

Vilniaus universiteto  
Fizikos fakulteto  
Lazerinių tyrimų centras

Ignas Vičkačka

SKAIDRIŲ MEDŽIAGŲ PAVIRŠIAUS ABLIACIJA NAUDOJANT 1 — 3,5  $\mu\text{m}$   
FEMTOSEKUNDINIUS IMPULSUS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerių fizikos ir optinių technologijų  
studijų programa

Studentas

Ignas Vičkačka

Leista ginti

2024-05-24

Darbo vadovas

dr. Simas Butkus

Centro direktorė

dr. Dalia Kaškelytė

Vilnius 2024

# Turinys

Įvadas .....	3
1. Literatūros apžvalga .....	4
1.1. Lazerinis apdirbimas .....	4
1.2. Lazerinės abliacijos mechanizmas .....	4
1.2.1. Lazerinės abliacijos parametrai .....	5
1.3. Spinduliuotės sąveika su skaidriomis medžiagomis.....	8
1.3.1. Šviesos sąveika su dielektrinėmis medžiagomis .....	9
1.3.2. Netiesinis poliarizuotumas .....	10
1.3.3. Netiesinė sugertis .....	10
1.4. Skirtingos spalvos lazeriai .....	13
1.4.1. Optiniai parametriniai stiprintuvai .....	14
1.4.2. Optiniai elementai netradiciniams bangos ilgiams .....	16
1.5. Plonų dangų pašalinimo taikymai .....	17
1.5.1. Plonų dangų pašalinimas nuo paviršiaus .....	18
1.6. Plastikai .....	20
2. Darbo metodika .....	22
2.1. Bangos ilgio keitimas naudojant optinį parametrinį stiprintuvą.....	22
2.2. Pažeidimų formavimas .....	23
2.3. Pralaidumo matavimai.....	24
2.4. Pažeidimų formavimas dielektrinėse dangose.....	24
2.5. Pažeidimų formavimas plastike.....	24
3. Rezultatai.....	26
3.1. Pažeidimų formavimas dielektrinėse dangose.....	26
3.2. Pažeidimų formavimas plastike.....	29
4. Išvados.....	36
Literatūros sąrašas .....	37
Santrauka.....	40
Summary .....	41

## Ivadas

Pastaraisiais metais femtosekundinių impulsų lazerių naudojimas medžiagų apdirbimo tikslais buvo plačiai tiriamas tiek teorinėje, tiek eksperimentinėje srityse [1, 2]. Susidomėjimas medžiagų apdirbimu femtosekundiniais lazeriais yra susijęs su pranašumais lyginant su ilgų impulsų lazeriais ( $\sim ns$ ). Itin trumpi (šimtų femtosekundžių eilės) impulsai lemia didelę erdvinę skiriamąją gebą, mažesnes termines pažeidas lyginant su kitų tipų lazeriais [1-3]. Be to, dėl didelių intensyvumų femtosekundinės abliacijos metu pasireiškia netiesiniai sugerties režimai, todėl medžiagos, kurios yra skaidrios nanosekundinei lazerio spinduliuotei, gali būti sėkmingai apdirbamos ultratrumpų impulsų lazeriais [2, 3].

Plonų dangų pašalinimas lazerine spinduliuote yra plačiai naudojama technika, pavyzdžiui, litografijoje, kaukių taisyme, plonų plėvelių mikrostruktūravime, duomenų ir informacijos įrašyme ir daugelyje kitų sričių [4-8]. Dėl dominuojančios netiesinės sugerties femtosekundiniame apdirbime yra sudėtinga pašalinti dešimčių nanometrų sluoksnį išlaikant plokščią kraterio dugną. Sugertį taip pat galima pasiekti dėl infraraudonosios šviesos sužadintų vibracinių lygmenų kartu su termiškai sužadintų elektronų arba priemaišų teikiamų elektronų [9].

Polimerai susilaukė daug dėmesio dėl unikalių fizinių, cheminių, mechaninių, šiluminių, elektrinių ir optinių savybių, kurios lemia jų lengvumą, mažą paviršiaus energiją, atsparumą korozijai, žemą trinties koeficientą ir kt. [10, 11]. Šiuo metu daug dėmesio skiriama biosuderinamų implantų gamybai, kurių vienas svarbiausių parametrų yra paviršiaus šiurkštumas. Tačiau kai pagrindinis sugerties mechanizmas yra netiesinis procesas, nepavyksta pasiekti paviršių šiurkštumų nanometrinėje skalėje [12].

Norint optimizuoti specifinių medžiagos lazerinį apdirbimą reikalinga tinkama spinduliuotė. Optinis parametrinis stiprinimas yra vienas iš būdų didelės galios itin plačiajuosčio šviesos srauto generavimui. Pagrindinis OPA schemos pranašumas yra platus spektrinis diapazonas, kuris nepasiekiamas kitomis lazerinėmis technologijomis [13].

Šio darbo tikslas yra ištirti pažeidimų formavimosi ypatybes skirtingose skaidriuose medžiagose naudojant  $1 - 3,5 \mu m$  bangos ilgio femtosekundinę spinduliuotę.

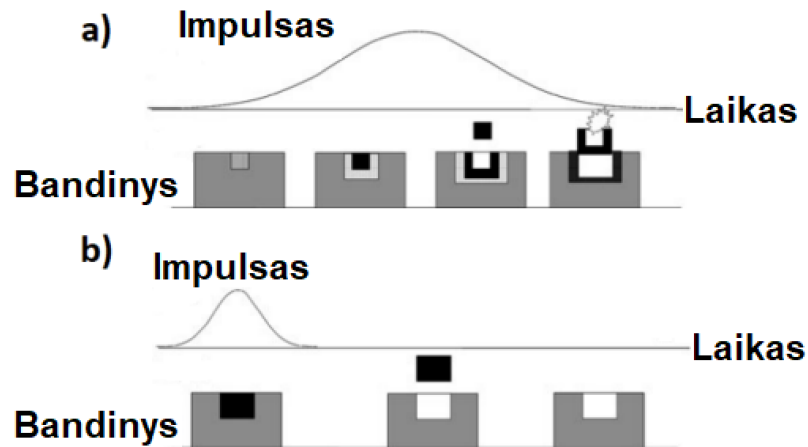
# 1. Literatūros apžvalga

## 1.1. Lazerinis apdirbimas

Femtosekundinių ( $1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$ ) lazerių taikymas preciziškam medžiagų apdirbimui tampa vis patrauklesnis ir svarbesnis tokiose srityse kaip mikrooptika, mikroelektronika, mikrobiologija, mikrochemija ir kt. [1, 2]. Šis susidomėjimas padidėjo dėl to, kad femtosekundiniai lazeriai turi didelių pranašumų apdirbimo srityje. Ši spinduliuotė leidžia tiek tiksliai pašalinti norimą medžiagos sluoksnį, tiek formuoti įvairius raštus ant paviršiaus su aukšta erdvine skiriamąja geba, minimaliu užvartų susidarymu ir mažu šiluminiu deformavimu, palyginti su nanosekundžių režimu [1-3]. Be to, medžiagos, kurios yra skaidrios ilgesnių impulsų lazerinei spinduliuotei, gali būti sėkmingai apdirbamos ultratrumpų impulsų lazeriais [3, 14]. Tai suteikia galimybę apdirbti įvairias medžiagas, tokias kaip metalai, puslaidininkiai, polimerai, keramika, optiniai stiklai ir kristalai [2].

## 1.2. Lazerinės abliacijos mechanizmas

Vienas iš drastiškiausių optinės spinduliuotės poveikių yra medžiagos pašalinimas nuo paviršiaus. Esant vidutinei impulsų energijai, atskiri jonai arba jų grupės yra pašalinami, dažnai dėl Kulono sprogo, kai elektrostatišku būdu destabilizuojamas paviršius. Tačiau šis desorbcijos procesas paprastai yra per silpnas medžiagos pašalinimui. Stiprus medžiagos pašalinimas vadinamas abliacija, kuri įvyksta tik tada, kai viršijama impulsų energijos slenkstinė riba. Abliacijos procesai yra sudėtingesni nei desorbcija ir apima Kulono sprogimus, fazinius virsmus ir plazmos formavimąsi. Lazerinė abliacija yra neabejotinai svarbiausias procesas lazerinio medžiagų apdorojimo srityje [15]. Ilgo impulso režimo abliacijos mechanizme absorbuota šviesa suformuoja lydą, kurio temperatūra toliau kyla dėl besitęsiančio impulso energijos sugerties, pasiekus tam tikrą energijos ribą, lydą prasideda garavimas. Garavimo metu susidaro aukštas slėgis, kuris inicijuoja medžiagos lydalo pašalinimą (1 pav. a)) [16, 17]. Tačiau tai paprastai negalioja ultratrumpiems impulsams, nes jie sugeba perduoti energiją medžiagai per pakankamai trumpą laiką prieš prasidedant šiluminei difuzijai [2]. Be to, abliacija prasideda maždaug po vienos pikosekundės, kai sugerama pakankamai energijos, todėl femtosekundinių lazerių aukšta impulso energija ir trumpa impulso trukmė lemia, kad abliacijos slenkstis pasiekiamas prieš prasidedant medžiagos pašalinimui (1 pav. b)), dėl ko atsiranda anksčiau minėti pranašumai. Taip pat didelis intensyvumas sukelia netiesinius procesus skaidriose medžiagose, leidžiančius šias medžiagas apdirbti femtosekundiniu režimu [18].



1 pav. Skirtumas tarp ilgo impulso (a) ir femtosekundinio impulso (b) abliacijos mechanizmų. (Skirtingi atspalviai nurodo sužadintas sritis. Tamsesnis atspalvis atitinka stipriau sužadintą sritį) [19].

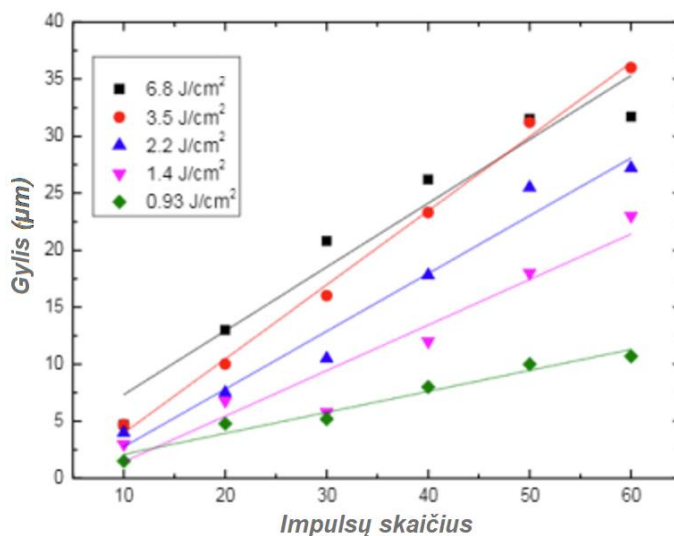
### 1.2.1. Lazerinės abliacijos parametrai

Lazerinės abliacijos procese svarbūs įvairūs sistemos parametrai, tokie kaip bangos ilgis, galia, impulso trukmė bei pasikartojimo dažnis, taip pat reikia atsižvelgti ir į pluošto kokybę, fokusavimo sąlygas, skenavimo greitį.

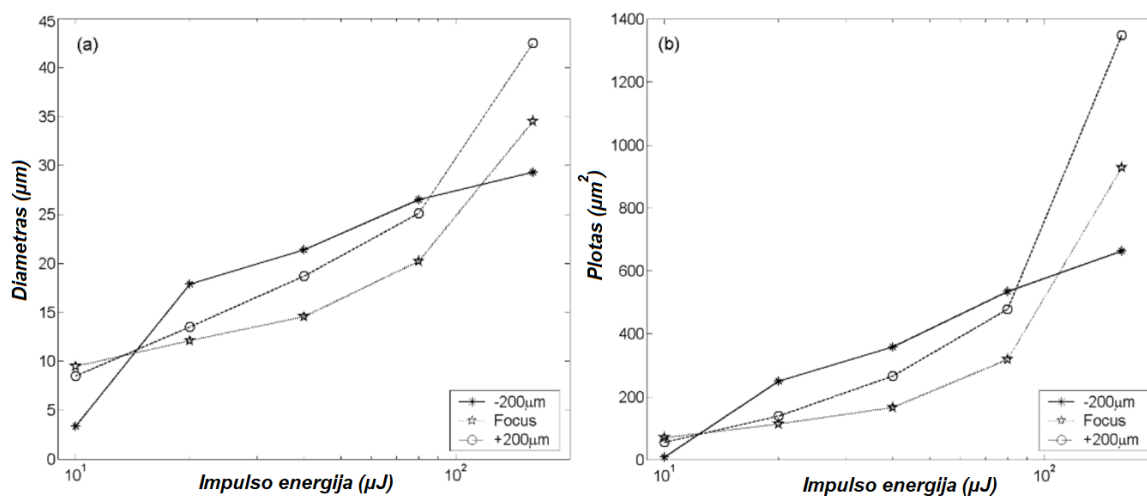
Lazeris aprašomas, kaip vieno centrinio bangos ilgio ( $\lambda$ ) šaltinis. Paprastai šį parametą atitinka spektrinis diapazonas su didžiausiu energijos tankiu, toks supaprastinimas palengvina skaičiavimus eksperimentų metu [20]. Spinduliuotės bangos ilgis yra atvirkščiai proporcingas fotono energijai, kitaip sakant spinduliuotei slenkantis link infraraudonosios pusės fotonų energija mažėja, tuo tarpu keliaujant į ultravioletinę pusę fotonų energija didėja. X. Mao ir kiti pristato, jog abliacijos greitis priklauso nuo bangos ilgio. Naudojant 3 ns impulso trukmės Nd:YAG lazerį, didžiausias abliacijos greitis buvo pasiektas su 266 nm bangos ilgiu ir daugiau nei dešimt kartų didesnis, lyginant su 1064 nm bangos ilgiu [21].

Lazerio galia yra vienas svarbiausių veiksnių lazeriniame apdirbime, nes nuo jos tiesiogiai priklauso abliacijos procesas. Dažnu atveju lazeriniam apdirbimui reikalinga didelė pikinė galia, impulsiniu lazeriu tai galima pasiekti sutrumpinant impulso trukmę arba mažinant pasikartojimo dažnį. Didelė pikinė galia ir trumpesni impulsai lemia mažesnes šilumos paveiktas zonas ir geresnę apdirbimo kokybę, taip pat didelė pikinė galia inicijuoja netiesinius sugerties mechanizmus. Paprastai aprašant abliaciją naudojamas parametras energijos tankis, kuris atitinką energiją tenkančią ploto vienetui ir išreiškiamas  $J/cm^2$ . Energijos tankis priklauso ne tik nuo lazerio generuojamų impulsų

parametrų, bet ir fokusavimo sąlygų. 2 pav. parodyta, kaip lazerio energijos tankis veikia pažeidimo gylį K9 stikle [20, 22, 23].



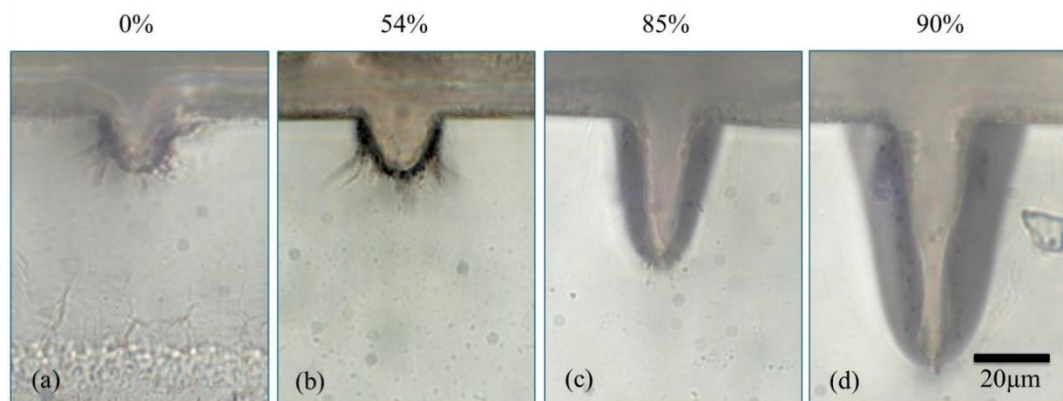
2 pav. Suformuotų pažeidimų gylio priklausomybė nuo impulsų skaičiaus ties skirtingais energijos tankiais. Impulso trukmė 50 fs, lazerio bangos ilgis 800 nm [22].



3 pav. (a) Pažeidimo diametro priklausomybė nuo impulsų energijos esant trims skirtingoms fokusavimo padėtimis; (b) pažeidimo ploto priklausomybė nuo trijų skirtingų fokusavimo padėčių ir impulsų energijos. Impulso trukmė 150 fs, bangos ilgis 800 nm, pasikartojimo dažnis 5 kHz [24].

Didžiausia energijos tankio vertė pasiekama fokuse, todėl sufokusuoto pluošto sąsmaukos dydis yra labai svarbus apdirbant medžiagas. Fokusavimo sąlygos t.y. fokuso padėtis medžiagoje taip pat yra svarbus veiksnys, kuris lemia abliuotos srities diametrą, formą ir gylį. S. Campbell savo darbe analizavo, kaip fokusavimo padėtis gali paveikti pažeidimo parametrus BK7 stikle. Pluoštas

fokusuotas virš bandinio paviršiaus, sukuria beveik apvalų pažeidimą, kurio skersmuo vienoje ašyje yra šiek tiek padidėjęs. Tobulai apvali forma gali būti suformuota tik tada, kai pluošto sąsmauka yra medžiagos paviršiuje. 3 pav. parodyta, kad esant mažai impulsų energijai ant paviršiaus fokusuotas spindulys sukuria didesnio skersmens ir ploto skylės. Kai impulsų energija didėja, fokusavimo padėties įtaka didėja, esant didesnei impulsų energijai, pažeistos srities plotas ir diametras didėja, kai sąsmauka yra ne medžiagos paviršiuje. Tai gali tapti problema, kai taikymas reikalauja tikslaus mikrostruktūrų formavimo ant paviršiaus [24].

