

Vilniaus universitetas  
Fizikos fakultetas  
Lazerinių tyrimų centras

Ryčard Lebed

**Pikosekundinių impulsų stiprinimo sistemos, kaupiamos lazerinių diodų linuote ir VCSEL diodais, tyrimas**

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės technologijos studijų programa

Studentas

Darbo vadovas

VU Konsultantas

Centro direktorė

Ryčard Lebed

Dr. Saulius Frankinas

Dr. Balys Momgaudis

Dr. Dalia Kaškelytė

Vilnius, 2024

# Tūrinis

<b>Įvadas</b> .....	<b>3</b>
<b>1. Literatūros apžvalga</b> .....	<b>4</b>
<b>2. Teorinis įvadas</b> .....	<b>7</b>
2.1 Aktyvios lazerinės terpės, Nd:YAG savybės .....	7
2.2 Optinis kaupinimas ir kaupinimo formavimas .....	8
2.3 Optinis stiprinimas, Franco – Nodviko lygtis .....	11
2.5 Lazerinio pluošto erdvinė kokybė .....	14
<b>3. Eksperimento schema</b> .....	<b>16</b>
<b>4. Matavimų metodikos</b> .....	<b>18</b>
4.1 Impulsų energijos ir trukmės matavimas .....	18
4.2 Pluošto erdvinės kokybės matavimas.....	19
<b>5. Teoriniai skaičiavimai ir eksperimentiniai tyrimai</b>	<b>20</b>
5.1 Pikosekundinių impulsų stiprinimo modeliavimo rezultatai.....	20
5.2 Stiprinimo eksperimentuose naudojamo užkrato šaltinio parametrų charakterizavimas.....	26
5.3 Pikosekundinių impulsų stiprinimo sistemos, kaupinamos lazerinių diodų liniuote, tyrimas.....	27
5.4 Pikosekundinių impulsų stiprinimo sistemos, kaupinamos VCSEL diodais, tyrimas.....	31
5.5 Pikosekundinių impulsų stiprinimo rezultatų aptarimas .....	37
<b>6. Pagrindiniai rezultatai ir išvados</b> .....	<b>39</b>
<b>7. Literatūros sąrašas</b> .....	<b>40</b>
<b>Santrauka</b> .....	<b>42</b>
<b>Summary</b> .....	<b>43</b>

## Ivadas

Pastarąjį dešimtmetį intensyviai vystomi sub-nanosekundinių pasyvios kokybės moduliacijos osciliatoriai. Svarią įtaką tokiam sparčiam vystymuisi padarė naujos kartos, didelės galios lazerinių diodų atsiradimas. Tokiais diodais kaupinant mažo ilgio rezonatorius, galima generuoti iki kelių šimtų mikrodžiaulių energijos impulsus, kurių trukmė  $<1$  ns [1,2]. Trumpo rezonatoriaus osciliatoriai yra kompaktiški, aušinami oru ir generuoja aukštos erdvinės kokybės pluoštus. Tokios konfigūracijos osciliatoriai naudojami Lidar (*angl. Light detection and ranging*) sistemose [3,4] arba kaip užkrato šaltinis galingesniosioms lazerinėms sistemoms. Tačiau tokie lazeriai turi mažas išvadines galias, kas apriboja jų platesnį panaudojimą (pvz. satelitų susisiekimo sistemose [5], medžiagų mikro apdirbimą [6])

