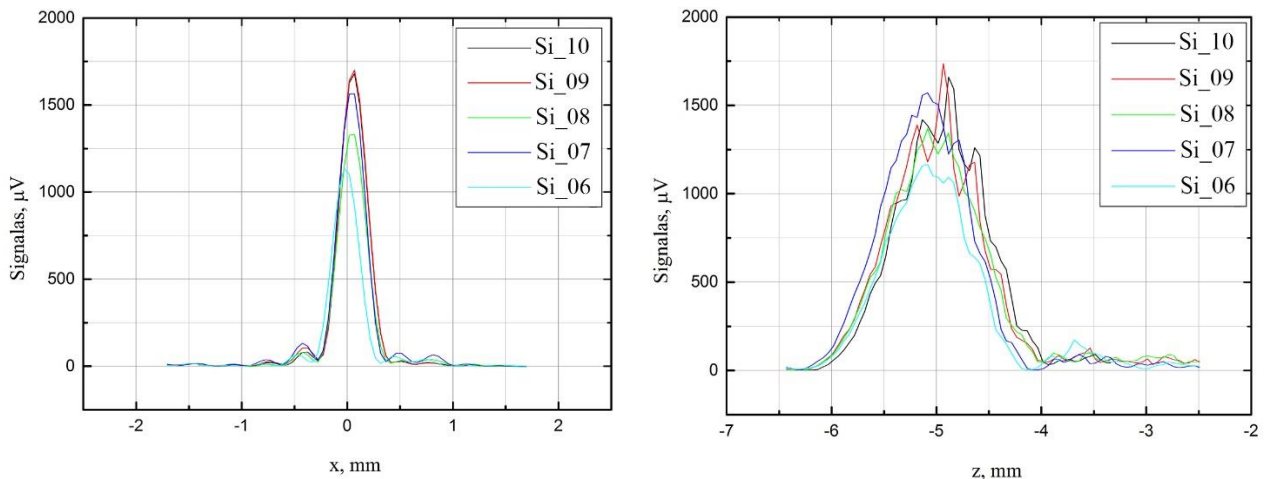
10 mm židinio nuotolio ZFP lęšių tyrimo rezultatai (8.4 pav.) patvirtino pirmo eksperimento, aptarto šio poskyrio pradžioje, rezultatus, kad optimaliausias fokusuojantis elementas yra 1/8 periodo ZFP lęšis.



8.4 pav. 10 mm židinio nuotolio ZFP fokusavimo galimybių palyginimas, pjūvis ties $y =$ maksimali signalo vertė.

Taip pat matome, kad $1/2$ ir $1/4$ periodo ZFP lęšiai atitinka teoriškai numatytą efektyvumą. Vienintelis netikėtas neatitikimas $1/16$ periodo ZFP lęšis, demonstruojantis prastą efektyvumą lygų $1/4$ periodo ZFP lęšiui, o ir fokuso plokštumos padėtis toliau nei buvo numatyta. Taip galėjo nutikti dėl gamyboje įsivėlusios klaidos (pagamintos per gilios struktūros).

Atlikus 5 mm židinio nuotolio ZFP lęšių fokusavimo galimybių tyrimą (8.5 pav.), matome, kad visų tirtų elementų fokuso padėtis ir efektyvumas atitinka teoriškai numatytas vertes, išskyrus $1/16$ periodo ZFP lęšį, kuris manoma dėl gamybos klaidų demonstruoja prastesnius rezultatus.

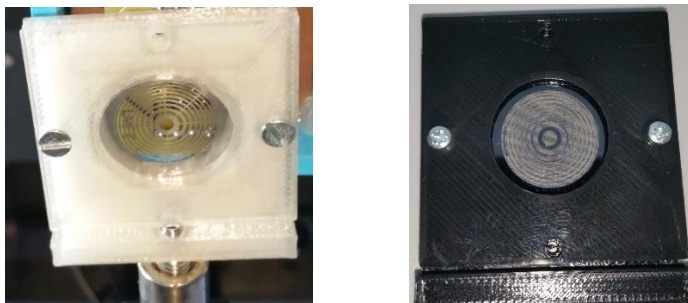


8.5 pav. 5 mm židinio nuotolio ZFP fokusavimo galimybių palyginimas, pjūvis ties $y =$ maksimali signalo vertė.