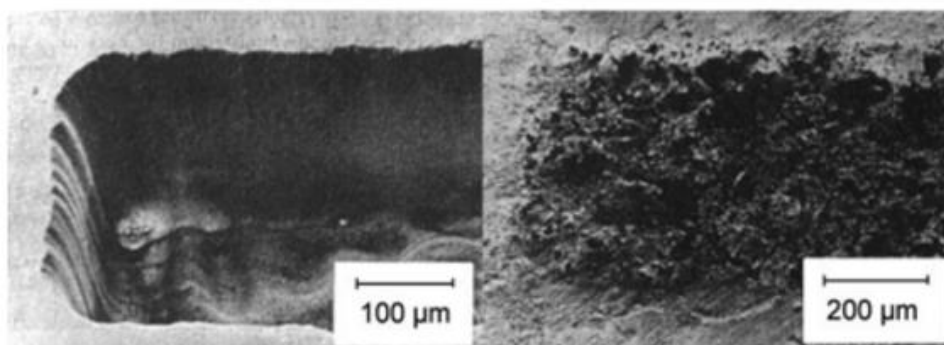


4 pav. Pažeistos srities skerspjūviai su skirtingu erdvinio persidengimu: (a) 0 %; (b) 54 %; (c) 85 %; (d) 90 %. Visais atvejais naudojama  $40 \mu J$  impulsų energija, išskyrus 54 % persidengimą, kuriam naudojama  $50 \mu J$  impulsai ir  $400 kHz$  pasikartojimo dažnis [26].

Lazerio pasikartojimo dažnis nulemia laiko tarpą tarp impulsų, pasiekiančių apdirbamos medžiagos paviršių. Didelės pikinės galios impulsai esant žemam pasikartojimo dažniui greitai padidina paviršiaus temperatūrą, dėl ko vyksta momentinis garavimas paveiktoje srityje ir šiluma nespėja išplisti į bandinį. Naudojant didesnę pasikartojimo dažnį, mažesnė pikinė galia sukurs daugiau šilumos medžiagoje. Todėl yra svarbu naudoti tinkamą impulsų pasikartojimo dažnį kiekvienai medžiagai [19, 25]. Lazerio dažnis taip pat yra susijęs su skenavimo greičiu, esant mažam skenavimo greičiui ir dideliam pasikartojimo dažniui, impulsai gali persidengti vienas su kitu, sukurdami daugiau šilumos medžiagoje. Kontroliuojant impulsų dažnį ir skenavimo greitį, galima keisti impulsų erdvinį pasiskirstymą [25]. M. Sun ir kiti tyrė, kaip pažeidimo mechanizmai priklauso nuo ultratrumpųjų impulsų ( $50 fs$ ) erdvinio persidengimo. Tyrime buvo išmatuota, kaip keičiasi pažeidimo sritis ir gylis, kai impulsai persidengia 0 %, 54 %, 85 % ir 90 %, o impulsų energija išlaikoma beveik tokia pati (tarp  $40 \mu J$  ir  $50 \mu J$ ). 4 pav. matome pažeistos srities rezultatus, pastebėta, kad esant 0 % (a) ir 54 % (b) persidengimui matomi tamsesni nereguliarūs pažeidimai kraterio periferijoje daugiausia sukelti dėl didelio elektronų tankio. 4 pav. c) ir d) nuotraukose matoma, kad lazerio impulsai paveikė didesnę medžiagos sritį ir gauti lygesni kraterio kontūrai, šios zonos susidaro dėl šiluminės difuzijos proceso,

kai impulsai persidengia, energijos kaupimasis tampa žymiai didesnis, o šilumos difuzija sukelia termiškai modifikuotas zonas. Nors visuose pavyzdžiuose medžiagos pašalinimas vyko dėl netiesinės sugerties, impulsams stipriai persiklojant, šilumos sukulto pažeidimo įtaka didėja ir tampa dominuojanti [26].

Impulso trukmė yra vienas svarbiausių parametru medžiagos abliacijoje, nes tai vienas pagrindinių parametru, nusakančių lazerio pikinę galią. Kai sąveikos laikas su medžiaga yra ilgesnis, šilumos difuzija, lydymo procesai ir šilumos banga plinta aplink paveiktą plotą. Kai impulso trukmė yra mažesnė, sąveikos laikas su medžiaga tampa mažesnis, o lazerio pikinė galia padidėja. Tai lemia, kad šiluma nesklinda taip stipriai, vyrauja netiesiniai procesai ir spinduliuotė gali akimirksniu išgarinti medžiagą todėl termiškai paveiktas plotas aplink kraterį yra mažesnis [19]. Küper ir Stuke palygino du lazerius su skirtingomis impulso trukmėmis (16 ns ir 300 fs). Jie parodė, kad naudojant nanosekundinius impulsus, skaidrios medžiagos paviršius yra labiau suardomas nei pašalinamas, o naudojant femtosekundinius impulsus, skaidrus polimeras gali būti pašalinamas išabliuojant norimą tūrį ir išlaikant aukštos kokybės kraštus (5 pav.) [27].



5 pav. PTFE paviršius apdirbant su 248 nm bangos ilgiu ir skirtingomis impulsų trukmėmis (kairėje — 300 fs, dešinėje — 16 ns) SEM nuotraukos [27].

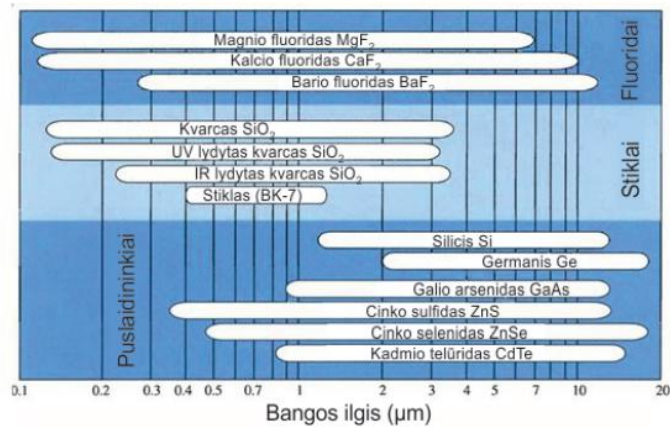
### 1.3. Spinduliuotės sąveika su skaidriomis medžiagomis

Intensyvūs šviesos impulsai ir silpna elektromagnetinė spinduliuotė skirtingai sąveikauja su skaidriomis medžiagomis. Šis skirtumas yra siejamas su tuo, kad intensyvi spinduliuotė gali sužadinti netiesinius reiškinius sąveikaujant su medžiagomis, kas lemia naujų reiškinių atsiradimą. Dėl medžiagoje vykstančių netiesinių procesų ji pradeda veikti sklindantį pluoštą. Spinduliuotė taip pat keičia ir pačios medžiagos struktūrą. [28].



### 1.3.1. Šviesos sąveika su dielektrinėmis medžiagomis

Dielektrinės medžiagos, stiklai, žmogaus akimis yra skaidrios medžiagos. Jos yra skaidrios ne tik regimajame šviesos bangų diapazone, tačiau ir didelėje dalyje infraraudonosios spinduliuotės diapazono, taip pat ir ultravioletiniame diapazone iki tam tikros ribos. Įvairių medžiagų pralaidumas pateiktas 6 pav.



6 pav. Spektriniai diapazonai, kuriuose medžiagos yra skaidrios šviesai [29].

Pagrindinis sugerties procesas puslaidininkiuose ir dielektrikuose kyla iš šviesos sąveikos su elektronais [30, 31]. Jei fotono dažnis yra toks, kad jo energija atitinka energiją, reikalingą elektronui pereiti į aukštesnę būseną, tuomet fotonas gali būti sugertas. Elektronas gali būti joninio branduolio elektronas arba laisvasis elektronas kietoje medžiagoje. Jei įeinančio fotono energija neatitinka reikiamos sužadinimo energijos, sužadinimas nevyksta ir medžiaga yra skaidri tokioms spinduliuotėms. Dielektrikai turi minimalią energiją, kuri skiria valentinę ir laidumo juostas, vadinama draustine juosta. Elektronų perėjimas iš valentinės juostos į laidumo juostą yra stiprios sugerties mechanizmas. Dielektrikuose, tokiose kaip stiklas, kvarcas, kai kurios druskos, deimantas, daugelis metalinių oksidų ir dauguma plastikinių medžiagų, regimojoje spektro dalyje sužadinimas nevyksta, nes valentiniai elektronai yra taip stipriai surišti, kad reikalingi ultravioletiniai fotonai juos išlaisvinti. Idealiai, fotonai, turintys energiją mažesnę nei draustinis juostos tarpas, nėra sugeriami [31]. Kaip jau minėta, dielektrikų sužadinimui paprastai reikalinga UV spinduliuotė. Dėl to eksimeriniai lazeriai ar kieto kūno lazerių harmonikos yra naudojami norint pažeisti dielektrikus. Taip pat dielektrinės medžiagos gali būti paveiktos ir apdirbtos įvairiomis spinduliuotėmis, netgi tomis, kurioms paprastai yra skaidrios. Tai įgyvendinama naudojant ypač intensyvią pasirinkto bangos ilgio spinduliuotę. Pastaruoju atveju vyksta netiesinė sugertis. Tačiau taip pat yra galimybė naudoti intensyvius infraraudonosios spinduliuotės pluoštus. Čia sugertis atsiranda dėl infraraudonosios

šviesos sužadintų vibracinių lygmenų kartu su termiškai sužadintų elektronų arba priemaišų teikiamų elektronų [9].

### 1.3.2. Netiesinis poliarizuotumas

Šviesai sklindat skaidrioje terpėje, jos elektrinis laukas sukuria poliarizaciją medžiagoje: periodiškai kintantis šviesos elektrinis laukas sukuria periodiškai kintantį medžiagos dipolinį momentą. Esant mažam spinduliuotės intensyvumui, medžiagos poliarizuotumas tiesiškai priklauso nuo spinduliuotės elektrinio lauko. Tokiu atveju medžiaga veikia sklindančią šviesą tik tuo, kad šviesos sklidimas skaidrioje terpėje lėtėja (dispersija). Didelio intensyvumo atveju, netiesiniai įnašai tampa svarbūs ir poliarizuotumo priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio tampa netiesinė. Poliarizuotumą galima išskleisti eilute elektrinio lauko stiprio atžvilgiu [28, 32-34].

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t) + \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_2(t) + \varepsilon_0 \chi^{(3)} E_3(t) + \dots \quad (1)$$

čia  $\varepsilon_0$  yra vakuumo dielektrinė skvarba,  $\chi^{(n)}$  yra n-osios eilės dielektriniai jautriai, o  $E(t)$  nusako elektrinio lauko stiprio kitimą laike. Šios eilutės pirmas terminas apibūdina linijinę sąveiką, o aukštesnės eilės terminai išreiškia netiesinį atsaką. Antrosios eilės netiesinio jautrio vertė siekia  $10^{-12} \text{ m/V}$ , o trečiosios eilės —  $10^{-24} \text{ m}^2/\text{V}^2$ .

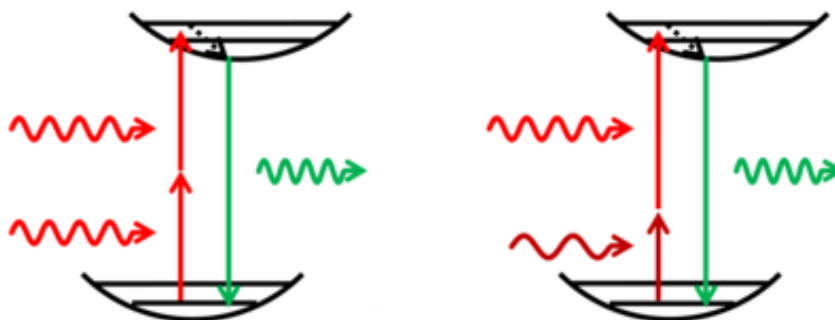
### 1.3.3. Netiesinė sugertis

Regimosios šviesos spektras yra maždaug nuo 3,1 eV iki 1,6 eV (bangos ilgis nuo 400 nm iki 700 nm). Taigi, jei medžiagos draustinės juostos plotis yra didesnis nei maksimali fotonų energija, jos nepakanka elektroną perkelti iš valentinės į laidumo juostą. Tokiu atveju šviesa nėra sugerama ir tiesiog praeina per medžiagą, o tai lemia, kad šios medžiagos atrodo skaidrios. Tačiau esant pakankamai dideliame spinduliuotės intensyvumui pradeda vyrauti netiesiniai sugerties mechanizmai, dėl kurių didėja tikimybė skaidriai medžiagai sugerti keletą fotonų vienu metu.

Dvifotone sugertimi yra laikomas reiškinys, kai medžiaga sužadinama dėl dviejų fotonų sugerties vienu metu. Iš esmės galimi du dvifotonės sugerties atvejai: pirmasis vyksta, kai sugeriami du vienodo dažnio fotonai, antrasis atitinka dviejų skirtingo dažnio fotonų sugertį [35]. Šie atvejai schemiškai pavaizduoti 7 pav. Tiek pirmu, tiek antru atveju medžiagos sužadinimas vyksta per virtualius energijos lygmenis, kurių gyvavimo trukmė yra labai trumpa. Dėl to abu fotonai privalo sąveikauti su medžiaga vienu metu, kad tokia sugertis įvyktų, todėl šis netiesinis procesas smarkiai priklauso nuo spinduliuotės intensyvumo [33]. Paprasčiausiu atveju, kai dvifotonė sugertis vyksta dėl vieno intensyvaus pluošto, spinduliuotės intensyvumo nuostoliai gali būti aprašyti diferencialine lygtimi [36]:

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I - \beta I^2, \quad (2)$$

čia  $\alpha$  yra tiesinis sugerties koeficientas, kuris vyksta dėl priemaišinių lygmenų, o  $\beta$  — dvifotonės sugerties koeficientas.  $\beta$  parametras nusako medžiagos savybes ir yra siejamas su menama kubinio netiesinio jautrio dalimi [33].

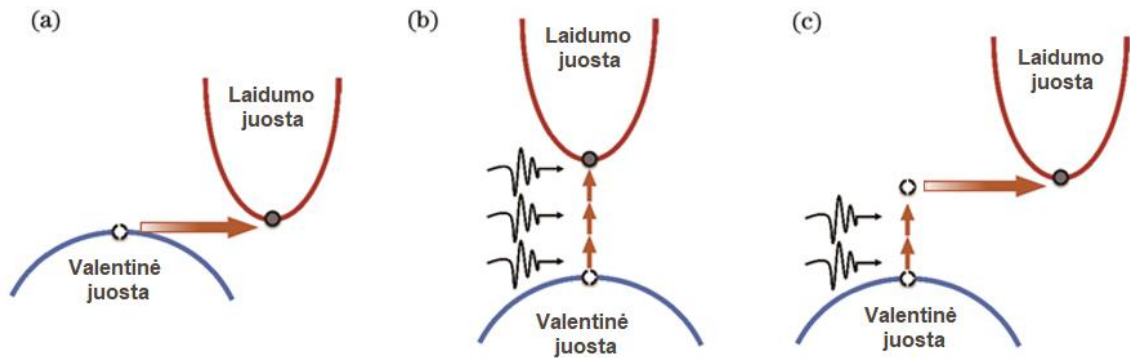


7 pav. Dvifotonės sugerties lygmenų diagramos. Per virtualų lygmenį gali būti sugerti du to paties dažnio (kairėje) arba du skirtingų dažnių (dešinėje) fotonai.

Naudojant pakankamai aukšto intensyvumo spinduliuotę pastebima ir trifotonė ar dar aukštesnių eilių sugertis. Šių netiesinių sugerties procesų metu atomas, jonas arba molekulė vienu metu sugeria tris ar daugiau fotonus, o elektronas iš žemesnio energijos lygio pakeliamas į aukštesnį energijos lygmenį. Pavyzdžiui, trijų fotonų sugertis gali sužadinti elektroną iš pagrindinės būsenos į sužadintą būseną, o bendra perėjimo energija bus lygi šių trijų fotonų energijų sumai [37]. Trifotonės sugerties atveju spinduliuotės intensyvumo pokytis gali būti aprašomas kaip

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I - \beta^{(3)} I^3, \quad (3)$$

čia  $\beta^{(3)}$  yra trifotonės sugerties koeficientas, kuris yra siejamas su penktosios eilės medžiagos dielektrinio jautrio menamąja dalimi. Kvadratinio netiesiškumo terpėse trifotonė sugertis yra daug mažesnė nei dvifotonė. Tačiau didėjant spinduliuotės intensyvumui trifotonė ir aukštesnių eilių netiesinė sugertis tampa gana ryški. Ultratrumpiems šviesos impulsams sąveikaujant su medžiaga gali vykti ir 8-fotonė, 10-fotonė ar netgi dar aukštesnių eilių netiesinė sugertis [33].



8 pav. Elektronų šuolių pavyzdžiai: a) tuneliavimą; b) daugiafotonę sugertį; c) kombinuotą sužadimą [33].