Norint praplėsti panaudojimo režius, minėti osciliatoriai kombinuojami su optiniu stiprintuvu taip realizuojama vadinamoji MOPA lazerio konfigūracija (*MOPA, angl. Master oscillator power amplifier*). Tokios sistemos generuoja jau kelių mJ eilės energijos, vienos išilginės modos impulsus su pasikartojimų dažniu  $<10$  kHz [2]. Optinis stiprintuvas pastiprina išvadines spinduliuotės impulso energiją, vidutinę galią, tačiau nekeičia pasikartojimo dažnio, kuri nusako osciliatoriaus konfigūracija. Priklausomai nuo pasikartojimo dažnio ir impulso energijos, priklauso ir pritaikymas tokiu lazerių. Aukšto dažnio  $>50$  kHz, žemos impulso energijos lazeriai tinka mikro apdirbimui [6], markiravimui ir Lidar sistemoms [3,4]. Tuo tarpu žemo pasikartojimo dažnio  $<50$  Hz impulsus pastiprinus iki  $>100$  mJ energijos atsiveria kitos lazerių pritaikymo galimybės, tiek medžiagų apdirbime, tiek medicinoje [7], plazmos diagnostikoje [8]. Aukštos impulso energijos kompaktiškų matmenų sub-nanosekundinėse lazerinės sistemos realizavimas yra nemenkas iššūkis dėl mažų pluošto matmenų, žemo dielektrinių optinių dangų pažeidimo slenksčių, bei šilumos nuvedimo mažame tūryje.

Šio darbo tikslas - sukurti žemo pasikartojimo dažnio, kompaktišką, oru aušinama, optinę sistemą, generuojančią sub-nanosekundinius aukštos energijos  $\sim 100$  mJ impulsus. Siekiant darbo tikslo, buvo sprendžiami šie uždaviniai:

- Sumodeliuoti spinduliuotės stiprinimą vieno ir dviejų lėkių Nd:YAG kristaluose kaupinant lazerine liniuote, ir naudojant stiprinimo modulį, kaupinamą VCSEL diodais;
- Iširti ir nustatyti optimalias 1064 nm spinduliuotės stiprinimo sąlygas vieno lėkio stiprinimo atveju, kaupinant diodų liniuote;
- Iširti ir sukonstruoti 1064 nm spinduliuotės stiprintuvą, paremtą stiprinimo moduliu, kaupinamu VCSEL diodais, bei nustatyti optimalias stiprinimo sąlygas.

## 1. Literatūros apžvalga

Susidomėjimas diodais kaupinamais, pasyvios kokybės moduliacijos pikosekundiniais lazeriais nuolat auga nuo tada, kai Zayhowski ir Dill pirmą kartą juos realizavo 1991 metais [9]. Tokio osciliatoriaus pagrindas buvo Nd:YAG aktyvioji terpė su Cr:YAG pasyvia užtūra konfigūracija, kuri leido pasiekti 337 ps trukmės ir 11  $\mu\text{J}$  energijos impulsus, kurių centrinis bangos ilgis 1064 nm. Šiame darbe kristalai vienas su kitu buvo sujungti klizais, o kristalų priešingi paviršiai padengti atitinkamai pilnai ir pusiau atspindinčia danga 1064 nm bangos ilgiui.

Tokių osciliatorių vystymas dar labiau paspartėjo antrame šio amžiaus dešimtmetyje. 2011 metais mokslininkai iš Bulgarijos A. Gaydardzhiev ir D. Chuchumishev pademonstravo osciliatorių, generuojančių 240  $\mu\text{J}$  energijos, 830 ps trukmės impulsus 500 Hz pasikartojimo dažniu. Šiame darbe osciliatoriaus impulsai buvo stiprinami dviejose pakopose naudojant Nd:YVO<sub>4</sub> kristalą ir kaupinant 82 mJ energijos impulsais. Po 4 lėkių per kristalą osciliatoriaus impulsai sustiprinti iki 9,6 mJ energijos, o išvadinio pluošto erdvinės kokybės parametras lygus  $M^2 = 1,39$  [10]. Aptartame darbe Nd:YVO<sub>4</sub>, kaip aktyvioji terpė pasirinkta dėl aukštesnio stiprinimo skerspjūvio ties 1064 nm bangos ilgiu. Po trijų metų naudojant tuos pačius kristalus, tačiau dar didesnės energijos kaupinimo šaltinį, 1,2 ns trukmės sugeneruoti osciliatoriaus impulsai buvo sustiprinti iki 52 mJ energijos [11].