Įsitikinta, kad $1/8$ periodo ZFP lęšiai, pagaminti tiesioginės lazerinės abliacijos būdu iš monokristalinio silicio, demonstruoja geriausias rezultatus: efektyvumas lygus ar net geresnis už tokių pat parametrų Frenelio lęšį, o gaminant reikia pašalinti $\sim 13\%$ mažiau medžiagos.

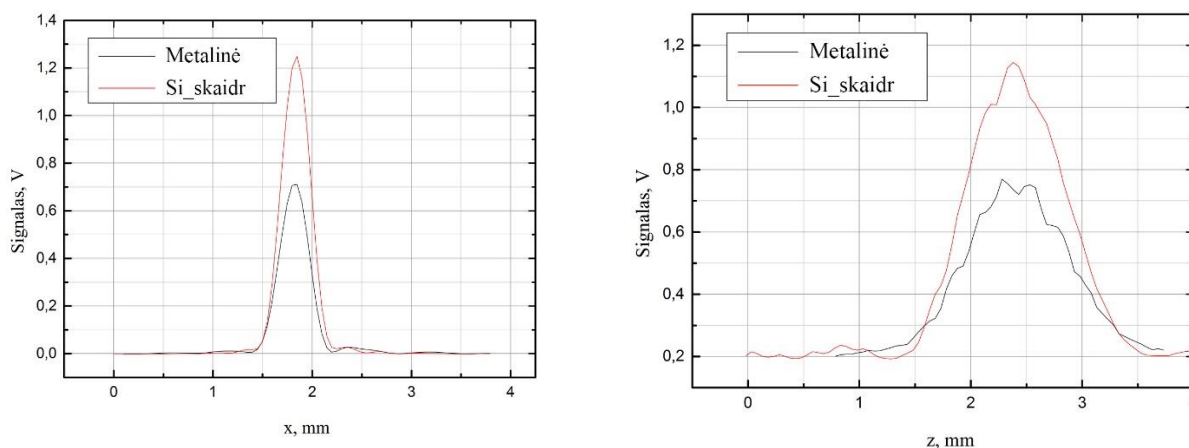
8.2. Skaidrinančių struktūrų ir iš jų suformuotų fokusuojančių elementų tyrimas

Skaidrinančios struktūros, skirtos padidinti monokristalinio silicio pralaidumą $0,6$ THz bangoms, kurių gamyba buvo aptarta 7.3 poskyryje buvo panaudotos, gaminant fokusuojančius elementus. Iš monokristalinio silicio pagamintos $1/2$ periodo fazinės plokštelės dalinės zonos suformuotos ne tiesiog pašalinant medžiagą, o suformuojant skaidrinančias struktūras. Parametrai parinkti tokie patys, kaip anksčiau gamintos metalinės Frenelio zoninės plokštelės aprašytos L. Minkevičiaus su kolegomis straipsnyje [43]: židinio nuotolis 5 mm, skirta $0,6$ THz bangų sričiai (Frenelio zoninių plokštelių veikimo principas aprašytas 3 skyriuje). Abi šiame skyriuje minimos plokštelės (8.5 pav.) buvo tiriamos tokiu pačiu principu, kaip ir prieš tai aptarti fokusuojantys elementai.



8.6 pav. Tyrimui paruoštų THz fokusuojančių elementų nuotrauka, kairėje pusėje metalinė Frenelio zoninė plokštelė [43], dešinėje pusėje tokių pačių išmatavimų ir pagal metalinę plokštelę iš monokristalinio silicio pagaminta 1/2 periodo fazinė plokštelė iš skaidrinančios dangos.

Kaip ir buvo galima tikėtis, iš gautų duomenų (8.6 pav.) matome beveik dvigubai didesnę efektyvumą, naudojant iš monokristalinio silicio pagamintą 1/2 periodo fazinę plokštelę su skaidrinančiomis struktūromis, nes nėra zonų, kurios visiškai blokuotų krintantį pluoštą.