Priklausomai nuo šviesos dažnio ir intensyvumo galimi trys jonizacijos tipai: tuneliavimas, daugiafotonė jonizacija ir kombinuotas sužadimas [38, 37]. Šie jonizacijos tipai schematiškai pavaizduoti 8 pav. Tuneliavimo metu pakankamai stipri spinduliuotė iškreipia potencinę duobę, kuri laiko elektroną prie atomo tiek, kad atsiranda gana nemaža tikimybė elektrono šuoliui į laidumo juostą (8 pav. (a)). Šis režimas paprastai pasireiškia neaukšto spinduliuotės dažnio ir didelio intensyvumo kombinacijoje. 8 pav. (b) vaizduoja kitą atvejį, kai elektronas sugeria keletą fotonų vienu metu. Šis daugiafotonės jonizacijos režimas pasireiškia, kai intensyvumas palyginti nėra labai aukštas, tačiau vieno fotono energija yra didelė. Egzistuoja ir tarpinis jonizacijos atvejis — kombinuotas sužadimas, kai elektronas, sugėręs keletą fotonų, tuneliuoja, kaip pateikta 8 pav. (c). Koks sugerties tipas vyrauja medžiagoje konkrečiomis sąlygomis, nusako Keldišo parametras:

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{mcn\Delta E\epsilon_0}{I}}, \quad (4)$$

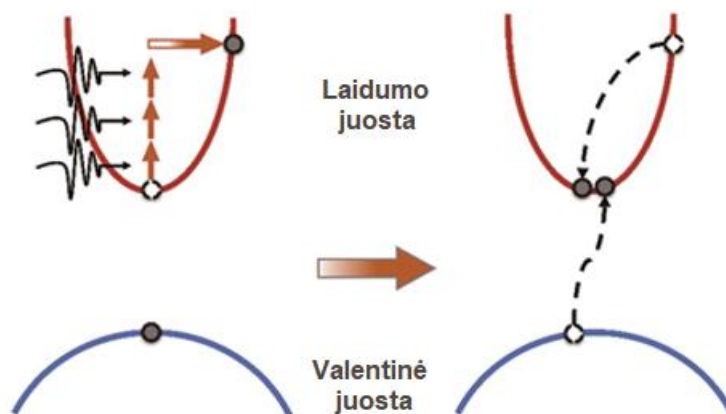
čia  $m$  ir  $e$  atitinka elektrono masę bei krūvį,  $\omega$  — spinduliuotės dažnį,  $c$  ir  $n$  — šviesos greitį bei medžiagos lūžio rodiklį,  $\epsilon_0$  — dielektrinę skvarbą vakuume,  $\Delta E$  — draustinės juostos tarpą ir  $I$  — spinduliuotės intensyvumą. Jei  $\gamma < 1.5$ , medžiagoje vyksta tunelinės jonizacijos režimas, kai  $\gamma > 1.5$  — daugiafotonė jonizacija, kai  $\gamma = 1.5$  — kombinuotas jonizacijos režimas [33].

Sužadintas elektronas gali sugerti fotoną ir taip įgauti papildomos energijos [28]. Teoriškai dielektrinės medžiagos neturi laisvų elektronų, tačiau esant pakankamai aukštai elektromagnetinei spinduliuotei jų gali atsirasti dėl daugiafotonės sugerties. Praktikoje paprastai bet kurioje medžiagoje visada egzistuoja tam tikras kiekis laisvųjų elektronų dėl medžiagos defektų bei priemaišų [28]. Sąveikaujant su spinduliuote laisvieji elektronai įgyja energijos ir yra greitunami. Šie elektronai, įgiję pakankamai papildomos energijos t. y. laisvo elektrono energija viršija medžiagos draustinės juostos tarpą, gali išlaisvinti surištuosius elektronus, kurie vėliau susiduria su kitais terpės atomais, taip juos jonizuodami. Šis procesas yra vadinamas smūgine jonizacija, kuri atsakinga už naujų laisvų elektronų

atsiradimą, kaip pavaizduota 9 pav. Tai išlaisvina papildomus elektronus, kurie yra greitunami elektromagnetinės spinduliuotės ir susiduria su kitais atomais taip išlaisvindami dar daugiau elektronų — griūtinė jonizacija [28, 33, 37]. Jos metu laisvųjų elektronų skaičius didėja eksponentiškai:

$$n(t) = n_0 e^{\beta t}, \quad (5)$$

Čia  $n_0$  – pradinis elektronų tankis, o  $\beta$  nusako griūtinės jonizacijos spartą.



9 pav. Griūtinės jonizacijos schema [37].

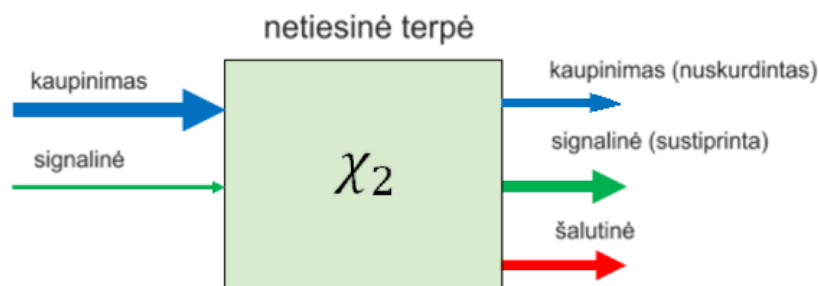
#### 1.4. Skirtingos spalvos lazeriai

Daugelis lazerių gali generuoti tik tam tikro bangos ilgio elektromagnetinę spinduliuotę, tiksliau sakant generuoja siaurą spektro diapazoną. Tai priklauso nuo pluošto perėjimų lazerio stiprinimo terpėje, kurios dažnai turi siaurą dažnių juostą. Tokio lazerinio šaltinio optinis spektras yra linijinis, tai yra, jis turi didelį spektrinės galios tankį tik siaurame bangų diapazone. Lazerio stiprinimo terpės gali turėti ir kelias lazerines linijas, tačiau daugumoje atvejų spinduliavimas vyksta tik vienoje iš jų: toje, kuri pirma pasiekia stimuliuotą emisiją. Kuri linija yra pasirinkta priklauso ne tik nuo lazerio stiprinimo šiame bangos ilgyje, bet ir nuo rezonatoriaus nuostolių. Dažnai galima gauti spinduliavimą silpnesnėse linijose slopinant lazerio veiklą kitose linijose, pavyzdžiui, naudojant bent vieną rezonatoriaus veidrodį, kuris turi mažą atspindį (didelį pralaidumą) nepageidaujamuose bangų ilgiuose. Dėl šių priežasčių lazeriai paprastai negali veikti keliuose spektriniuose diapazonuose arba derinimo galimybės būna ribotos [36].

### 1.4.1. Optiniai parametriniai stiprintuvai

Optinis parametrinis stiprinimas (OPA) yra plačiai naudojamas taikymuose, susijusiuose su didelės galios itin plačiajuosčių šviesos impulsų generavimu. Pagrindinis OPA privalumas yra galimybė tyrinėti spektrines sritis, kurios yra neprieinamos kitoms lazerių technologijoms. OPA veikimas pagrįstas antros eilės netiesiniu procesu [13, 33]. Optinis parametrinis stiprinimas yra procesas, kurio metu vyksta energijos pernaša tarp trijų skirtingo dažnio bangų netiesinėje terpėje (10 pav.). Energija iš didelio intensyvumo kaupinimo bangos ( $\omega_k$ ) perduodama mažesnio intensyvumo signalinei bangai ( $\omega_s$ ), kuri proceso metu yra sustiprinama. Kad vyktų energijos pernaša, turi galioti energijos tvermės dėsnis, todėl sąveikos metu sugeneruojama trečia banga vadinama šalutine banga ( $\omega_\xi$ ), kurios fotono energija atitinkamai lygi skirtumui tarp kaupinimo ir signalinės bangų fotonų energijų [13]. Energijos tvermės dėsnis optinio parametrinio stiprinimo metu:

$$\hbar\omega_k = \hbar\omega_s + \hbar\omega_\xi \quad (6)$$



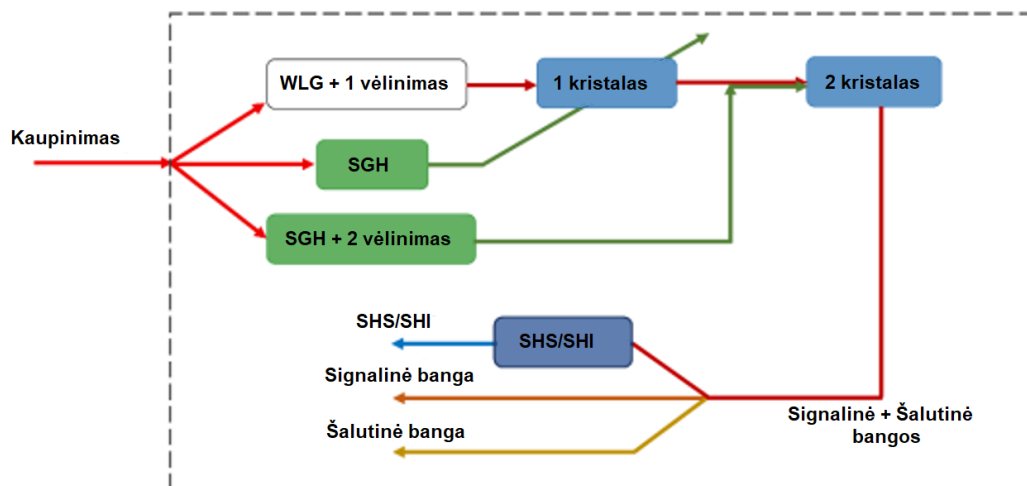
10 pav. Optinio parametrinio stiprinimo principas [13].

Norint stebėti stiprinimo efektą, turi būti pasiekta konstruktyvi interferencija. Ji pasiekama tinkamai sureguliuojant sklindančių bangų fazinius greičius. Visų pirma, turi būti įvykdyta ši sąlyga, žinoma kaip fazinio sinchronizmo sąlyga, kad kaupinimo, signalinės ir šalutinės bangų vektoriai būtų suderinti  $\Delta k = 0$  [13]:

$$\Delta k = k_k - k_s - k_\xi = 0, \quad (7)$$

Parametrinio stiprinimo metu nedalyvauja jokie realūs medžiagos lygmenys, tad parametrinė sąveika gali veikti bet kokiems bangų ilgiams, kol proceso neapriboja netiesinės terpės sugertis. Keičiant fazinio sinchronizmo sąlygas įvairūs bangų ilgiai gali būti sustiprinti plačiame diapazone [33].

Komerciškai prieinamas OPA — ORPHEUS yra dviejų pakopų optinis parametrinis stiprintuvas, naudojantis baltos šviesos kontinuumą. Baltos šviesos generavimas sukuria mažo intensyvumo plataus spektro impulsus, kurie naudojami dviejose parametrinio stiprinimo pakopose. Prietaisas naudoja kompiuteriu valdomas motorizuotas dalis pagrindiniams optiniams komponentams, suteikiant automatizuotą bangų ilgio reguliavimą. Principinė schema pateikta 11 pav.



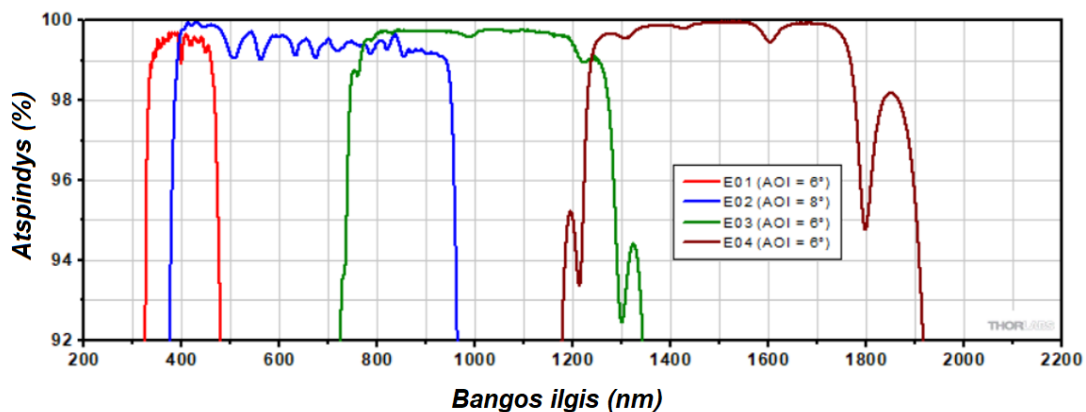
11 pav. ORPHEUS schema: 1. WLG — baltos šviesos generavimo kristalas; 2. Pirmas vėlinimas — automatizuota linija išlaiko laikinį persiklojimą tarp signalo ir kaupinimo impulsų pirmojo stiprinimo etape; 3. Pirmas kristalas — pirmoji parametrinio stiprinimo stadija; 4. SHG — antros harmonikos kristalas; 5. Antras kristalas — antroji parametrinio stiprinimo stadija; 6. Antras vėlinimas — automatizuota linija išlaiko laikinį persiklojimą tarp signalo ir kaupinimo impulsų antrojo stiprinimo etape; 7. SHS/SHI — antros harmonikos generavimas nuo signalinės ir šalutinės bangų.

Kaupinimo lazerio pluoštas padalinamas į tris dalis. Viena dalis lazerio šviesos naudojama generuoti baltą šviesą, kuri naudojama kaip signalas stiprinimo stadijoms. Kitos dalys naudojamos kaupinti pirmąją ir antrąją stiprinimo pakopas. Kaip kaupinimas parametriniam stiprinimui, naudojama kaupinimo lazerio fundamentalios spinduliuotės antros harmonikos spinduliuotė (515 nm). Motorizuota vėlinimo linija užtikrina laikinį signalo ir kaupinimo impulsų persiklojimą, tuo metu motorizuotas kristalo laikiklis užtikrina tinkamą fazinio sinchronizmo kampą efektyviam stiprinimui. Signalas po pirmosios pakopos toliau stiprinamas antrojoje pakopoje, kur didžiausia dalis kaupinimo šviesos naudojama stiprinimui. Šioje stiprinimo stadijoje dar viena motorizuota vėlinimo linija užtikrina laikinį persiklojimą tarp signalo ir kaupinimo stiprinimo kristale. Kristalas yra automatizuotas ir sukalibruotas automatiškai reguliuoti fazinio sinchronizmo kampą efektyviam

stiprinimui. Po antrosios stiprinimo pakopos signalinė ir šalutinė bangos keliauja kolinearčiai link išėjimo. Prieš išėjimą, signalinę arba šalutinę bangą galima nukreipti į netiesinį kristalą, kur generuojama antra harmonika, siekiant toliau išplėsti bangos ilgių diapazoną link VIS/UV.

## 1.4.2. Optiniai elementai netradiciniams bangos ilgiams

Veidrodis yra optinis elementas, kuris gali atspindėti šviesą. Paprastai tai apima tik tokius elementus, kur atspindžio kampas yra lygus pluošto kritimo kampui. Atspindžio koeficientas nusako optinės spinduliuotės galią, kuri yra atspindėta. Paprastai tai priklauso nuo bangos ilgio ir kritimo kampo. Veidrodžiai veikia tik ribotame bangų ilgio diapazone, tai yra, veidrodžio atspindžio koeficientas priklauso nuo naudojamos spinduliuotės. Šio diapazono plotis vadinamas atspindžio juostos pločiu. Vienas svarbiausių veidrodžio tipų lazerinėje technologijoje yra dielektrinis veidrodis. Šis veidrodis būna sudarytas iš plonų dielektrinių sluoksnių, nuo kurių atsispindėjusi šviesa konstruktyviai interferuoja [39]. Dielektriniai veidrodžiai paprastai naudojami UV — NIR srityse, tačiau paprastai turi gana siaurą atspindžio spektrą, kuris būna pritaikytas konkrečiam bangos ilgiui. Populiariausi dielektriniai veidrodžiai pritaikyti Nd:YAG fundamentinei spinduliuotei bei antrai, trečiai ir ketvirtai jos harmonikoms. Gaminami ir plataus spektro dielektriniai veidrodžiai, tačiau jie paprastai dengia 400 — 750 nm, 750 — 1100 nm ir 1280 — 1600 nm (12 pav.), toliau į infraraudonąją pusę dielektriniai veidrodžiai naudojami retai.

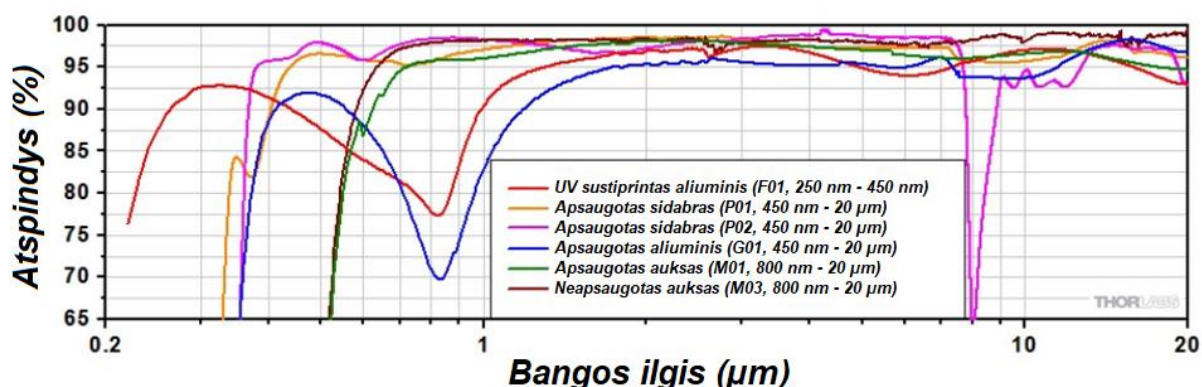


12 pav. Thorlabs plataus spektro dielektriniai veidrodžiai.

Metaliniuose veidrodžiuose atspindinti medžiaga yra plonas metalo sluoksnis. Metalinė danga dedamas ant substrato, kuris dažnai gaminamas iš stiklo (lydyto kvarco) ir kartais iš metalo, tokio kaip varis [39]. Dažniausiai metaliniai veidrodžiai padengiami plonu aliuminio, sidabro arba aukso sluoksniu. Metalinė danga dažnai yra apsaugota papildomu dielektriniu sluoksniu. Pagrindinė metalinių veidrodžių savybė yra labai platus bangos ilgių veikimo diapazonas (13 pav.), tačiau su



ribotu atspindžio koeficientu lyginant su dielektrinis veidrodžiais. Be to, atspindžio priklausomybė nuo kampo yra santykinai silpna. Metaliniai veidrodžiai atlieka ypatingą vaidmenį infraraudonosios spinduliuotės optikoje, spektrinėse srityse, kuriose sunku pritaikyti dielektrinius veidrodžius [40].



13 pav. Thorlabs veidrodžiai su metalinėmis dangomis.

Lęšiai naudojami modifikuoti šviesos bangos fronto kreivumą, tai reiškia, kad šviesa gali būti fokusuojama arba defokusuojama. Tradiciniams bangos ilgiams plačiai naudojami N-BK7 ir UV lydytas kvarcas su specifinėmis skaidrinančiomis dangomis puikiai padengia spektrą nuo 245 — 1700 nm su < 1% atspindžiu. Norint dirbti su tolimesne IR spinduliuote reikia naudoti kitokias medžiagas. Įvairūs fluoridai, tokie kaip kalcio fluoridas ( $\text{CaF}_2$ ), bario fluoridas ( $\text{BaF}_2$ ), magnio fluoridas ( $\text{MgF}_2$ ) ir ličio fluoridas ( $\text{LiF}$ ). Fluoridai siūlo platų skaidrumo diapazoną nuo artimųjų ultravioletinių iki vidutinių infraraudonųjų spindulių. Su kai kuriais selenidais, tokiais kaip cinko selenidas ( $\text{ZnSe}$ ) ir cinko sulfidas ( $\text{ZnS}$ ), taip pat pasiekama gana platus skaidrumo diapazonas [41].