Tais pačiais 2011 metais I. Martial pademonstravo sub-nanosekundinę MOPA sistemą, sudarytą iš osciliatoriaus su pasyvia kokybės moduliacija ir dviejų lėkių Nd:YAG kristalo stiprintuvo, aušinamo oru. Pademonstruoti 470 ps trukmės ir 2,61 mJ energijos impulsai esant 1 kHz pasikartojimo dažniui [12]. Tame pačiame eksperimente buvo stiprinama osciliatoriaus spinduliuotė 50 mm ilgio kristale (*Fibercryst*, TARANIS). Impulsai sustiprinti iki 4 mJ energijos, tačiau stiprintuvas buvo aušinamas vandeniui. Pagrindinis tokio stiprintuvo privalumas yra pilnas kaupinimo ir signalo pluoštų persiklojimas, nereikalaujantis jokios papildomos įvedimo optikos. Naudotas bangolaidinis YAG kristalas su 0,2 % Nd koncentracija. Naudojant tą patį kaupinimo (60W) sotis pasireiškia vėliau negu 0,5 % koncentracijos kristale, tokiu būdu pasiektos aukštesnės sustiprinto impulso energijos.

Metais anksčiau T. Denis su kolegom pademonstravo efektyvesnę MOPA stiprintuvą, sudarytą iš aktyviosios terpės, kurios tik šerdis buvo legiruota [13]. Norint sumažinti pastiprintos savaiminės spinduliuotės įtaką, stiprinimui buvo panaudotas mažos Nd jonų koncentracijos YAG keramikinis elementas 3x25 mm<sup>3</sup>, apgaubtas 2 mm storio Sm:YAG keramika. Šiuo atveju pastiprinta savaiminė spinduliuotė pasireiškia tik prie aukštesnio kaupinimo energijos lygio. Stiprinimas

pasiektas 4 kartus didesnis iki 18 mJ vietoj 4,5 mJ, stiprinant tokių pačių matmenų ir koncentracijos Nd:YAG keramikoje. Tačiau optinis stiprinimo našumas dviejų lėkių sistemoje siekė tik 12 %.

Tais pačiais metais aukštą stiprinimo našumą dviejų lėkių stiprinimo sistemoje pademonstravo savo darbe I. Martial [14]. Šiuo atveju naudotas užkrato šaltinis, spinduliuojantis 470 ps trukmės ir 80  $\mu$ J energijos impulsus, 1 kHz pasikartojimo dažniu. Užkrato impulsai pastiprinti iki 2,2 mJ, naudojant dviejų lėkių stiprinimo sistemą Nd:YAG kristale, kurios bendras stiprinimo našumas >25 %. Šiuo atveju naudojamas mažo skersmens 0,5x50 mm<sup>3</sup>, mažos jonų koncentracijos Nd:YAG kristalas. Tokiu atveju kaupinimo skėstis kristale sukompensuojamas vidinio atspindžio, o pats kristalas veikia kaip bangolaidis. Tokiu būdu galima pasiekti aukštą kristalo užpildą, ilgame kristale kaupinant išilgai kristalo.

2015 metais N. Pavel pademonstravo Nd:YAG/Cr:YAG osciliatorių, generuojantį 0,8 ns trukmės ir 4 mJ energijos impulsus [15]. Aktyvioji terpė, šiuo atveju, buvo išilgai kaupinama didelio skaisčio lazeriniais diodais, kurių spinduliuotė buvo nukreipta skaidulos pagalba. Bendras rezonatoriaus ilgis 8 mm su smailine galia 5 MW, kurios užtenka kuro–oro mišinio uždegimui. Šis lazeris buvo sėkmingai panaudotas, kaip degimo žvakė vidaus degimo variklyje. Pasiektos aukštos variklio apsukos (*ang. rpm*) su geresniu stabilumu, negu naudojant įprastą uždegimo žvakę.