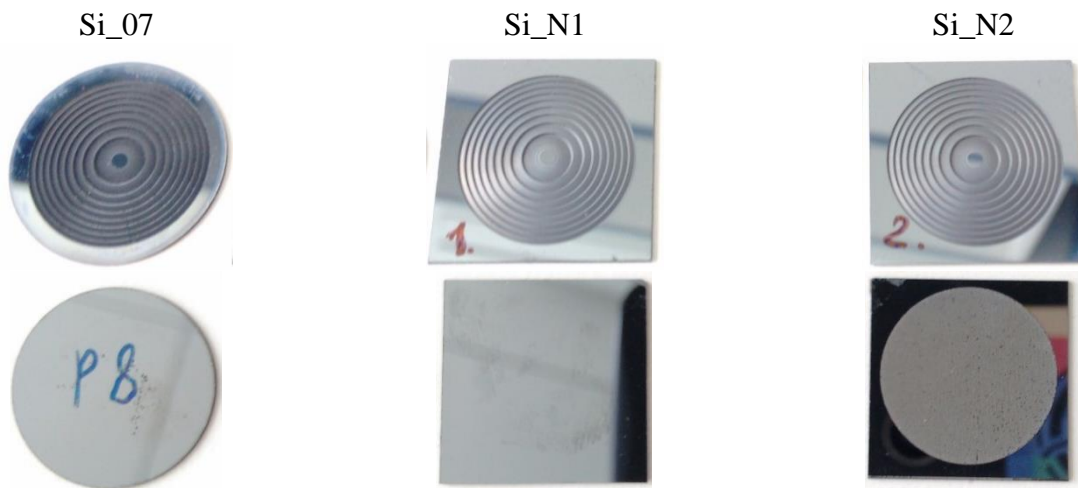


8.7 pav. 5 mm židinio nuotolio metalinės zoninės plokštelės ir fokusavimo galimybių palyginimas, pjūvis ties $y = \text{maksimali signalo vertė}$.

8.3. ZFP lęšių su suformuota skaidrinančia danga tyrimas

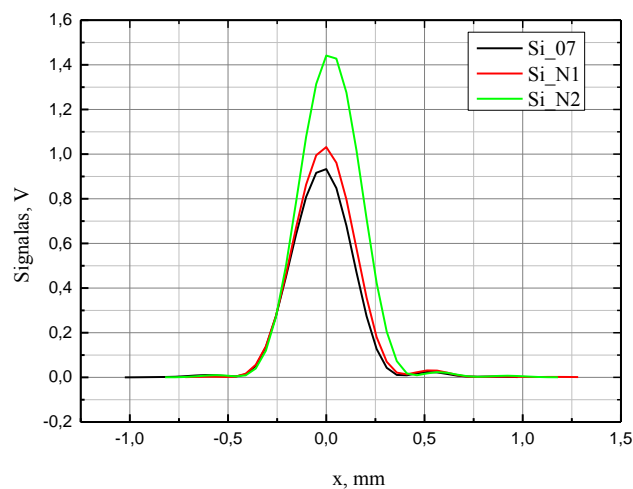
Paskutinis eksperimentas, sujungiantis visus prieš tai atliktus, tai ZFP lęšių su iš kitos plokštelės pusės suformuota skaidrinančia danga palyginimas su kitais tų pačių parametru fokusuojančiais elementais. Šiam tikslui, 7.2 poskyryje aptartu metodu, tačiau naudojant IHpsGalvo sistemą optimaliausiu 6.3 poskyryje aptartu režimu, iš didžiavaržio monokristalinio silicio, buvo pagaminti du identiški (Si_N1 ir Si_N2) 5 mm židinio nuotolio 1/8 periodo ZFP lęšiai. Vienam iš lęšių (Si_N2) antroje plokštelės pusėje suformuota skaidrinanti danga 7.3 poskyryje aptartu būdu.

FTMC Terahercų fotonikos laboratorijoje vieno eksperimento metu išmatuotos, naujai pagamintų 1/8 periodo ZFP lęšių (su skaidrinančia danga ir be jos) bei 8.1 poskyryje aptarto Si_07, elementų (8.8 pav.) fokusavimo charakteristikos.