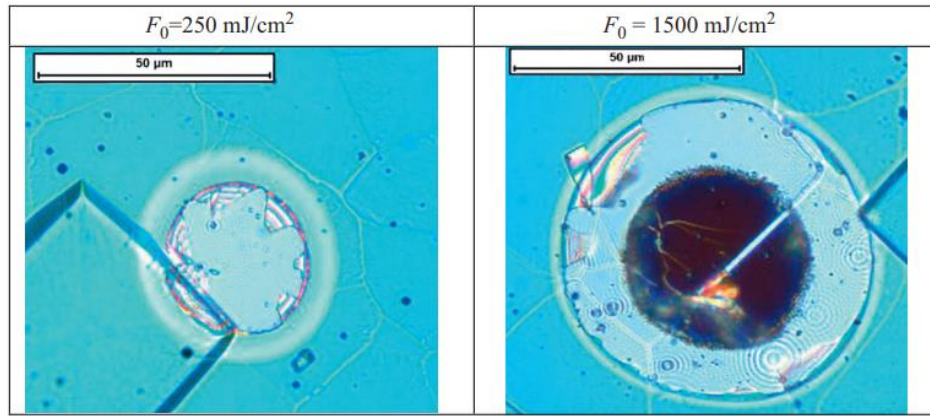
## 1.5. Plonų dangų pašalinimo taikymai

Plonų dangų pašalinimas lazerine spinduliuote yra plačiai naudojama technika, pavyzdžiui, litografijoje, kaukių taisyme, plonų plėvelių mikrostruktūravime, duomenų ir informacijos įrašyme, taip pat lazeriniam plėvelės perkėlime ir daugelyje kitų sričių [4-8]. Kai naudojama ši technika, siekiama gauti aukštos raiškos ir kontrasto raštus, tai yra, pasiekti visišką plėvelių pašalinimą lazerio spinduliuotės apibrėžtoje srityje su aštriais kontūrais [42]. Procesai, vykstantys plėvelių pašalinimo metu, yra labai sudėtingi: mechaninės įtampos, šildymas, faziniai virsmai ir medžiagos pernaša konkuruoja nanosekundinėje skalėje [43,44].

### 1.5.1. Plonų dangų pašalinimas nuo paviršiaus

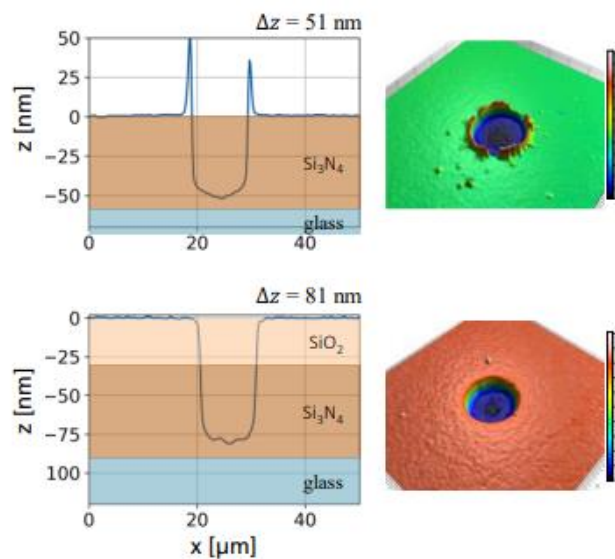
Dauguma ultratrumpus impulsus generuojančių lazerinių sistemų veikia infraraudonosios arba matomosios spinduliuotės diapazone, tačiau šie bangos ilgiai nėra tiesiogiai sugeriami dielektrinių medžiagų, fotonų energija yra tiesiog per maža sužadanimui. Tradiciškai lazerinis dielektrinių medžiagų apdirbimas buvo grindžiamas ultravioletiniais (UV) lazeriais, tokiais kaip eksimeriniai lazeriai [45]. Trumpa impulsų trukmė atveria naujus medžiagų sužadavimo kanalus: stiprus elektrinis laukas, kuriamas dėl trumpų impulsų didelio intensyvumo lazerinės spinduliuotės leidžia atlikti stiprią lauko jonizaciją ir inicijuoti tokius procesus kaip daugiafotoninė ir tunelinė jonizacija. Be to, sužadinti elektronai gali vėl sąveikauti su lazerio spinduliuote ir galbūt indukuoti papildomą sužadimą susidurdami su surištais elektronais. Tai greitai didina laisvų elektronų tankį ir galiausiai medžiaga gali būti pažeista dėl didelio elektronų tankio [9]. Tačiau taip pat yra galimybė naudoti intensyvius infraraudonosios spinduliuotės pluoštus. Čia sugertis atsiranda dėl infraraudonosios šviesos sužadintų vibracinių lygmenų kartu su termiškai sužadintų elektronų arba priemaišų teikiamų elektronų [9].

Domke ir kiti pristato, kad kai lazerio impulso efektyvusis pralaidumo gylis  $\delta_{eff}$ , kuris priklauso nuo optinio ir terminio pralaidumo gylio, tampa palyginamas su absorbuojančio sluoksnio storio  $d_{abs}$ , turinčio didelę sugertį ir naudojant ultratrumpus lazerio impulsus, skylės plėvelėje gali būti sukurtos be persilydymo kraterio kraštuose. Kai absorbuojantis sluoksnis yra didesnis nei lazerio impulso efektyvusis pralaidumo gylis, reiškiasi tiesioginė lazerinė abliacija, be prasiskverbimo iki substrato [46]. Nuorodoje [47] aprašomas pažeidimų formavimas silicio nitrido ( $\text{SiN}_x$ ) sluoksnyje naudojant pavienius impulsus. Pagrindinis dėmesys skiriamas į abliacijos mechanizmų tyrimą. Naudotas ultratrumpas lazerio šaltinis su impulso trukme nuo 0,3 iki 12 pikosekundžių ir 1025 nm bangos ilgiu. Kaip pavaizduota 15 pav. didelėms impulso trukmėms ir mažam energijos tankiui  $\text{SiN}_x$  sluoksnis buvo visiškai pašalintas dėl atšokimo nuo substrato. Tai reiškia, kad lazerio impulsą sugeria tik silicis, kuris lydosi, garuoja ir atkelia dielektriko sluoksnį. Toks pakėlimas vyksta dėl mechaninių įtampų sluoksnių sąsajoje. Taip pat galime matyti, jog tokiu būdu suformuoti krateriai neturi aštrių kontūrų, periferijoje pastebimos dielektriko sluoksnio atplaišos. Esant mažoms impulso trukmėms ir dideliame energijos tankiui  $\text{SiN}_x$  sluoksnis nebuvo visiškai pašalintas. Vietoj to, dėl tiesioginės abliacijos susidaro perlydyta  $\text{SiN}_x$  sala pažeidimo centre. Tokia tiesioginė abliacija tikriausiai yra netiesinis sugerties efektas, nes  $\text{SiN}_x$  sluoksnis yra skaidrus 1025 nm bangos ilgiui.



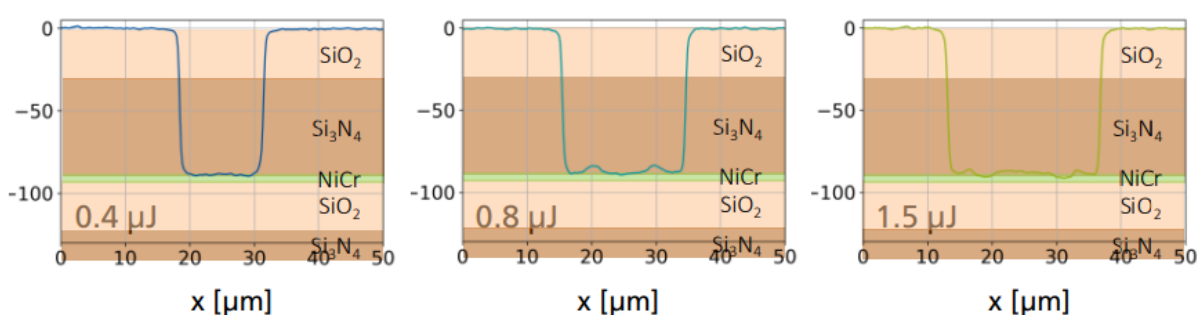
15 pav. Lazero suformuoti pažeidimai ties skirtingais energijos tankiais esant pastoviai  $0.6 \text{ ps}$  impulso trukmei [47].

Sassmannshausen ir kiti savo darbe pristato selektyvią pavienių impulsų abliaciją plonomis daugiasluoksnėms  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$  plėvelėms ant lydyto kvarco substrato, naudojant ultratrumpų impulsinių lazerio spinduliuotę ties  $343 \text{ nm}$ ,  $515 \text{ nm}$  ir  $1030 \text{ nm}$  bangos ilgiais.  $\text{SiO}_2$  monosluoksniu nepavyko selektyviai pašalinti, dėl mažos sluoksnio sugerties matomas aukštas pažeidimo slenkstis, kurį pasiekus abliacijos gylis jau pasiekia substratą.  $\text{Si}_3\text{N}_4$  monosluoksnyje pavyko selektyviai pašalinti dalį medžiagos nepažeidus substrato. Kraterio kraštai aiškiai padengti ištirpusios medžiagos pėdsakais, išstumtomis ir išsklaidytomis iš centro. Kraterio gylis didėja didėjant energijos tankiui, tai rodo tiesioginę  $\text{Si}_3\text{N}_4$  sluoksnio abliaciją dėl lazerio energijos sugerties šiame pačiame sluoksnyje. Iš 16 pav. matoma, jog  $\text{SiO}_2$  sluoksnis neturi įtakos abliacijos gyliui, taip pat apdirbant per papildomą sluoksnį pasireiškia tikslesnė abliacija — kraterio kraštuose nesimato susiformavusių iškilimų [48].



16 pav. Pavienio impulso kraterio skerspjūvio profilis ties  $E_p = 3.0 \mu\text{J}$  ir  $\lambda = 1030 \text{ nm}$  [48].

Sugerties ir abliacijos mechanizmai stipriai skiriasi tarp dviejų medžiagų klasės: dielektrikų ir metalų. Daugiasluoksniuose sistemose abliacija pradama nuo silpniausio sistemos komponento, atsižvelgiant į abliacijos slenkstinę vertę. Nepaisant to, papildomi efektai, kylantys iš sąsajų tarp atskirų sluoksnių, turi įtakos abliacijai, palyginti su vieno sluoksnio abliacija. Dielektrinių medžiagų  $\text{SiO}_2$  ir  $\text{Si}_3\text{N}_4$  atveju pastebima stipri lazerio bangos ilgio priklausomybė nuo abliacijos ribinės vertės dėl daugiafotonės sugerties mechanizmo. Šioms medžiagoms abliacijos ribinė vertė mažėja, mažėjant bangos ilgiui. Daugiasluoksnių sistemų, kuriose yra metalo sluoksnis, abliaciją sukelia metalo sluoksnio abliacija esant santykinai mažam energijos tankiui, dėl to abliacijos gylis yra metalo sluoksnio regione (10 pav.). Abliacija esant mažam energijos tankiui, pagrįsta tiesine abliacija metalo sluoksnyje, kuri beveik nepriklauso nuo bangos ilgio [48].

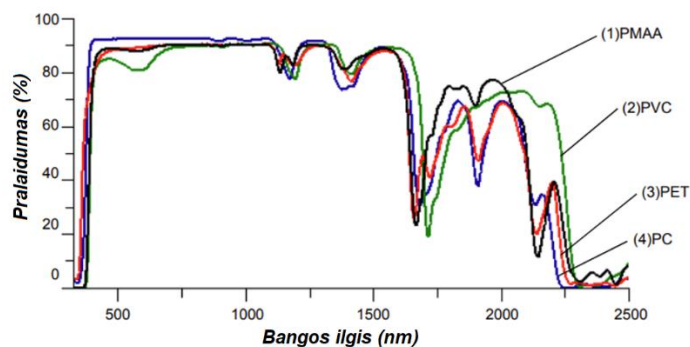


17 pav. Pavienio impulso kraterio skerspjūvio profilis ties  $E_p = 0.4, 0.8, 1.5 \mu\text{J}$  ir  $\lambda = 1030 \text{ nm}$  [48].

## 1.6. Plastikai

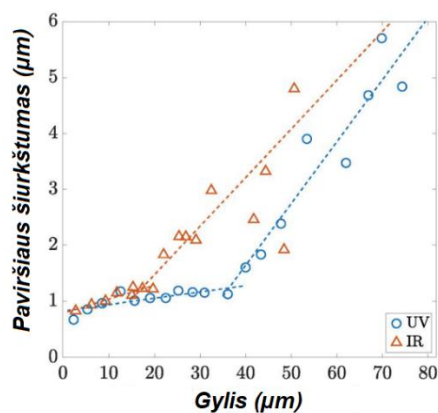
Plastikai yra tam tikri sintetiniai ar pusiau sintetiniai polimerai sudaryti iš daugybės pasikartojančių junginių, vadinamų monomerais, kurie yra chemiškai sujungti į ilgas grandines. Yra tūkstančiai komerciškai prieinamų polimerų, kurie sudaro plastikų pagrindą. Polimerai susilaukė daug dėmesio dėl unikalių fizinių, cheminių, mechaninių, šiluminių, elektrinių ir optinių savybių, kurios lemia jų lengvumą, mažą paviršiaus energiją, atsparumą korozijai, žemą trinties koeficientą ir kt. [10, 11]. Dėl šių unikalų savybių polimerai klesti įvairiose srityse, o jų pritaikymas yra begalinis. Pastaraisiais metais kyla susidomėjimas biosuderinamais polimerais, kurie priskiriami medicininės klasės plastikams ir yra saugūs naudoti medicinos srityje. Tokie kaip polimetilmetakrilatas (PMMA), polivinilchloridas (PVC), polikarbonatas (PC), cikloolefinas (COP) ir kt. gali būti implantuojami daugeliui metų be pašalinių poveikių. Taikymai apima implantuojamus vaistų pristatymo įrenginius, stentus, kurie implantuojami į vainikines arterijas, siekiant išvengti kraujagyslių kolapsavimo ir pakartotinio užsikimšimo, laikinų kraujagyslių transplantus, patvarius ortopedinius implantus, tokius kaip kaulų vinys, varžtai [49]. Vienas iš svarbių biosuderinamų implantų gamybos parametrų yra

paviršiaus šiurkštumas. Šiurkštūs implantų paviršiai gali pažeisti žmogaus audinius arba turėti didesnę tikimybę būti atmestiems imuninės sistemos. Be to, pastebėta, kad implantai, kurių paviršiaus šiurkštumas yra didesnis, padidina pooperacinių komplikacijų riziką [50]. Lazerinis apdirbimas yra vienas iš galimų gamybos procesų biosuderinamams implantams, tačiau kaip pavaizduota 18 pav. polimerai paprastai pasižymi aukštu pralaidumu tarp ultravioletinės ir artimosios infraraudinės spinduliuotės, tai reiškia, kad pagrindinis sugerties mechanizmas lazerinio apdirbimo metu yra netiesinė sugertis. Tai lemia momentinį medžiagos išgarinimą ir pašalinimą, todėl paviršiaus šiurkštumas paprastai siekia  $\sim 1 \mu\text{m Ra}$ .



18 pav. Įvairių plastikų pralaidumo spektrai.

19 pav. palyginamas pasiektas šiurkštumas naudojant UV ir IR spinduliuotę, ties skirtingais abliacijos gyliais. Mažiausias šiurkštumas naudojant IR lazerį buvo pastebėtas esant  $1,3 \text{ J/cm}^2$  energijos tankiui ir siekė  $0,8 \mu\text{m}$ , tuo tarpu UV lazerio atveju pasiektas  $0,6 \mu\text{m}$  šiurkštumas [51]. R. Suriano ir kiti savo tyrime pristato, kad su titano:safyro ( $800 \text{ nm}$ ) lazeriu pasiektas išabluotų plotų vidutinis paviršiaus šiurkštumas yra mažesnis nei  $0,4 \mu\text{m}$  [52].



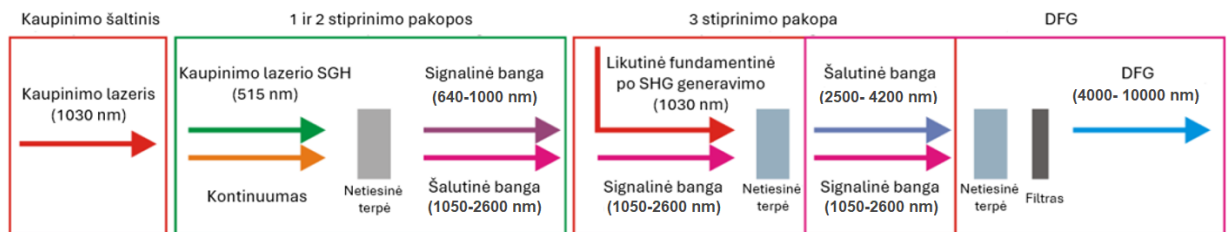
19 pav. COC paviršiaus šiurkštumo priklausomybė nuo išabluoto kraterio gylio naudojant  $1030 \text{ nm}$  ir  $343 \text{ nm}$  spinduliuotes [51].

## 2. Darbo metodika

Eksperimentai vykdomi su 1000 — 3500 nm bangos ilgiais. Jiems generuoti naudojamas optinis parametrinis stiprintuvas ORPHEUS-NEO, kuris yra kaupinamas femtosekundiniu CARBIDE CB3 lazeriu.