Kiek vėliau, 2019 metais W. Wu pristatė MOPA sistemą, sudarytą iš osciliatoriaus su aktyviaja kokybės moduliacija, generuojančio impulsų vorą (*angl. burst mode*), kurioje atskiro impulso trukmė 0,9 ns, 1,9 mJ impulso energija, esant 1 kHz pasikartojimo dažniui. Impulsų stiprinimui buvo naudotos trys dviejų lėkių stiprinimo pakopos, kuriose impulsai stiprinami  $\varnothing$ 5x50 mm<sup>3</sup> Nd:YAG 0,6 % koncentracijos kristaluose. Pastiprinti energijos impulsai iki 30 mJ, esant 1 kHz pasikartojimo dažniui. Autoriaus pastebėta, kad dėl šiluminių efektų, papliaupų gaubtinės stiprinimas netolygus (galinė dalis buvo stiprinama silpniau). Taip pat, šiluminiai efektai pablogino pluošto kokybę [16].

2020 metais Y. Jiang pristatė elektrooptiškai moduliuotą lazerį su silpnu grįžtamoju ryšiu ir dideliu stiprinimu, Nd:YVO<sub>4</sub> terpėje. Pademonstruotas osciliatorius, generuojantis 0,26 mJ energijos ir ~0,5 ns trukmės impulsus, su pasikartojimo dažniu 1 kHz. Impulsu stiprinimas realizuotas dviejų lėkių stiprinimo sistemoje, naudojant 8 mm ilgio, 0,3% koncentracijos Nd:YVO<sub>4</sub> kristalą. Minėto osciliatoriaus spinduliuotės impulsai buvo sustiprinti iki 3,64 mJ [17]. Šiuo atveju aktyviam aušinimui naudojamas termo elektrinis aušintuvas. Tokie subnano-sekundiniai lazeriai, veikiantys virš 500 Hz su didele impulsų energija, yra paklausūs naujos kartos lidar sistemose [17].

Dar po metų Y. Zhou su savo moksline grupe, pademonstravo oru aušinamą MOPA lazerinę sistemą, generuojančią 900 ps trukmės ir 47 mJ energijos impulsus [18]. Šiame darbe buvo tiriamas Nd:YVO<sub>4</sub> osciliatorius, generuojantis 500 uJ impulsus, kurie buvo pastiprinti dviejų pakopų Nd:YAG stiprintuve iki 47 mJ. Šiuo atveju Nd koncentracija stiprinimo kristaluose buvo 0,9 %, o bendra kaupinimo impulso energija 540 mJ. Šitame, bei prieš tai minėtuose darbuose, stiprinant virš >10 mJ impulsus, pasirenkama Nd:YAG aktyvioji terpė, dėl gerų šilumos pernešimo charakteristikų, lyginant su Nd:YVO<sub>4</sub> kristalu. Tačiau šiluminio lęšio efektas neišvengiamas, esant didesniems kaupinimo intensyvumams. Nagrinėtame darbe, dėl susidariusio šiluminio lęšio, pluošto kokybės parametras pablogėjo nuo pradinio  $M^2 = 1,5$  iki  $M^2 = 4$ .

2021 metais L. Liu pristatė oru aušinamą MOPA sistemą, kurioje stiprinimas realizuojamas zigzaginiėje stiprintuvo konfigūracijoje (*angl. zig-zag slab amplifier*) [19]. Per dvi stiprinimo pakopas pasiekta išvadinė impulso energija - 430 mJ, su impulso trukme 730 ps ir pasikartojimo dažniu 71 kHz. Tačiau dėl stiprinimo geometrijos, energijos impulsų stabilumo kvadratinio vidurkio svertinė (*angl. RMS*) siekė 5 % ir pluošto kokybė nukentėjo. Nepaisant to, zigzaginių būdų stiprinant pasiekta kaupinimo galios į signalą konversija siekė ~15,4%.

Taip pat, pastaruoju laiku, aktyviai vystomi nestabilaus rezonatoriaus osciliatoriai, kaip alternatyvą minėtoms MOPA sistemoms. Tokių rezonatorių konfigūracijoje generuojami dešimčių mJ eilės pikosekundiniai impulsai tiesiai iš osciliatoriaus, kas nereikalauja papildomos stiprinimo pakopos. H. Lim savo darbe pademonstravo būtent toki rezonatorių. Plokščiai išgaubtame 1 cm ilgio rezonatoriuje naudojama Nd:YAG aktyvioji terpė ir mažos koncentracijos 30% Cr:YAG modulatorius [20]. Minėtas osciliatorius spinduliuoja 24 mJ energijos ir 400 ps trukmės impulsus. Būtina atkreipti dėmesį į tai, kad, dėl rezonatoriaus konfigūracijos pluošto, skirstinys artimam lauke yra žiedo formos ir pluošto kokybės faktorius  $M^2 = 6$ . Vėlesniuose autoriaus darbuose šie parametrai buvo pagerinti. Tokie osciliatoriai yra patrauklus savo paprastumu, kadangi sudaryti iš kelių elementų ir nereikalauja pradinės galios stiprinimo pakopos (*angl. power amplifier*).