8.8 pav. Tirti paruoštų 5mm židinio nuotolio 1/8 ZFP lęšių nuotraukos iš abiejų plokštelės pusių. Si_07 pagamintas iš (110) monokristalinio silicio, Si_N1 ir Si_N2 pagaminti iš didžiavaržio (100) monokristalinio silicio, Si_N2 plokštelės kitoje pusėje suformuota skaidrinanti danga

Iš atliktų fokusavimo charakteristikos matavimų (7.9 pav.) rezultatų matomas akivaizdus Si_N2 ZFP lęšio pranašumas. Tai įrodo, kad skaidrinančios struktūros gali pagerinti ZFP efektyvumą, šiuo atveju net 40 %. Kadangi monokristalinis silicis yra tik dalinai skaidri medžiaga THz dažnio spinduliuotei, kiekvieno tokio elemento naudojimas sistemoje žymiai sumažina naudojamo THz bangų pluošto energiją, tad net ir kelių procentų pralaidumo pagerinimas gali įnešti ženklų THz sistemos efektyvumo pagerinimą ypač jei naudojama daugiau nei vienas tokio tipo elementas. Si_07 prastesnis efektyvumas gali būti paaiškintas mažesniu jam gaminti naudoto monokristalinio silicio pralaidumu lyginant su didžiavaržiu siliciu iš, kurio pagaminti Si_N1 ir Si_N2.



8.5 pav. 5 mm židinio nuotolio ZFP lęšių fokusavimo galimybių palyginimas, pjūvis ties $y = 0$ = maksimali signalo vertė. Matomas akivaizdus skaidrinančios struktūros indėlis – Si_N2 ~40 % efektyvesnis nei Si_N1.

Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Iš darbo metu atliktų eksperimentų matoma aiški tendencija, kad apdirbimas nanosekundiniais impulsais yra spartesnis, o pikosekundines sistemas verta rinktis tik norint dešimčių nanometrų paviršiaus šiurkštumo. Alternatyva – kombinuotos sistemos, kai didžioji medžiagos dalis pašalinama nanosekundiniais impulsais, o tikslumo reikalaujančios struktūros suformuojamos pikosekundiniais impulsais.
2. Efektyvios monokristalinio silicio lazerinės abliacijos tyrimai atskleidžia, kad pilnai išnaudoti MHz impulsų pasikartojimo dažnio lazerinių sistemų potencialą apdirbant monokristalinį silicį įmanoma tik naudojant poligonines skenavimo sistemas.
3. Pritaikius darbo metu nustatytus efektyvios abliacijos parametrus, pagaminti vieną 17 mm diametro ZFP lęšį užtrunka ~7 h, tačiau procesas gali būti pagreitintas naudojant rinkoje prieinamus 300 mm ilgio linijas galinčius skenuoti poligoninius skenerius ir vienu metu gaminant 15 tokių lęšių, taip vidutiniška vieno lęšio gamybos trukmė sumažinama iki pusvalandžio.
4. Atlikus iš monokristalinio silicio tiesioginės lazerinės abliacijos būdu pagamintų ZFP lęšių fokusavimo galimybių tyrimus matoma, kad pagamintų elementų fokuso plokštumos padėtis ir efektyvumas atitinka teoriškai numatytas vertes. Įsitikinta, kad 1/8 periodo ZFP lęšiai, demonstruoja geriausius rezultatus: efektyvumas lygus ar net geresnis už tokių pat parametrų Frenelio lęšį, o gaminant reikia pašalinti ~13 % mažiau medžiagos.
5. Tiesioginė lazerinė abliacija tai veiksmingas metodas gaminti THz bangų sričiai skirtas skaidrinančias dangas. Atlikti skaidrinančių struktūrų tyrimai patvirtina jų veiksmingumą didinant monokristalinio silicio pralaidumą taip pat eksperimentiškai patvirtintas tokių struktūrų tinkamumas gaminant fokusuojančius elementus.
6. Pagrindinis šio baigiamojo magistratūros studijų darbo tikslas, pagaminti fokusuojančius THz bangų srities optinius elementus su integruotomis skaidrinančiomis struktūromis ir ištirti jų veikimą, buvo įgyvendintas. Palyginus pagamintų, 1/8 periodo ZFP lęšių su integruotomis skaidrinančiomis dangomis ir be jų, veikimo charakteristikas matomas net 40 % didesnis efektyvumas naudojant skaidrinančias dangas.
7. Monokristalinis silicis yra tik dalinai skaidri medžiaga THz dažnio spinduliuotei, todėl kiekvieno iš silicio pagaminto elemento naudojimas sistemoje žymiai sumažina naudojamo THz bangų pluošto energiją, todėl net ir kelių procentų pralaidumo pagerinimas naudojant skaidrinančias struktūras gali įnešti ženklų THz sistemos efektyvumo pagerinimą ypač jei naudojama daugiau nei vienas tokio tipo elementas.