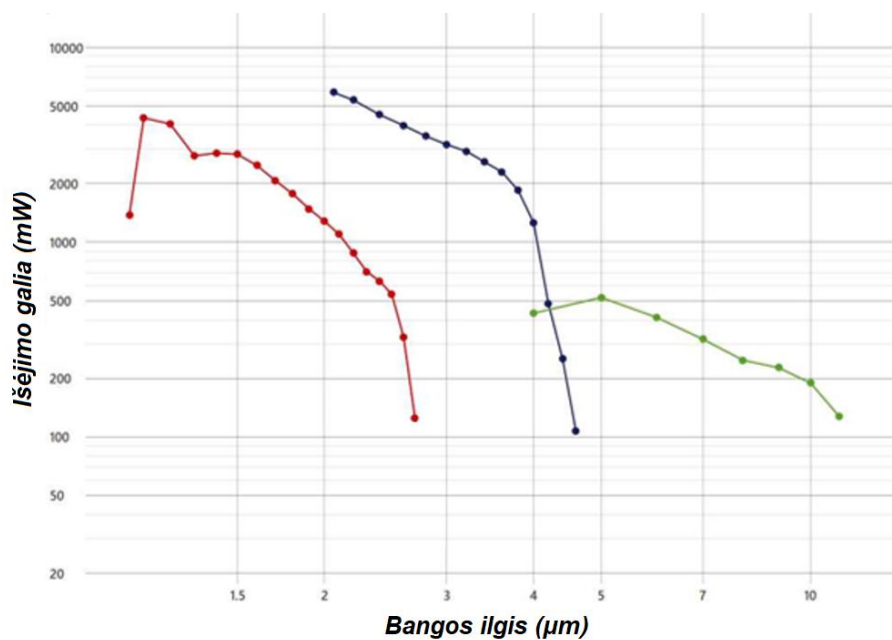
### 2.1. Bangos ilgio keitimas naudojant optinį parametrinį stiprintuvą

Į optinį parametrinį stiprintuvą įvedama 1030 nm bangos ilgio spinduliuotė, kurios galia siekia 80 W, esant 100 kHz veikimo režimui. Optinio parametrinio stiprintuvo principinė schema pavaizduota 20 pav.



20 pav. Principinė optinio parametrinio stiprintuvo schema.

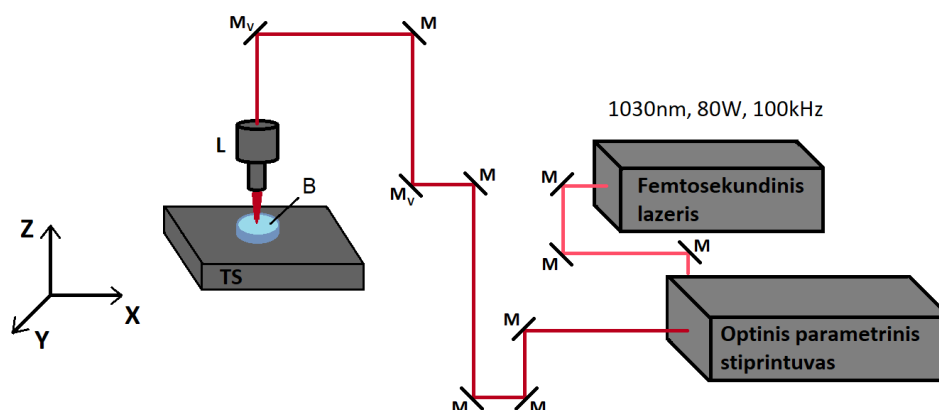
Fundamentinė spinduliuotė padalinama į tris dalis: baltos šviesos kontinuumo generavimui, pirmos pakopos stiprinimui ir antros pakopos stiprinimui. Baltos šviesos generavimas sukuria mažo intensyvumo plataus spektro impulsus, kurie naudojami dviejose parametrinio stiprinimo pakopose. Trečiojoje stiprinimo pakopoje kaupinimui naudojama likutinė fundamentinė spinduliuotė po SGH generavimo ir signalinei bangai naudojama šalutinė banga iš antros stiprinimo pakopos. DFG pakopoje šalutinė banga po trečios pakopos naudojama kaip kaupinimas, o sustiprinta signalinė kaip užkratas. Optimizuoto ORPHEUS — NEO bangos ilgio keitimo efektyvumas pavaizduotas 21 pav.



21 pav. Bangos ilgio derinimo kreivės.

## 2.2. Pažeidimų formavimas

Principinė eksperimento schema pavaizduota 22 pav., bandiniai dedami ant XYZ translacinio stalo (Standa 8MTL300-400) valdomu DMC programa. Pažeidimai buvo vertinami su optiniu mikroskopu (LEICA DM2500M) ir optiniu profilometru (OLYMPUS LEXT OSL5000).

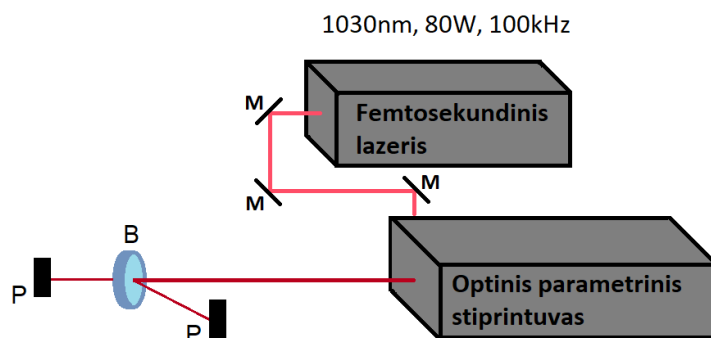


22 pav. Pažeidimų formavimui naudotos lazerinės sistemos schema. M — veidrodžiai,  $M_v$  pluoštą kreipia vertikaliai, L — lęšis, B — bandinys, TS — XYZ translacinis stolas.



## 2.3. Pralaidumo matavimai

Naudojantis spektrofotometru buvo išmatuoti visų dielektrinių veidrodžių pralaidomo spektrai plačiausiame galimam diapazone nuo 190 nm iki 3200 nm. Norint praplėsti spektrą į infraraudonąją pusę buvo atliktas rankinis matavimas naudojantis OPA (23 pav.), dielektrinių veidrodžių atveju čia buvo matuojamas tiek pralaidumas, tiek atspindys, norint gauti išsamesnius duomenis apie bandinį.



23 pav. Bandinio pralaidumo ir atspindžio matavimo schema. M — veidrodžiai, P — galios matuoklis, B — bandinys.

## 2.4. Pažeidimų formavimas dielektrinėse dangose

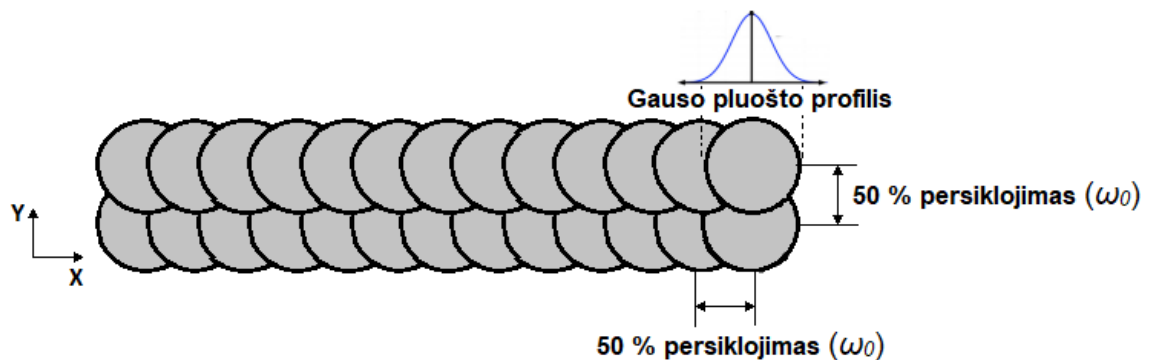
Bandiniams naudojami įvairūs dielektriniai veidrodžiai: 343 HR, 515 HR, 1030 HR ir 1030 HR 600fs. Eksperimentas vykdomas su fiksuotais poslinkio greičiais X, Y ir Z koordinatėse, atitinkamai — 10 mm/s, 10 mm/s ir 1 mm/s. Pluoštas fokusuojamas 10 cm CaF<sub>2</sub> lęšiu. Bandymai buvo atliekami naudojant pavienius impulsus. Kadangi XYZ skenavimo greitis buvo palaikomas pastovus, pavieniai impulsai buvo gauti keičiant impulsų išrinkėją. Pirminiam pažeidimų įvertinimui sąmaukos padėtis buvo transliuojama Z ašimi, naudojant maksimalią galią iš OPA pasirinktam bangos ilgiui (21 pav.). Po pirmojo bandymo buvo atrinktas vienas bandinys. Antrojo bandymo metu buvo keičiama impulso energija nuo pažeidimo slenksčio iki galimos maksimalios energijos pasirinktam bangos ilgiui bei impulsų pasikartojimų skaičius: 1, 2, 5, 7, 10, 20, 50, 100.

## 2.5. Pažeidimų formavimas plastike

Tiriamas bandinys yra skaidraus 2 mm storio ZEONEX 790R plastiko lakštas. Šiame tyrime norima palyginti abliacijos kokybę keičiant fokuso poziciją, persiklojimą tarp impulsų ir OPA galią. Tam paviršiuje buvo abliuojamos 0,8 mm ant 0,8 mm sritys. Eksperimentas vykdomas su fiksuotais poslinkio greičiais X, Y ir Z koordinatėse, atitinkamai — 50 mm/s, 50 mm/s ir 1 mm/s. Pluoštas



fokusuojamas asferiniu 3 cm CaF<sub>2</sub> lęšiu. Keičiant bandinio poziciją Z koordinatėje fokuso padėtis keičiama nuo 0 μm, kas atitinka fokusavimą ant bandinio paviršiaus iki 250 μm virš bandinio paviršiaus 50 μm žingsniu. Pluošto persiklojimas keičiamas nuo 20 % iki 80 %, tai yra atstumų santykis tarp atskirų impulsų X koordinatėje ir tarp dviejų gretimų lazerio praėjimų Y koordinatėje. Pavyzdžiui, 50 % persiklojimas (24 pav.) atitinka horizontalų X koordinatės poslinkį per sąsmaukos spindulį ( $\omega_0$ ) po kiekvieno impulso, tai atliekama keičiant lazerio impulsų išrinkėjo registrą, ir vertikalus Y koordinatės poslinkis ( $\omega_0$ ) tarp gretimų lazerio praėjimų. OPA naudojamą galią atitinka 2 — 20 μJ impulso energiją.

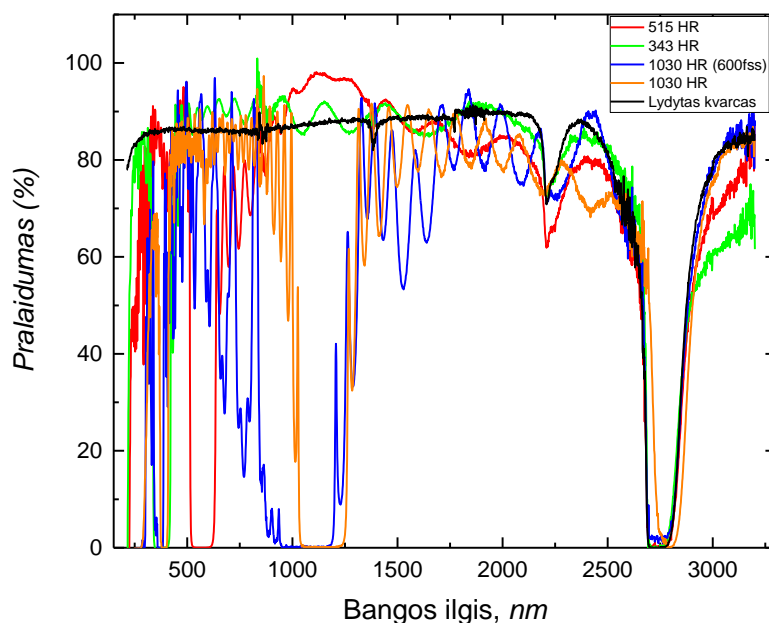


24 pav. Pluošto persidengimas tarp atskirų impulsų X kryptimi ir tarp dviejų iš eilės einančių lazerinių skenavimų Y kryptimi, esant 50 % persiklojimui.

### 3. Rezultatai

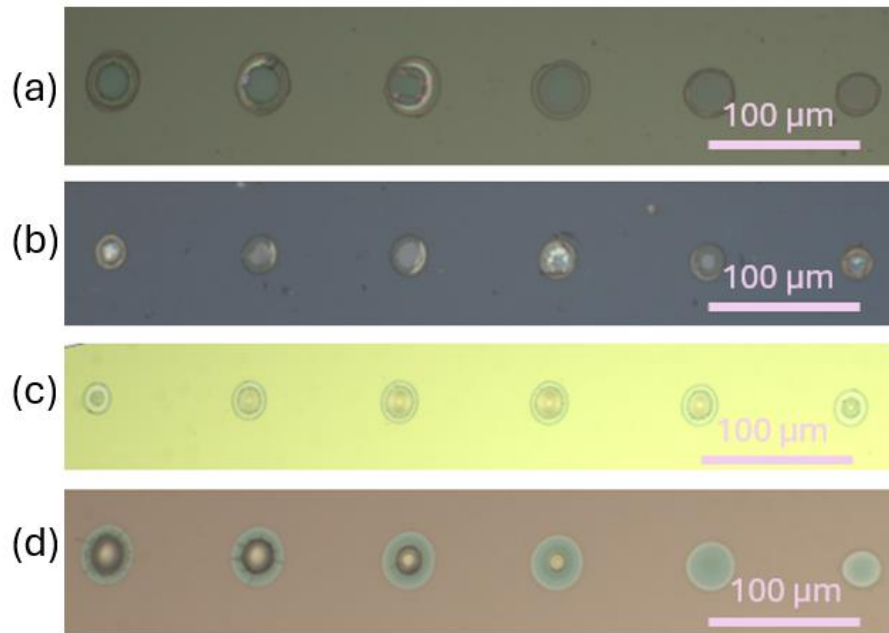
#### 3.1. Pažeidimų formavimas dielektrinėse dangose

Įvertinus spektrofotometru išmatuotas pralaidumo vertes (25 pav.) buvo pasirinkti keturi bangos ilgiai, kur matomas pralaidumo sumažėjimas, tikintis, kad sumažėjimas atitinka sugerties reiškimą. Šie bangos ilgiai: 1528, 2210, 2420 ir 3100 nm buvo toliau naudojami pažeidimų formavimui.

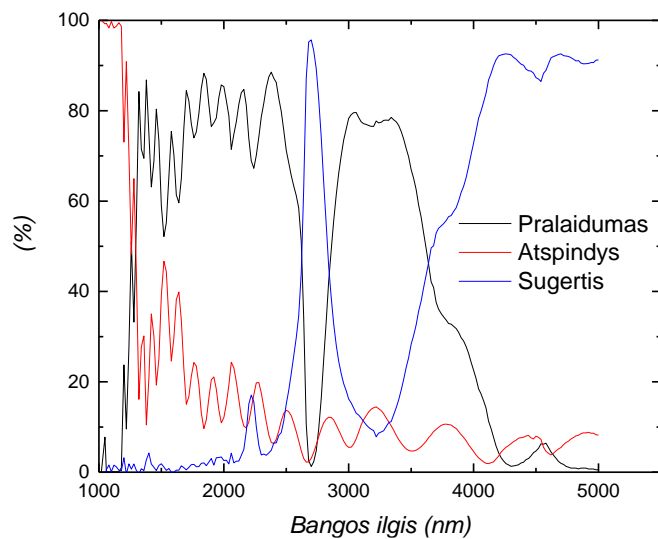


25 pav. Bandinio pralaidumo spektrofotometru matavimo rezultatai.

Norint įvertinti ar pavyksta bandinius pažeisti pasirinktais bangos ilgiais buvo atliktas testas: sąsmaukos padėtis transliuojama Z ašimi kas 0.1 mm, naudojant maksimalią galią išeinančią iš OPA. Fokuso ilgis priklauso nuo bangos ilgio, kiekvienam bangos ilgiui buvo susirasta nulinė transliacinio stalo padėtis, kai sąsmauka yra bandinio paviršiuje. Testas atliktas naudojant 17, 40, 32 ir 11  $\mu J$  energijos impulsus atitinkamai 1528, 2210, 2420 ir 3100 nm bangos ilgiams. Buvo pastebėta, jog su 3100 nm nepavyksta pažeisti nei vieno bandinio. 26 pav. pateikti pažeidimai suformuoti 32  $\mu J$  energijos ir 2420 nm bangos ilgio impulsu. Buvo pastebėta, kad 1030 HR (26 pav. (a)) ir 343 HR (26 pav. (b)) sudaryti pažeidimai yra panašaus pobūdžio, visa dielektrinė danga atšokusi arba dalinai atšokusi nuo substrato, tai parodo, kad sluoksnyje nepasireiškė abliacija, šiuose bandiniuose pažeidimai palyginami ties visais naudotais bangos ilgiais. 515 HR nepastebimas dangos atšokimas, tačiau pavieniu impulsu sudaryti pažeidimai yra gilūs, siekia 300 nm (26 pav. (c)). Su 1030 HR 600fss bandiniu buvo pašalinta dalis medžiagos, buvo aptikti 70 – 80  $\mu m$  krateriai (26 pav. (d)). Tai taip pat matoma su 2210 nm, tačiau tokių pažeidimų nepavyko aptikti naudojant 1528 nm.