## 2. Teorinis įvadas

### 2.1 Aktyvios lazerinės terpės, Nd:YAG savybės

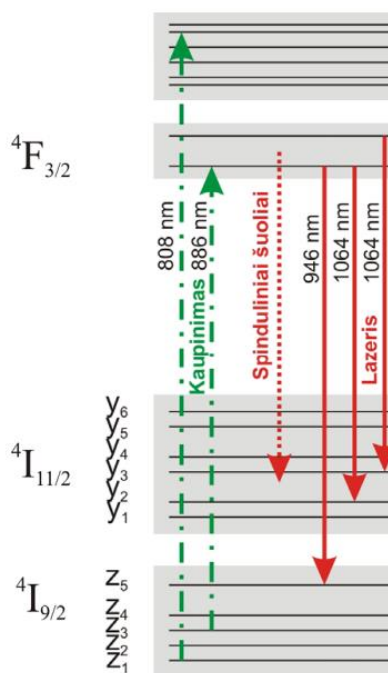
Kietojo kūno lazerių aktyviosios terpės yra sudarytos iš matricos ir į ją įterptų aktyvatorių. Galimos kelių tipų matricos - kristalinės, amorfinės (pvz. stiklas) arba keramikinės. Matricos, papildytos pereinamųjų metalų arba retųjų žemės elementų priemaišiniais jonais, turi energijos lygmenų sistemą, kurioje pasiekus užpildos apgrąžą bei sukūrus grįžtamąjį ryšį, generuojama priverstinė spinduliuotė[21].

Vienas iš retųjų žemės metalų grupei priklausančių cheminių elementų yra Neodimis (Nd). Neodimis trivalenčio jono formoje ( $Nd^{+3}$ ) yra įterpiamas į kristalines matricas, kaip aktyvatorius. Dažniausiai sutinkamos kristalinės gardelės į kurias įterpiamas  $Nd^{+3}$  – YLF ( fluoro junginio) ir YAG,  $YVO_4$  ( deguonies junginio). Taip pat, Nd įterpiamas ir į labiau egzotines gardeles – KGW, GDD,  $GDVO_4$ , YAP.

Iš anksčiau minėtų neodimių, legiruočių medžiagų, itrio vanadato ( $YVO_4$ ) ir itrio aliuminio granatas (Nd:YAG) yra naudojami plačiausiai. Dėl didelio šilumos laidumo ir gerų optinių savybių Nd:YAG kieto kūno lazeriai naudojami mokslo institucijose, gamyboje, medicinoje bei medžiagų mikro-apdirbimo pramonėje.

Pagrindinis Nd:YAG spinduliuojamas bangos ilgis yra 1064 nm. Energijos lygmenų schemeje (1 Pav. ) 1064 nm spinduliuojama, atspindi šuolis iš  $^4F_{3/2}$  į pagrindinio lygmens polygmenį  $^4I_{11/2}$ , taip realizuojant 4 lygmenų sistemą. Taip pat įmanomas šuolis iš  $^4F_{3/2}$  į pagrindinį polygmenį  $^4I_{9/2}$  arba  $^4I_{13/2}$ , tokie šuoliai atitinka kvazitrijų lygmenų sistemą, kurioje generuojami 946 nm ir 1338,1 nm bangos ilgiai atitinkamai. Dėl liuminescencijos, didžioji dalis sukauptos energijos yra išspinduliuojama vykstant šuoliams tarp  $^4F_{3/2}$  ir  $^4I_{11/2}$  polygmenų, todėl liuminescencijos spektre matytos septynios linijos, iš kurių ryškiausia 1064,15 nm, turinti didžiausią stiprinimo skerspjūvį [22].