Literatūra

- [1] Uroš Puc, Andreja Abina, Melita Rutar, Aleksander Zidanšek, Anton Jeglič, and Gintaras Valušis, Terahertz spectroscopic identification of explosive and drug simulants concealed by various hiding techniques, *Appl. Opt.*, vol. 54, no. 14, p. 4495, 2015.
- [2] John F. Federici, Brian Schulkin, Feng Huang, Dale Gary, Robert Barat, Filipe Oliveira, and David Zimdars, THz imaging and sensing for security applications—explosives, weapons and drugs, *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 20, no. 7, pp. S266–S280, 2005.
- [3] J. P. Guillet, B. Recur, L. Frederique, B. Bousquet, L. Canioni, I. Manek-Höninger, P. Desbarats, and P. Mounaix, Review of terahertz tomography techniques, *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, vol. 35, no. 4, pp. 382–411, 2014.
- [4] Irmantas Kašalynas, Rimvydas Venckevičius, Linas Minkevičius, Aleksander Sešek, Faustino Wahai, Vincas Tamošiūnas, Bogdan Voisiat, Dalius Seliuta, Gintaras Valušis, Andrej Švigelj, and Janez Trontelj, Spectroscopic terahertz imaging at room temperature employing microbolometer terahertz sensors and its application to the study of carcinoma tissues, *Sensors (Switzerland)*, vol. 16, no. 4, pp. 1–15, 2016.
- [5] Genki Yamashita, Eiichi Matsubara, Masaya Nagai, Changsu Kim, Hidefumi Akiyama, Yoshihiko Kanemitsu, and Masaaki Ashida, Sensitive monitoring of photocarrier densities in the active layer of a photovoltaic device with time-resolved terahertz reflection spectroscopy, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 110, no. 7, 2017.
- [6] Masayoshi Tonouchi, Cutting-edge terahertz technology, *Nat. Photonics*, vol. 1, pp. 97–105, 2007.
- [7] Mikhail A. Belkin and Federico Capasso, New frontiers in quantum cascade lasers: high performance room temperature terahertz sources, *Phys. Scr.*, vol. 90, no. 11, p. 118002, 2015.
- [8] Linas Minkevičius, Vincas Tamošiūnas, Irmantas Kašalynas, Dalius Seliuta, Gintaras Valušis, Alvydas Lisauskas, Sebastian Boppel, Hartmut G. Roskos, and Klaus Köhler, Terahertz heterodyne imaging with InGaAs-based bow-tie diodes, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, no. 13, pp. 2011–2014, 2011.
- [9] S. S. Dhillon, M. S. Vitiello, E. H. Linfield, A. G. Davies, Matthias C. Hoffmann, John Booske, Claudio Paoloni, M. Gensch, P. Weightman, G. P. Williams, E. Castro-Camus, D. R. S. Cumming, F. Simoens, I. Escorcia-Carranza, J. Grant, Stepan Lucyszyn, Makoto Kuwata-Gonokami, Kuniaki Konishi, Martin Koch, *et al.*, The 2017 terahertz science and technology roadmap, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 50, no. 4, p. 43001, 2017.
- [10] E. D. Walsby, S. M. Durbin, D. R. S. Cumming, and R. J. Blaikie, Analysis of silicon terahertz diffractive optics, *Curr. Appl. Phys.*, vol. 4, no. 2–4, pp. 102–105, 2004.