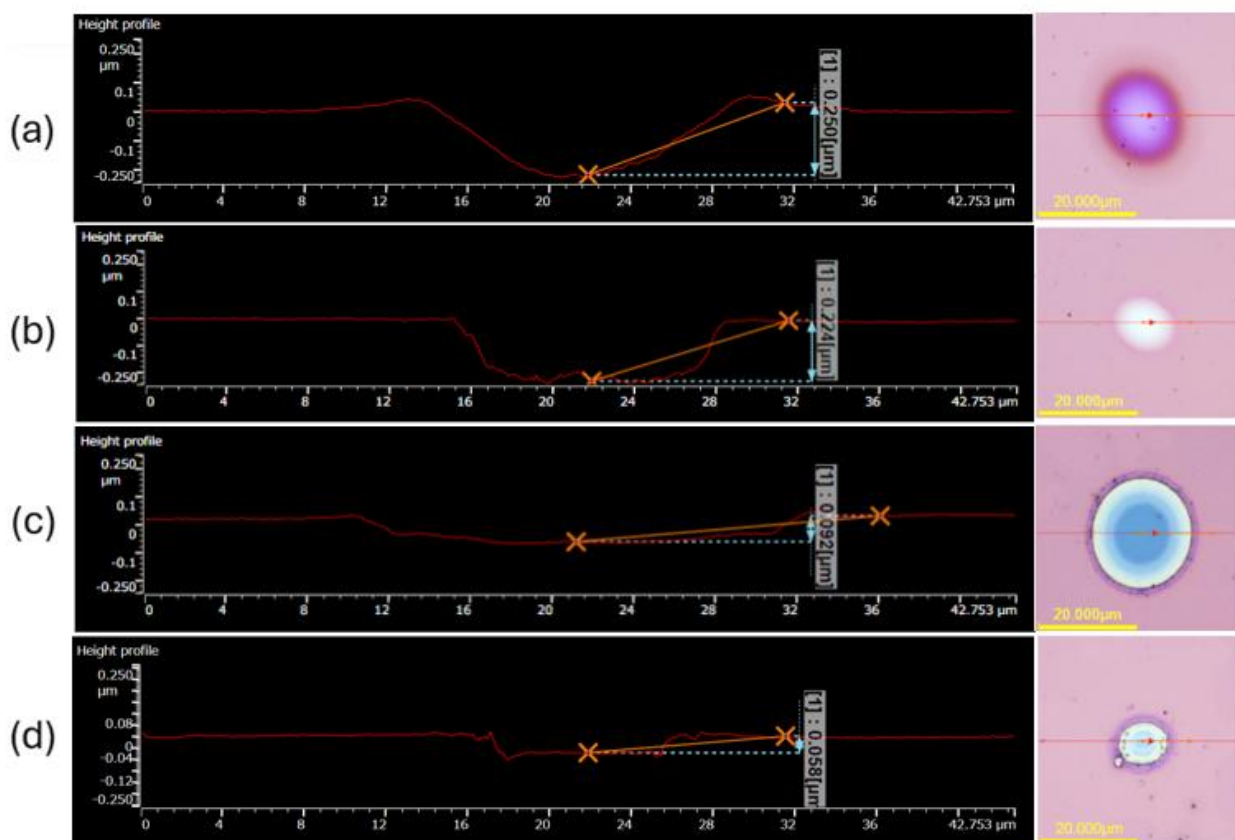
26 pav. Pažeidimai suformuoti transliuojant Z ašimi, naudojant  $32 \mu J$  energiją ir  $2420 \text{ nm}$  bangos ilgį (a) 1030 HR; (b) 343 HR; (c) 515 HR; (d) 1030 HR 600fss.



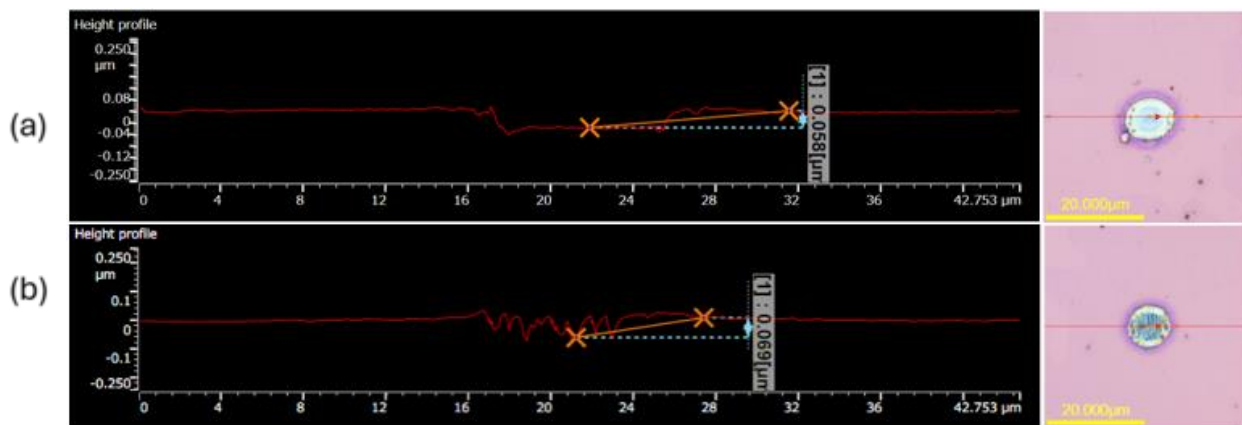
27 pav. Bandinio pralaidumo ir atspindžio matavimo rezultatai naudojantis OPA.

Toliau bandymai buvo atliekami su 1030 HR 600fss bandiniu, kadangi spektrofotometro veikimas apsiriboja ties  $3200 \text{ nm}$ , pralaidumo ir atspindžio koeficientai buvo išmatuoti iki  $5000 \text{ nm}$  rankiniu būdu naudojant OPA pluoštą (27 pav.). Pastebėta, jog nuo  $4000 \text{ nm}$  pradeda reikštis stipri sugertis, šio veidrodžio dangos pagamintos iš  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  ir  $\text{SiO}_2$ , kurie yra skaidrūs iki  $\sim 4000 \text{ nm}$ , kas atitinka išmatuotas vertes. Todėl buvo bandoma 1030 HR 600fss bandinį pažeisti su

4000 — 5000 nm, ties šiais bangos ilgiais didžiausia impulso energija atitinkamai siekia 5.8 — 2.4  $\mu J$ . Tačiau su šiais bangos ilgiais nepavyko suformuoti jokių pažeidimų, buvo bandoma aštriau fokusuoti vietoj 10 cm lęšio naudoti 3 cm. Tačiau aštriau fokusuojant bandinys vis tiek nebuvo pažeistas, tai galima sieti su tuo, jog ilgesni bangos ilgiai prasčiau fokusuojasi, o turima impulso energija iš OPA tolimesniame infraraide ženkliai žemesnė. Nepaisant to, buvo atliekamas sekantis bandymas, kur sąsmauka visada išstatomas bandinio paviršiuje ir keičiama impulso energija bei impulsų pasikartojimo skaičius. Taip pat papildomai buvo naudojama 1030 nm bangos ilgio spinduliuotė, norint palyginti gautus rezultatus su tradiciniu bangos ilgiu. 28 pav. pavaizduoti suformuotų kraterio skerspjūvių profiliai ties skirtingais bangos ilgiais. Matome, jog su 1030 nm ir 1528 nm formuojami gilūs  $> 0.2 \mu m$  krateriai, taip pat 1030 nm krateris nepasižymi stačiais kraštais. Naudojant 2210 nm ir 2420 nm suformuojami atitinkamai 92 nm ir 58 nm gylio krateriai lygiais dugnais. Didėjantis impulsų pasikartojimo skaičius, turi minimalią įtaką kraterio gyliui, tačiau daro jo dugną šiurkštesnį. 29 pav. matoma, kad naudojant 7 pasikartojančius impulsus giliausia kraterio vieta padidėja 11 nm.



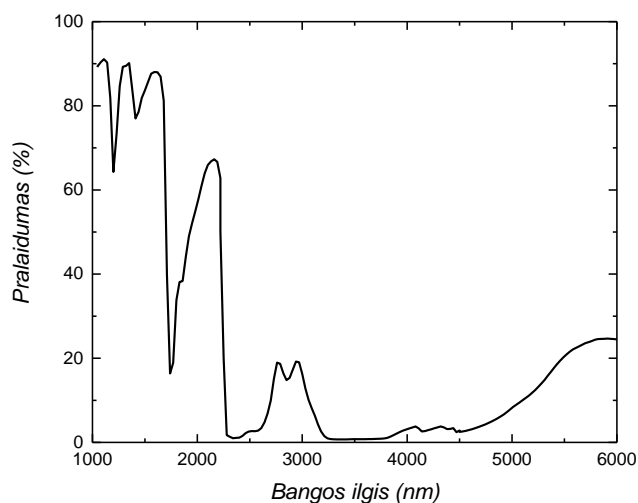
28 pav. Suformuotų kraterio skerspjūviai (a) 1030 nm 1  $\mu J$ ; (b) 1528 nm 8  $\mu J$ ; (c) 2210 nm 26  $\mu J$ ; (d) 2420 nm 12  $\mu J$ .



29 pav. Suformuotų kraterių skerspjūviai naudojant 2420 nm 12  $\mu J$  ir skirtingą impulsų skaičių (a) 1; (b) 7.

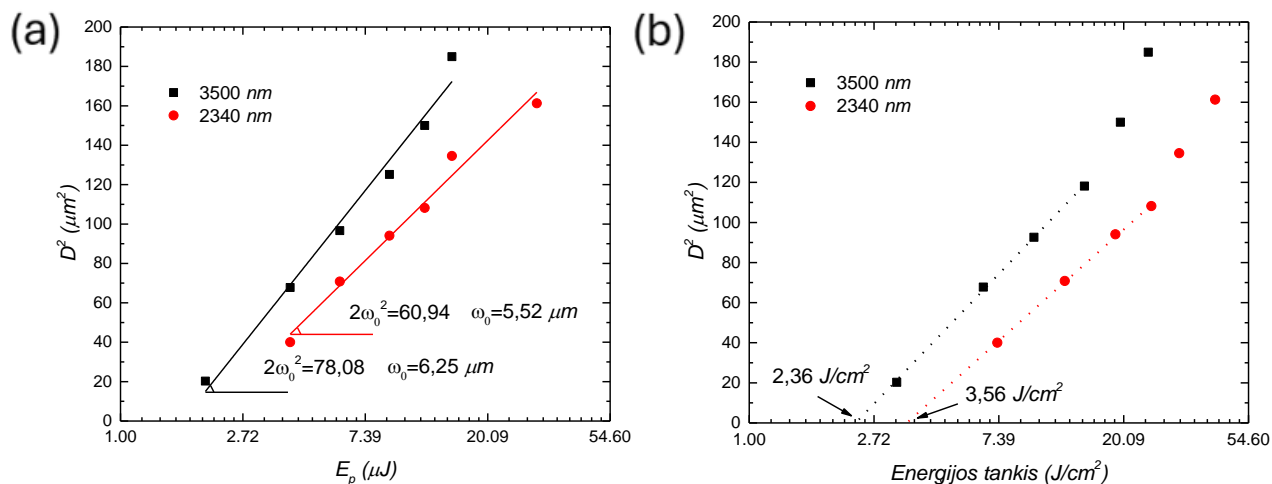
### 3.2. Pažeidimų formavimas plastike

Išmatuotas 2 mm storio ZEONEX 790R plastiko lakšto pralaidumo spektras, rezultatai pateikti 30 pav. Nustatytas stiprus pralaidumo sumažėjimas ( $< 0.1\%$ ) ties 2340 nm ir srityje 3300 — 3700 nm. Bandymams atlikti pasirinkti du bangos ilgiai 2340 nm ir 3500 nm, pažeidimai formuojami naudojant 2 — 20  $\mu J$  energiją. Fokuso nustatymui keičiama bandinio pozicija Z koordinatėje, transliuojant 0.05  $\mu m$  žingsniu, gauti pažeidimai įvertinti, nustatyta Z koordinatės pozicija fokusavimui ant bandinio paviršiaus. Z pozicija yra skirtinga 2340 nm ir 3500 nm bangos ilgiams, trumpesnio bangos ilgio spinduliuotė susifokusuoja greičiau, nustatytas 400  $\mu m$  skirtumas tarp naudotų spinduliuočių.

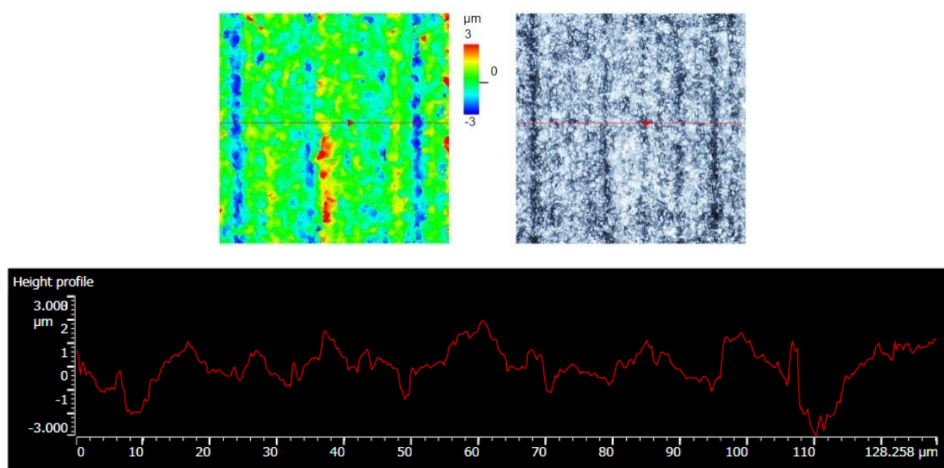


30 pav. 2 mm storio ZEONEX 790R plastiko lakšto pralaidumo spektras.

Keičiant lazerio impulso energiją, bandinio paviršiuje buvo suformuoti krateriai, kurių skersmenys buvo išmatuoti. Šašmaukos spindulys buvo apskaičiuotas remiantis slenkstinio energijos tankio ir lazerio suformuoto kraterio skersmens sąryšiu  $D^2 = 2\omega_0^2 \ln(\phi_0/\phi_{th})$  [53]. Skaičiavimas prasideda braižant grafiką  $D^2$  nuo  $\ln(E_p)$ , kur  $D^2$  yra suformuoto kraterio skersmens kvadratas, o  $E_p$  — impulso energija. Linijinės aproksimacijos kreivės pokrypis yra lygus  $2\omega_0^2$  (31 pav. (a)). Nustatyti šašmaukų spinduliai ( $\omega_0$ ) bangos ilgiams 3500 nm ir 2340 nm atitinkamai yra lygūs 6,25  $\mu m$  ir 5,52  $\mu m$ .



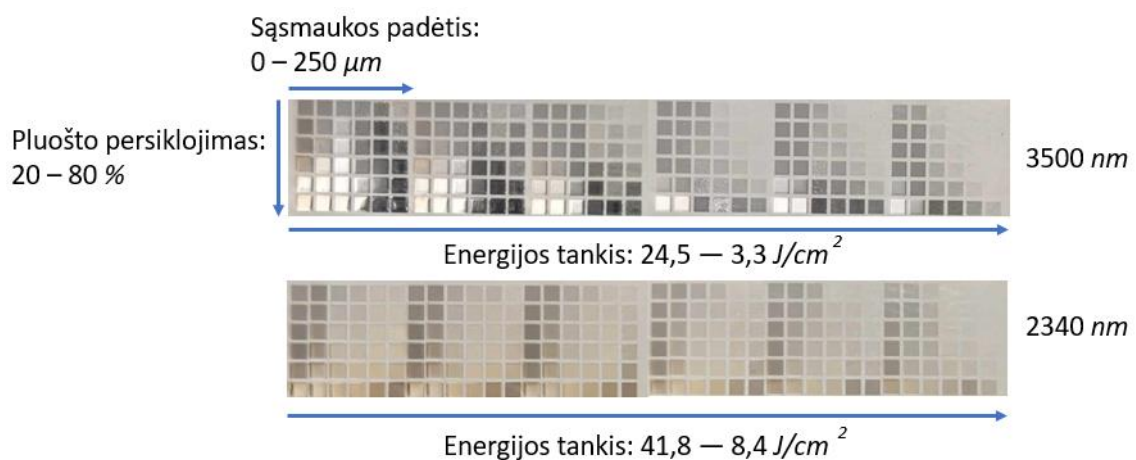
31 pav. (a) Kraterio diametro priklausomybė nuo impulso energijos šašmaukos spindulio nustatymui; (b) Kraterio diametro priklausomybė nuo energijos tankio slenkstinei abliacijos ribai nustatyti.



32 pav. Lazериu suformuotas šiurkštus ( $Ra 0.719 \mu m$ ) plastiko paviršius.

Energijos tankis ( $\phi$ ) apibrėžiamas per lazerio impulso energiją  $\phi = 2E_p/\pi\omega_0^2$ , kur  $E_p$  — lazerio galios ( $W$ ) ir pasikartojimo dažnio ( $f$ ) santykis, ( $\omega_0$ ) — sąsmaukos spindulys. Turint sąsmaukos spindulį, galima apskaičiuoti energijos tankį ir nubrėžti priklausomybę nuo kraterio skersmens kvadrato logaritminėje skalėje (31 pav. (b)). Ekstrapoliuojant priklausomybę į nulį, buvo nustatytas slenkstinis pažeidimo energijos tankis:  $3500\text{ nm}$  —  $2,36\text{ J/cm}^2$  ir  $2340\text{ nm}$   $3,56\text{ J/cm}^2$ .

Bandymai buvo atliekami ant šiurkštaus plastiko paviršiaus, suformuotu su  $515\text{ nm}$  bangos ilgio femtosekundiniais lazerio impulsais ties pažeidimo slenkščiu (32 pav.). Apdirbtame paviršiuje matomi periodiniai  $1 - 2\ \mu\text{m}$  aukščio svyravimai, skaidrios medžiagos paviršius tampa baltu, nepermatomu. Paviršiaus šiurkštumas  $R_a$  siekia  $0,719\ \mu\text{m}$ . Šiame paviršiuje skirtingais apdirbimo parametrais formuojamos sritys (33 pav.) ir įvertinamas paviršiaus šiurkštumo pokytis.

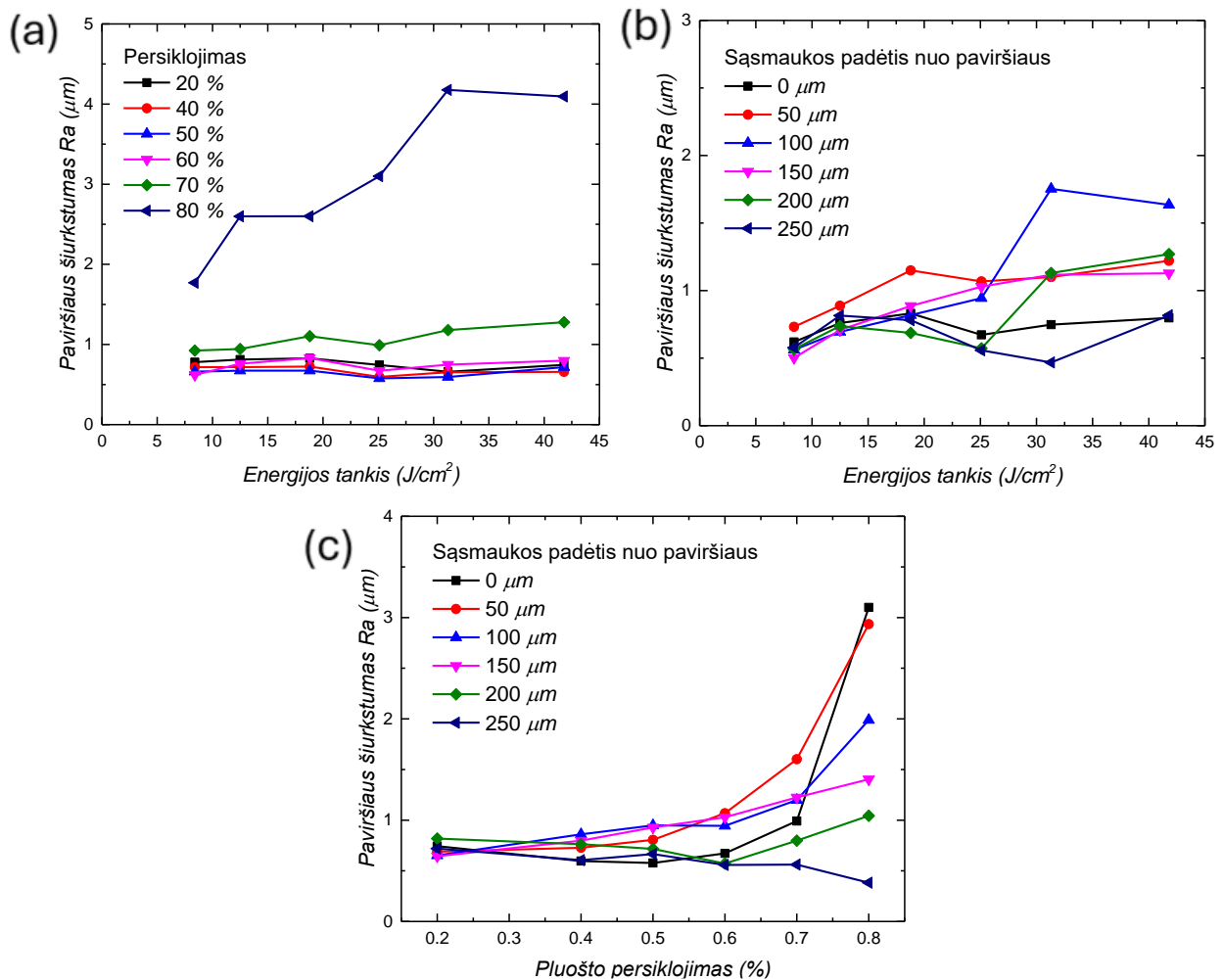


33 pav. Išabliuoti plotai naudojant skirtingus apdirbimo parametrus.

34 pav. pateikti paviršiaus šiurkštumo rezultatai naudojant  $2340\text{ nm}$  spinduliuotę. 34 pav. (a) pavaizduota paviršiaus šiurkštumo priklausomybė nuo energijos tankio pluoštą fokusuojant ant bandinio paviršiaus. Nustatyta, kad esant 20 — 60 % persiklojimui, energijos tankio pokytis turi nedidelę reikšmę paviršiaus šiurkštumui,  $R_a$  svyruoja tarp  $0,6$  ir  $0,8\ \mu\text{m}$ . Esant didesniam persiklojimui (70 — 80 %)  $R_a$  didėja ties didesnėmis energijos tankio vertėmis. Paviršiaus šiurkštumo priklausomybė nuo energijos srauto išlaikant pastovų 60 % persiklojimą pavaizduota 34 pav. (b). Pastebimas didesnio šiurkštumo paviršius didėjant energijos tankiui, kai pluoštas fokusuojamas  $50 - 200\ \mu\text{m}$  nuo paviršiaus. Fokusuojant  $250\ \mu\text{m}$  nuo paviršiaus ties  $30\ \text{J/cm}^2$  pastebimas paviršiaus šiurkštumo sumažėjimas  $R_a\ 0,468\ \mu\text{m}$ . 34 pav. (c) pavaizduota paviršiaus šiurkštumo priklausomybė nuo persiklojimų esant pastoviam energijos srautui ( $25,1\ \text{J/cm}^2$ ) ir skirtingoms fokusavimo sąlygoms. Didžiausi paviršiaus šiurkštumai gauti naudojant didelį persiklojimą ir fokusavimą arti paviršiaus. Fokusuojant  $250\ \mu\text{m}$  nuo paviršiaus didėjantis persiklojimas mažina paviršiaus šiurkštumą.

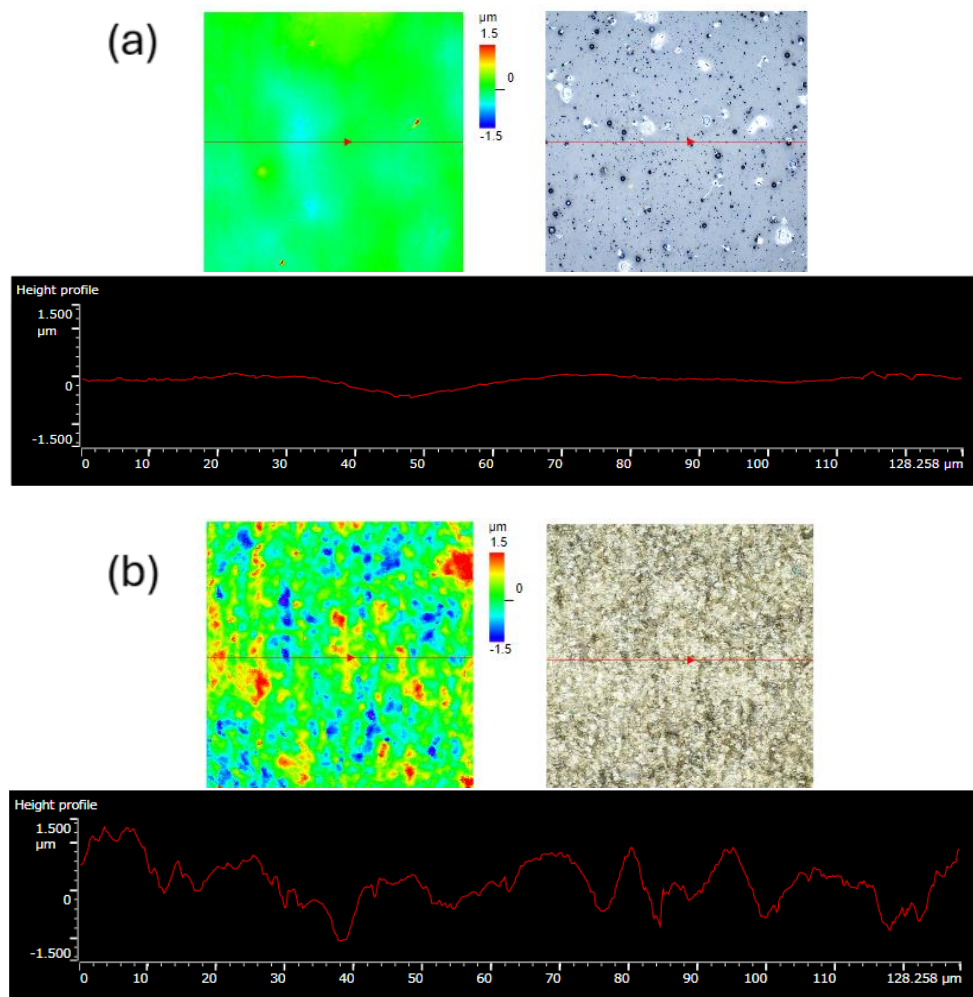


Naudojant 2340 nm bangos ilgį lygiausius paviršius Ra 0,383  $\mu\text{m}$  pasiektas abliuojant su 25,1  $\text{J}/\text{cm}^2$  energija, fokusuojant 250  $\mu\text{m}$  prieš bandinio paviršių ir išlaikant 80 % persiklojimą (35 pav. (a)).



34 pav. Paviršiaus šiurkštumas Ra ties skirtingais abliacijos parametrais naudojant 2340 nm spinduliuotę (a) Priklausomybė nuo energijos tankio ties skirtingais persiklojimais fokusuojant ant bandinio paviršiaus; (b) Priklausomybė nuo energijos tankio ties skirtingomis fokusavimo sąlygomis išlaikant pastovų 60 % pluošto persiklojimą; (c) Priklausomybė nuo persiklojimo ties skirtingomis fokusavimo sąlygomis naudojant pastovų 25,1  $\text{J}/\text{cm}^2$  energijos tankį.

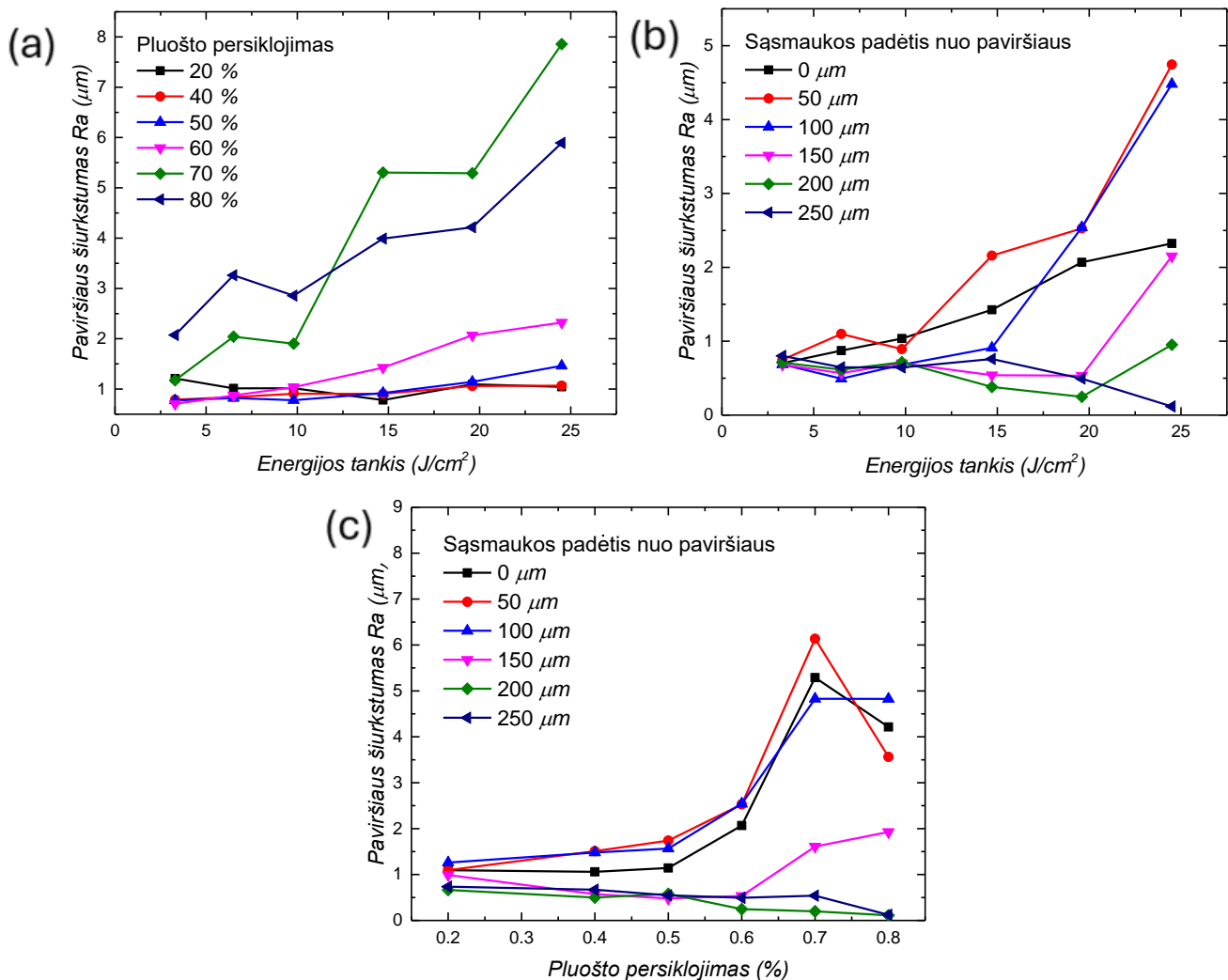




35 pav. Mažiausio šiurkštumo paviršiai ir jų skerspjūviai skirtingais bangos ilgiais apdirbant Ra 719 nm paviršių (a) 2340 nm Ra 383 nm; (b) 3500 nm Ra 101 nm.

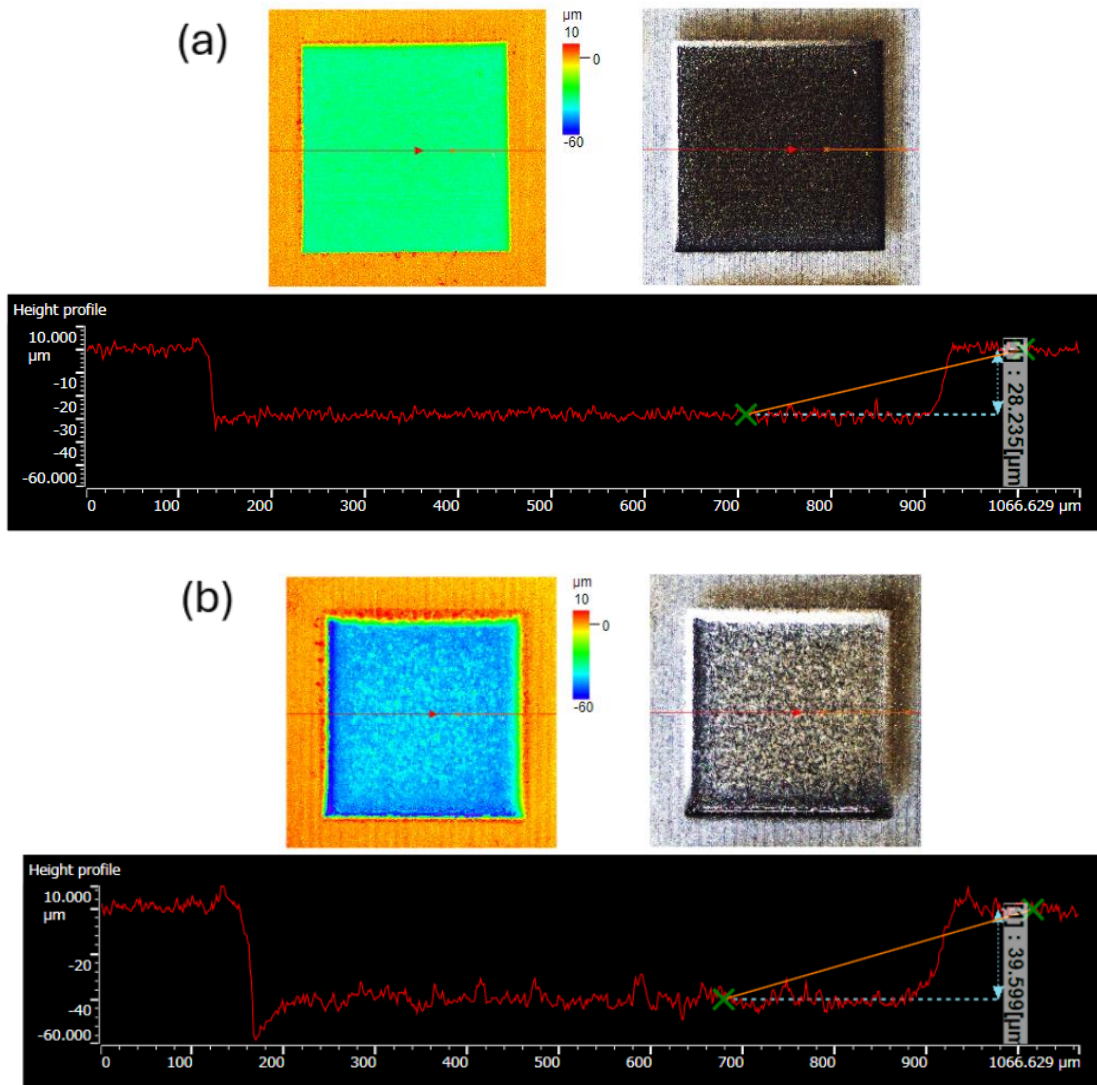
36 pav. pateikti paviršiaus šiurkštumo rezultatai naudojant 3500 nm spinduliuotę. 36 pav. (a) pavaizduota paviršiaus šiurkštumo priklausomybė nuo energijos tankio pluoštą fokusuojant ant bandinio paviršiaus. Nustatyta, kad energijos tankiui augant ties 20 — 60 % persiklojimu paviršiaus šiurkštumas didėja, Ra svyruoja tarp 1 ir 2  $\mu\text{m}$ . Esant didesniai persiklojimui (70 — 80 %) paviršiaus šiurkštumas stipriai auga, pasiekiamas Ra 6 — 8  $\mu\text{m}$ . Paviršiaus šiurkštumo priklausomybė nuo energijos srauto išlaikant pastovų 60 % persiklojimą pavaizduota 36 pav. (b). Pastebimas didesnio šiurkštumo paviršius didėjant energijos tankiui, kai pluoštas fokusuojamas 0 — 150  $\mu\text{m}$  nuo paviršiaus. Fokusuojant toliau nuo paviršiaus matomas šiurkštumo mažėjimas ties didesnėmis energijos tankio vertėmis. 36 pav. (c) pavaizduota paviršiaus šiurkštumo priklausomybė nuo pluošto persiklojimo esant pastoviam energijos srautui (19,6  $\text{J}/\text{cm}^2$ ) ir skirtingoms fokusavimo sąlygoms. Didžiausi paviršiaus šiurkštumai gauti naudojant didelį persiklojimą ir fokusavimą arti paviršiaus. Fokusuojant 200 — 250  $\mu\text{m}$  nuo paviršiaus didėjantis persiklojimas mažina paviršiaus šiurkštumą.