- [11] H. D. Hristov, J. M. Rodriguez, and W. Grote, The grooved-dielectric Fresnel zone plate: An effective terahertz lens and antenna, *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 54, no. 6, pp. 1343–1348, 2012.
- [12] Seungyong Jung, Jae Hyun Kim, Yifan Jiang, Karun Vijayraghavan, and Mikhail A. Belkin, Terahertz difference-frequency quantum cascade laser sources on silicon, *Optica*, vol. 4, no. 1, p. 38, 2017.
- [13] Bradley Ferguson and Xi-Cheng Zhang, Materials for terahertz science and technology, *Nat Mater*, vol. 1, no. 1, pp. 26–33, Sep. 2002.
- [14] C. Jung, C. Lee, B. Thomas, G. Chattopadhyay, A. Peralta, R. Lin, J. Gill, and I. Mehdi, Silicon micromachining technology for THz applications, *IRMMW-THz 2010 - 35th Int. Conf. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves, Conf. Guid.*, no. figure 1, pp. 4–6, 2010.
- [15] Victor M. Lubecke, Koji Mizuno, and Gabriel M. Rebeiz, Micromachining for terahertz applications, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 46, no. 11 PART 2, pp. 1821–1831, 1998.
- [16] Orazio Svelto, Properties of Laser Beams, in *Principles of Lasers SE - 11*, Springer US, 1998, pp. 463–492.
- [17] Narendra B. Dahotre and Sandip P. Harimkar, *Laser fabrication and machining of materials*. New York, N.Y.: Springer, 2008.
- [18] V. Sirutkaitis, O. Balachninaite, A. Bargelis, A. Dementjev, R. Jonušas, G. Račiukaitis, *Lazerinė technologija*. Vilniaus universiteo leidykla, 2008.
- [19] Gediminas Račiukaitis, *Lazerinio mikroapdirbimo laboratoriniai darbai*. Vilnius: TEV, 2008.
- [20] B. N. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, F. von Alvensleben, and A. Tünnermann, Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids, *Appl. Phys. A*, vol. 63, no. 2, pp. 109–115, 1996.
- [21] Jeppe Byskov-Nielsen, Short-pulse laser ablation of metals : Fundamentals and applications for micro-mechanical interlocking, *Appl. Phys.*, no. August, p. 96, 2010.
- [22] Marijus Brikas, *Silicio ir metalų apdirbimas didelio impulsų pasikartojimo dažnio pikosekundiniais lazeriais*. Vilnius, 2011.
- [23] J. M. Liu, Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes, *Opt. Lett.*, vol. 7, no. 5, pp. 196–198, 1982.
- [24] P. T. Mannion, J. Magee, E. Coyne, G. M. O'Connor, and T. J. Glynn, The effect of damage accumulation behaviour on ablation thresholds and damage morphology in ultrafast laser micro-machining of common metals in air, *Appl. Surf. Sci.*, vol. 233, no. 1–4, pp. 275–287, Jun. 2004.

- [25] Jeppe Byskov-Nielsen, Juha-Matti Savolainen, Martin Snogdahl Christensen, and Peter Balling, Ultra-short pulse laser ablation of metals: threshold fluence, incubation coefficient and ablation rates, *Appl. Phys. A*, vol. 101, no. 1, pp. 97–101, 2010.
- [26] B. Jaeggi, B. Neuenschwander, M. Zimmermann, L. Penning, R. deLoor, K. Weingarten, and A. Oehler, High-throughput and high-precision laser micromachining with ps-pulses in synchronized mode with a fast polygon line scanner, 2014, vol. 8967, p. 89670Q–89670Q–10.
- [27] Gediminas Raciukaitis, M. Brikas, P. Gečys, B. Voisiat, and M. Gedvilas, Use of High Repetition Rate and High Power Lasers in Microfabrication: How to Keep the Efficiency High?, *J. Laser Micro/Nanoengineering*, vol. 4, no. 3, pp. 186–191, 2009.
- [28] Benjamin Lauer, Beat Jäggi, and Beat Neuenschwander, Influence of the Pulse Duration onto the Material Removal Rate and Machining Quality for Different Types of Steel, *Phys. Procedia*, vol. 56, no. 0, pp. 963–972, 2014.
- [29] D. F. Farson, J. F. Ready, and T. Feeley, *LIA Handbook of Laser Materials Processing*. Springer Berlin Heidelberg, 2001.
- [30] Shane Beary, Development of a laser scanning system for the inspection of surface defects. Dublin City University, 1996.
- [31] Aerotech Inc., *AGV Series 2-Axis Galvanometer Scanner Hardware Manual*, vol. 177. .
- [32] James C. Wiltse, The Fresnel Zone-Plate Lens, *Proc. SPIE*, vol. 544, pp. 41–47, 1985.
- [33] Donald N. Black and James C. Wiltse, Millimeter-wave characteristics of phase-correcting fresnel zone plates, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 35, no. 12, pp. 1122–1129, 1987.
- [34] B. Morgan, C. M. Waits, J. Krizmanic, and R. Ghodssi, Development of a deep silicon phase Fresnel lens using Gray-scale lithography and deep reactive ion etching, *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 13, no. 1. pp. 113–120, 2004.
- [35] L. Van Buskirk and C. Hendrix, The zone plate as a radio-frequency focusing element, *IRE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 9, no. 3. pp. 319–320, 1961.
- [36] P. B. CLAPHAM and M. C. HUTLEY, Reduction of Lens Reflexion by the “Moth Eye” Principle, *Nature*, vol. 244, no. 5414, pp. 281–282, 1973.
- [37] J. Y. L. Ma and L. C. Robinson, Night Moth Eye Window for the Millimetre and Sub-millimetre Wave Region, *Opt. Acta Int. J. Opt.*, vol. 30, no. 12, pp. 1685–1695, 1983.
- [38] A. Brahm, S. Doring, A. Wilms, G. Notni, S. Nolte, and A. Tunnermann, Laser-generated broadband antireflection structures for freeform silicon lenses at terahertz frequencies, *Int. Conf. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves, IRMMW-THz*, 2014.