Naudojant 3500 nm bangos ilgį lygiausius paviršius Ra 0,101  $\mu\text{m}$  pasiektas abliuojant su 19,6  $\text{J}/\text{cm}^2$  energija, fokusuojant 200  $\mu\text{m}$  prieš bandinio paviršių ir išlaikant 80 % persiklojimą (35 pav. (b)).



36 pav. Paviršiaus šiurkštumas Ra ties skirtingais abliacijos parametrais naudojant 3500 nm spinduliuotę. (a) Priklausomybė nuo energijos tankio ties skirtingais persiklojimais fokusuojant ant bandinio paviršiaus; (b) Priklausomybė nuo energijos tankio ties skirtingomis fokusavimo sąlygomis naudojant pastovų 60 % pliušto persiklojimą; (c) Priklausomybė nuo persiklojimo ties skirtingomis fokusavimo sąlygomis naudojant pastovų 19,6  $\text{J}/\text{cm}^2$  energijos tankį.

Skirtingais bangos ilgiais ir palyginamais apdirbimo parametrais išabliuotų sričių skerspjūviai pateikti 37 pav. Naudojant 2340 nm bangos ilgį, 60 % persiklojimą, 25,1  $\text{J}/\text{cm}^2$  energijos tankį ir 3500 nm, 60 % pliušto persiklojimą, 24,5  $\text{J}/\text{cm}^2$  energijos tankį išabliuotų sričių gylyai atitinkamai siekia 28,235  $\mu\text{m}$  (37 pav. (a)) ir 39,599  $\mu\text{m}$  (37 pav. (b)). Didesnis abliacijos efektyvumas apdirbant su 3500 nm siejamas su žemesniu slenkstiniu pažeidimo slenksčiu šio bangos ilgio spinduliuotei.



37 pav. Lazeriu išabliuoti krateriai (0,8 mm x 0,8 mm) fokusuojant ant bandinio paviršiaus 60 % pluošto persiklojimu (a) 2340 nm, 25,1 J/cm<sup>2</sup>; (b) 3500 nm, 24,5 J/cm<sup>2</sup>.

## 4. Išvados

1. Fokusuojant ( $f = 10 \text{ cm}$ ) skirtingo bangos ilgio ( $2210 \text{ nm}$ ,  $2420 \text{ nm}$ ) femtosekundinius impulsus ( $E_1 = 26 \mu\text{J}$ ,  $E_2 = 12 \mu\text{J}$ ) dielektrinių dangų paviršiuje gauti  $< 100 \text{ nm}$  gylio krateriai, fokusuojant  $1030 \text{ nm}$  spinduliuotę, pasiekiamas mažiausias kraterio gylis lygus  $250 \text{ nm}$ , kas yra 2,7 ir 4,3 kartų didesnis nei  $2210 \text{ nm}$  ir  $2420 \text{ nm}$  atveju dėl stipresnės sugerties šiose spektrinėse linijose.
2. Suformuotų kraterių gylis įsisotina ties  $101 \text{ nm}$  ir  $69 \text{ nm}$  atitinkamai naudojant  $2210 \text{ nm}$   $26 \mu\text{J}$  ir  $2420 \text{ nm}$   $12 \mu\text{J}$  spinduliuotę, toliau šaudant impulsus į vieną vietą gylis nebekinta dėl tirtų dangų atšokimo bei sumažėjusio energijos tankio kraterio dugne.
3. Skenuojant fokusuotus ( $f = 30 \text{ mm}$ ) lazerio impulsus (išlaikant 80 % perklojimą) plastiko paviršiuje, šiurkštų ( $R_a > 0,7 \mu\text{m}$ ) paviršių galima nupoliruoti (sumažinti paviršiaus šiurkštumą atitinkamai 2 ir 7 kartus) naudojant  $2340 \text{ nm}$  ir  $3500 \text{ nm}$  bangos ilgio spinduliuotę. Paviršiaus šiurkštumo sumažėjimas gaunamas dėl plono paviršinio sluoksnio perlydymo, atsirandančiu dėl tiesinės spinduliuotės sugerties šiose spektrinėse linijose.

## Literatūros sąrašas

- [1] I. H. Chowdhury and X. Xu, Heat Transfer in Femtosecond Laser Processing of Metal, Num. Heat Trans., Part A: Appl. **44**, 219–232 (2003).
- [2] A. Zoubir, L. Shah, K. Richardson, and M. Richardson, Practical Uses of Femtosecond Laser Micro-Materials Processing, Appl. Phys. A **77**, 311–315 (2003).
- [3] Y. Hayasaki, T. Sugimoto, A. Takita, and N. Nishida, Variable Holographic Femtosecond Laser Processing by Use of a Spatial Light Modulator, Appl. Phys. Lett. **87**, no. 3, 031101 (2005).
- [4] V. P. Veiko and M. N. Libenson, *Laser Materials Processing* (Lenizdat, 1973).
- [5] S. M. Metev and V. P. Veiko, *Laser Assisted Microtechnology* (Springer Verlag, Heidelberg, 1994).
- [6] Z. Kántor, Z. Tóth, and T. Szörényi, Laser Induced Forward Transfer: The Role of Support-Film Interface and Film-to-Substrate Distance, Appl. Phys., **54**, 170-175 (1992).
- [7] V. P. Veiko, A. I. Kajdanov, H. A. Kovachki, and E. A. Shakhno, The Mechanisms of the Local Laser Induced Front Transfer of the Films, SPIE, vol. 1856, Laser Rad. Photophys., 1 1 (1993).
- [8] S. K. Lee and S. J. Na, KrF Excimer Laser Ablation of Cr Film on Glass Substrate, Appl. Phys., **68**, 417-423 (1999).
- [9] P. Balling and J. Schou, Femtosecond-Laser Ablation Dynamics of Dielectrics: Basics and Applications for Thin Films, Rep. on Prog. in Phys. **76**, 036502 (2013).
- [10] N. R. Council, *Polymer Science and Engineering: The Shifting Research Frontiers* (The National Academies Press, Washington, DC, 1994).
- [11] M. C. Stuart, W. Huck, J. Genzer, M. Müller, C. Ober, M. Stamm, G. Sukhorukov, I. Szleifer, V. Tsukruk, M. Urban, F. Winnik, S. Zauscher, I. Luzinov, and S. Minko, Emerging Applications of Stimuli-Responsive Polymer Materials, Nat. Mat. **9**, 101–13 (2010).
- [12] R. Mukherjee, et al., Posterior Capsular Opacification and Intraocular Lens Surface Micro-Roughness Characteristics: An Atomic Force Microscopy Study, Micron **43**, no. 9 (2012).
- [13] A. G. Ciriolo, et al., Optical Parametric Amplification Techniques for the Generation of High-Energy Few-Optical-Cycles IR Pulses for Strong Field Applications, Appl. Sc. **7**, 265 (2017).
- [14] <https://doi.org/10.61835/Or1>, tikrinta gegužės 14, 2024.
- [15] P. Schaaf, *Laser Processing of Materials: Fundamentals, Applications and Developments* (Springer Science & Business Media, 2010).
- [16] D. von der Linde and K. Sokolowski-Tinten, The Physical Mechanisms of Short-Pulse Laser Ablation, Appl. Surf. Sc. **154-155**, 1–10 (2000).
- [17] J. Hoffman, The Effect of Recoil Pressure in the Ablation of Polycrystalline Graphite by a Nanosecond Laser Pulse, Appl. Phys. **48**, 235201 (2015).

- [18] J. Krüger and W. Kautek, Ultrashort Pulse Laser Interaction with Dielectrics and Polymers, vol. 168, 247–290 (2004).
- [19] P. Schaaf, *Laser Processing of Materials: Fundamentals, Applications and Developments* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010).
- [20] S. Ravi-Kumar, B. Lies, H. Lyu, and H. Qin, Laser Ablation of Polymers: A Review, *Proc. Manufact.* **34**, 316–327 (2019).
- [21] X. Mao, et al., Laser Ablation Processes Investigated Using Inductively Coupled Plasma–Atomic Emission Spectroscopy (ICP–AES), *Appl. Surf. Sc.* **127-129**, 262–268 (1998).
- [22] S. Xu, C. Yao, and H. Dou, An Investigation on 800 nm Femtosecond Laser Ablation of K9 Glass in Air and Vacuum, *Appl. Surf. Sc.* **406**, 91-98 (2017).
- [23] X. Zhang, A. Ma, and B. Ding, Analysis of Marking Glass with Different Process Parameters Based on Super-Pulsed Laser, *Adv. Mat. Res.* **602-604**, 929-933 (2013).
- [24] S. C. Campbell, F. C. Dear, D. P. Hand, and D. T. Reid, Single-Pulse Femtosecond Laser Machining of Glass, *J. of Opt.* **7**, 162–168 (2005).
- [25] R. Geremia, D. Karnakis, and D. P. Hand, The Role of Laser Pulse Overlap in Ultrafast Thin Film Structuring Applications, *Appl. Phys. A* **124** (2018).
- [26] M. Sun, et al., Numerical Analysis of Laser Ablation and Damage in Glass with Multiple Picosecond Laser Pulses, *Opt. Expr.* **21**, 7858-7867 (2013).
- [27] S. Küper and M. Stuke, Ablation of Polytetrafluoroethylene (Teflon) with Femtosecond UV Excimer Laser Pulses, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 4–6 (1989).
- [28] D. Paipulas, Lūžio Rodiklio Modifikavimas Stikluose ir Kristaluose Veikiant Ultratumpiems Lazerio Impulsams, PhD dis., Vilniaus Universitetas, 2011.
- [29] B. Saleh and T. Malvin, *Fundamentals of Photonics* (Wiley-Interscience, 1991).
- [30] M. L. Cohen and J. Chelikowsky, Electronic Structure and Optical Properties of Semiconductors, 2nd ed., Vol. 75, (1989).
- [31] P. T. Yu and M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductors* (Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1996).
- [32] R. Paschotta, Nonlinear Polarization in: *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, 1st ed., (Wiley-VCH, 2008).
- [33] A. Dubietis, *Netiesinė Optika* (VU leidykla, Vilnius, 2011).
- [34] <https://doi.org/10.61835/781>, tikrinta gegužės 14, 2024.
- [35] N. V. Tkachenko, Appendix C. Two Photon Absorption in: *Optical Spectroscopy: Methods and Instrumentations*, 293 (Elsevier, 2006).
- [36] R. L. Sutherland, *Handbook of Nonlinear Optics* (CRC Press, 2003).

- [37] S. C. Eaton, G. Cerullo, and R. Osellame, *In Femtosecond Laser Micromachining*, ed. by R. Osellame, G. Cerullo, and R. Ramponi (Springer, Berlin Heidelberg, 2012).
- [38] B. Chris et al., Laser-Induced Breakdown and Damage in Bulk Transparent Materials Induced by Tightly Focused Femtosecond Laser Pulses, *Measr. Sc. and Tech.* **12**, no. 11 (2001).
- [39] <https://doi.org/10.61835/zww>, tikrinta gegužės 16, 2024.
- [40] <https://doi.org/10.61835/z3f>, tikrinta gegužės 16, 2024.
- [41] <https://doi.org/10.61835/y75>, tikrinta gegužės 16, 2024.
- [42] Z. Tóth, B. Hopp, Z. Kántor, F. Ignácz, T. Szörényi, and Z. Bor, Dynamics of Excimer Laser Ablation of Thin Tungsten Films as Followed by Ultrafast Photography, *Appl. Phys.* **60**, 431-436 (1995).
- [43] E. Matthias, J. Siegel, S. Petzoldt, M. Reichling, H. Shirk, O. Kading, and E. Neske, In Situ Investigation of Laser Ablation of Thin Films, *Thin Solid Films* **254**, 139-146 (1995).
- [44] Z. Toth, et al., Pulsed Laser Ablation Mechanisms of Thin Metal Films, *SPIE Proc.*, vol. 3822 (1999).
- [45] D. Bauerle, Laser Chemical Processing: An Overview, *Appl. Phys.* **101**, 447–59 (2010).
- [46] Domke, et al., Understanding Thin Film Laser Ablation: The Role of the Effective Penetration Depth and the Film Thickness, *Phys. Proc.* **56**, 1007-1014 (2014).
- [47] G. Heinrich, A. Lawerenz, Non-Linear Absorption of Femtosecond Laser Pulses in a SiNx Layer—Influence of Silicon Doping Type, *Sol. En. Mat. and Sol. Cells* **120** (2014).
- [48] A. Sassmannshausen, S. Mooraj, and M. Kratz, Ultrashort Pulse Selective Laser Ablation of Multi-Layer Thin Film Systems, *SPIE Proc.*, vol. 12409 (2023).
- [49] I. Engelberg, J. Kohn, Physico-Mechanical Properties of Degradable Polymers Used in Medical Applications: A Comparative Study, *Biomat.* **12** (1991).
- [50] R. Mukherjee, et al., Posterior Capsular Opacification and Intraocular Lens Surface Micro-Roughness Characteristics: An Atomic Force Microscopy Study, *Micron* **43**, no. 9 (2012).
- [51] K. Bischoff, D. Mücke, G. L. Roth, C. Esen, and R. Hellmann, UV-Femtosecond-Laser Structuring of Cyclic Olefin Copolymer, *Polymers (Basel)* **14**, 2962 (2022).
- [52] R. Suriano, et al., Femtosecond Laser Ablation of Polymeric Substrates for the Fabrication of Microfluidic Channels, *Appl. Surf. Sc.*, **257** (2011).
- [53] P. T. Mannion, S. Favre, D. S. Ivanov, G. M. O'Connor, S. Nolte, M. Will, J. P. Ruske, B. N. Chichkov, and A. Tuenermann, Experimental Investigation of Micromachining on Metals with Pulse Durations in the Range of the Electron-Phonon Relaxation Time (Pico to Sub-Picosecond) (2005).

# Santrauka

Ignas Vičkačka

## SKAIDRIŲ MEDŽIAGŲ PAVIRŠIAUS ABLIACIJA NAUDOJANT 1 — 3,5 $\mu\text{m}$ FEMTOSEKUNDINIUS IMPULSUS

Pastaraisiais metais femtosekundinių impulsų lazerių naudojimas medžiagų apdirbimo tikslais buvo plačiai tiriamas tiek teorinėje, tiek eksperimentinėje srityse. Susidomėjimas medžiagų apdirbimu femtosekundiniais lazeriais yra susijęs su pranašumais lyginant su ilgų impulsų lazeriais ( $\sim ns$ ). Itin trumpi (šimtų femtosekundžių eilės) impulsai lemia didelę erdvinę skiriamąją gebą, mažesnes termines pažeidas lyginant su kitų tipų lazeriais.

Plonų dangų pašalinimas lazerine spinduliuote yra plačiai naudojama technika, pavyzdžiui, litografijoje, kaukių taisyme, plonų plėvelių mikrostruktūravime, duomenų ir informacijos įrašyme, taip pat lazeriniam plėvelės perkėlime ir daugelyje kitų sričių. Dėl dominuojančios netiesinės sugerties femtosekundiniame apdirbime yra sudėtinga pašalinti dešimčių nanometrų sluoksnį.

Polimerai susilaukė daug dėmesio dėl unikalių fizinių, cheminių, mechaninių, šiluminių, elektrinių ir optinių savybių, kurios lemia jų lengvumą, mažą paviršiaus energiją, atsparumą korozijai, žemą trinties koeficientą ir kt. Dėl netiesinės sugerties femtosekundinio apdirbimo metu nepasiekiamas žemas paviršiaus šiurkštumas ( $Ra > 0,4 \mu\text{m}$ ).

Norint optimizuoti specifinių medžiagos lazerinį apdirbimą reikalinga tinkama spinduliuotė. Optinis parametrinis stiprinimas yra vienas iš būdų didelės galios itin plačiajuosčio šviesos srauto generavimui. Pagrindinis OPA schemos pranašumas yra platus spektrinis diapazonas, kuris nepasiekiamas kitomis lazerinėmis technologijomis.

Darbe aprašomi pažeidimų formavimo dielektrinėse dangose ir plastiko abliacijos eksperimentai naudojant netradicinio bangos ilgio (1 — 3,5  $\mu\text{m}$ ) femtosekundinę spinduliuotę. Pristatoma galimybė pašalinti ploną dielektrinės dangos sluoksnį ( $< 60 \text{ nm}$ ) pasirinkus tinkamą bangos ilgį. Apžvelgtos plastiko abliavimo galimybės naudojant skirtingus abliacijos parametrus žemesnio paviršiaus šiurkštumo pasiekimui.



# Summary

Ignas Vičkačka

## SURFACE ABLATION OF TRANSPARENT MATERIALS USING 1 — 3,5 $\mu\text{m}$ FEMTOSECOND PULSES

In recent years, the use of femtosecond pulse lasers for material processing has been extensively studied both theoretically and experimentally. The interest in material processing with femtosecond lasers is related to the advantages compared to long-pulse lasers ( $\sim\text{ns}$ ). Ultra-short (on the order of hundreds of femtoseconds) pulses result in high spatial resolution and reduced thermal damage compared to other types of lasers.

Laser radiation is widely used for thin film removal in techniques such as lithography, mask repair, thin film micro structuring, data and information recording, as well as laser film transfer and many other areas. Due to the dominant nonlinear absorption in femtosecond processing, it is challenging to remove layers on the order of tens of nanometers.

Polymers have attracted much attention due to their unique physical, chemical, mechanical, thermal, electrical, and optical properties, which contribute to their light weight, low surface energy, corrosion resistance, low friction coefficient, and more. However, due to nonlinear absorption during femtosecond processing, achieving low surface roughness ( $R_a > 0.4 \mu\text{m}$ ) is not possible.

To optimize the laser processing of specific materials, suitable radiation is required. Optical parametric amplification is currently becoming a leading solution for generating high-power, ultra-broadband light. The main advantage of the OPA scheme is its wide spectral range, which is not achievable with other laser technologies.

The paper describes experiments on damage formation in dielectric coatings and plastic ablation using femtosecond radiation of unconventional wavelengths (1-3.5  $\mu\text{m}$ ). The possibility of removing a thin layer of dielectric coating ( $< 60 \text{ nm}$ ) by selecting an appropriate wavelength is presented. The possibilities of plastic ablation using different ablation parameters to achieve lower surface roughness have been reviewed.