- [39] Sebastian Boppel, Alvydas Lisauskas, Martin Mundt, Dalius Seliuta, Linas Minkevicius, Irmantas Kašalynas, Gintaras Valušis, Martin Mittendorff, Stephan Winnerl, Viktor Krozer, and Hartmut G. Roskos, CMOS integrated antenna-coupled field-effect transistors for the detection of radiation from 0.2 to 4.3 THz, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 60, no. 12, pp. 3834–3843, 2012.
- [40] Volker Lehmann, *Electrochemistry of Silicon*, vol. 3. Wiley-VCH Verlag GmbH, 2002.
- [41] Irmantas Kašalynas, Rimvydas Venckevičius, Laurynas Tumonis, Bogdan Voisiat, Dalius Seliuta, Gintaras Valušis, and Gediminas Račiukaitis, Reflective terahertz imaging with the TEM₀₁ mode laser beam., *Appl. Opt.*, vol. 52, no. 23, pp. 5640–4, 2013.
- [42] I. V. Minin and O. V. Minin, *Diffractional Optics of Millimetre Waves*. 2004.
- [43] L. Minkevičius, K. Madeikis, B. Voisiat, V. Tamošiūnmas, G. Valušis, G. Račiukaitis, and I. Kašalynas, Compact diffractive optical components for terahertz beam manipulation, *IRMMW-THz 2015 - 40th Int. Conf. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, pp. 2–3, 2015.

Rezultatų viešinimas

Darbo rezultatai buvo pristatyti tarptautinėse mokslinėse konferencijose:

R. Šniaukas, B. Voisiat, G. Račiukaitis, L. Minkevičius, I. Kašalynas, Fabrication of THz Fresnel lenses by direct laser ablation, International School on "Lasers in Materials Science: Lasers for the Nano-Engineering of Surfaces" Venice, San Servolo, VIU, July 10-17, 2016.

B. Voisiat, S. Indrišiūnas, R. Šniaukas, L. Minkevičius, I. Kašalynas, G. Račiukaitis, Laser Processing for Precise Fabrication of the THz Optics, SPIE Photonics West, LASE, Conference 10091 "Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing" (LAMOM) XXII, 30 January - 2 February 2017, San Francisco, California, USA. (oral).

R. Šniaukas, G. Račiukaitis, Laser Micro-Cutting of Thick Tungsten Sheets, Lasers in Manufacturing (LIM2015), 22-25 June, 2015 Munich, Germany. (oral).

Mokslinės publikacijos:

L. Minkevičius, S. Indrišiūnas, R. Šniaukas, B. Voisiat, V. Janonis, V. Tamošiūnas, I. Kašalynas, G. Račiukaitis, G. Valušis, Terahertz multilevel phase Fresnel lenses fabricated by laser patterning of silicon, Optics Letters, 42(10) 1875-1878 (2017).

B. Voisiat, S. Indrišiūnas, R. Šniaukas, L. Minkevičius, I. Kašalynas, G. Račiukaitis, Laser processing for precise fabrication of the THz optics, Proc. SPIE 10091, 100910F (2017); doi:10.1117/12.2253634.

Santrauka lietuvių kalba

Nepaisant didžiulio per pastaruosius tris dešimtmečius išaugusio susidėmėjimo THz elektromagnetinių bangų sritimi, šiai sričiai skirtų veidrodžių, moduliatorių, bangolaidžių, antenų, lęšių ir kitų būtinų elementų tobulinimas ir gamyba, nors ir labai svarbi, tačiau dar nepakankamai išvystyta sritis. Monokristalinis silicis yra dalinai skaidri THz bangoms medžiaga, todėl gali būti panaudojamas įvairiems elementams gaminti. Puiki alternatyva, tradiciniams monokristalinio silicio apdirbimo metodams, kurių metu iš silicio yra formuojami THz sričiai skirti elementai, yra tiesioginė lazerinė abliacija. Šio proceso metu galima iš silicio formuoti kelių mikrometrų tikslumo struktūras, o to pilnai pakanka THz elementams.

Darbo teoriniame įvade pateikta svarbiausia informacija reikalinga suprasti procesus vykstančiu lazerinio silicio apdirbimo metu, trumpa gaminamų struktūrų klasifikacija bei išsamus naudotos įrangos aprašymas. Atlikti eksperimentai gali būti suskirstyti į tris pagrindines dalis. Visų pirma, buvo atliktas geriausių silicio abliacijos parametrų radimas, lyginant nanosekundinio ir pikosekundinio lazerinio apdirbimo pranašumus ir trūkumus. Antra, pasinaudojus darbe atliktų efektyvios monokristalinio silicio abliacijos eksperimentų metu nustatytu optimaliu režimu, buvo pagaminti THz elektromagnetinių bangų sričiai skirti fokusuojantys elementai ir skaidrinančios dangos. Galiausiai bendradarbiaujant su FTMC Terahercų fotonikos laboratorija iširtos pagamintų fokusuojančių elementų ir skaidrinančių dangų veikimo charakteristikos.

Atlikus iš monokristalinio silicio tiesioginės lazerinės abliacijos būdu pagamintų ZFP lęšių fokusavimo galimybių tyrimus matoma, kad visų teisingai pagamintų elementų charakteristikos atitinka teoriškai numatytas vertes. Įsitikinta, kad 1/8 periodo ZFP lęšiai, demonstruoja geriausius rezultatus, o integravus skaidrinančias struktūras pasiekiamas dar didesnis efektyvumas.

Santrauka anglų kalba / Summary

During the past three decades the growth of interest in THz electromagnetic wave band was enormous. Despite that, the development of mirrors, modulators, waveguides, antennas, lenses and other devices for THz band is still not complete and needs much more investigation. Monocrystalline silicon is partially transparent material for THz waves and can, therefore, be used to produce various components. A promising alternative to traditional monocrystalline silicon machining methods (used for fabrication of components for THz wave band) is direct laser ablation. The use of direct laser ablation for silicon fabrication enables the formation of structures with micrometer precision that is more than enough for THz applications.

The first part of this thesis introduces reader to: essential theory that is needed to understand the processes taking place during the laser processing of silicon wafers, classification of the fabricated components and detailed description of equipment used in the experiments. Second part of this paper is about performed experiments which can be divided to three subparts. First subpart consists of experiments dedicated to determine system parameters for the most efficient laser ablation of silicon and comparing pros and cons of nanosecond and picosecond laser processing. Second subpart of this work was the fabrication of focusing elements for THz band using experimentally obtained optimal parameters for monocrystalline silicon laser ablation. Last subpart of this thesis was made cooperating with FTMC Terahertz photonics laboratory in measuring focusing characteristics of fabricated elements for THz wave band.

Investigation of fabricated THz optical elements verified that all correctly fabricated elements demonstrated characteristics highly correlated with theoretical predictions. 1/8 period PZP lenses, proved to be the best option for THz band focusing. Integration with antireflection structures demonstrated even further increase of THz focusing element efficiency.