Pagrindinis kaupinimo bangos ilgis Nd:YAG lazerinei spinduliuotei yra 808 nm (1 Pav.). Tačiau norint sumažinti kvantinį defektą, galima kaupinti tiesiai iš pagrindinio energijos lygmens į  $^4F_{3/2}$  lygmenį 886 nm spinduliuote, iš kurio vyks lazerinė emisija.



**1 Pav.** Principinė Nd:YAG kristalo energetinių lygmenų ir šuolių tarp jų schema.

Kaip minėta Nd:YAG kristalas pasižymi didesniu šilumos perdavimo koeficientu (14 W/(mK), lyginant su Nd:YVO<sub>4</sub> (5.23 W/(mK))). Aukštas šilumos laidumas sąlygoja silpnesnius indukuotus šiluminius efektus (šiluminis lėšis, depoliarizacija) bei aukštesnius šiluminio pažeidimo slenksčius. Efektyvus aktyviosios terpės šilumos nuvedimas leidžia naudoti didesnes kaupinamosios spinduliuotės galias, o tai yra patrauklu didelės galios stiprintuvams [22].

Savo mechaninėmis savybėmis itrio aliuminio granatas, taip pat lenkia YVO kristalą. Maksimalus toleruojamas įtempių stipris (*angl. tensile strength*) siekia apie 150 MPa (apie 3 kartus didesni už YVO kristalo) [18]. Taip pat Nd:YAG pasižymi ilgesne metastabilaus lygmens gyvavimo trukme 230 μs (2,3 karto ilgesnė už Nd:YVO). Tačiau yra ir trūkumų. Pagrindinis Nd:YAG trūkumas yra apie 5 kartus mažesnis sugerties skerspjūvis lyginant su Nd:YVO<sub>4</sub>, todėl kaupinimo spinduliuotės sugertis mažiau efektyvi [22].

## 2.2 Optinis kaupinimas ir kaupinimo formavimas

Kaupinant aktyviąją terpę, sukuriama užpildos apgrąža. Optinis kaupinimo šaltinis turi spinduliuoti kuo didesnę energiją spektrinėje dalyje, kurią sugeria aktyvioji terpė. Dažniausiai naudojami kaupinimo šaltiniai yra inertinėmis dujomis užpildytos išlydžio blykstės ir puslaidininkiniai lazeriniai diodai. Šiais atvejais kaupinimo spinduliuotė gaunama paverčiant elektros energiją į šviesą. Lazeriniuose dioduose spinduliavimo procesas vyksta dėl perteklinių krūvininkų

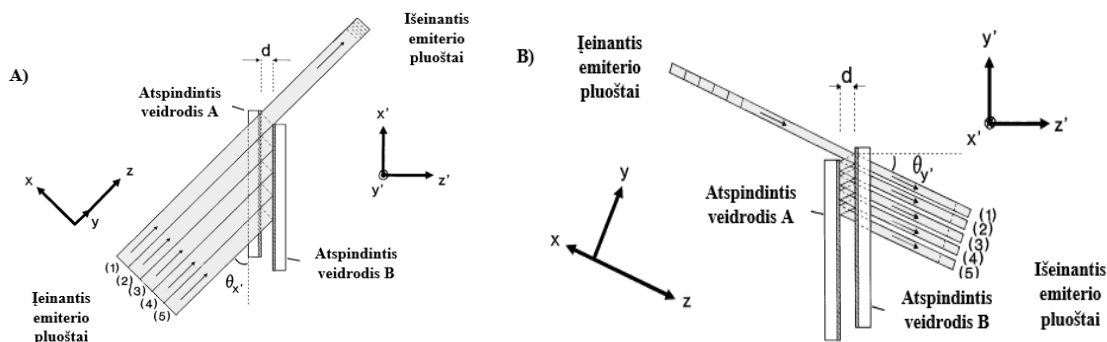


spindulinės rekombinacijos tiek tiesiaterpiuose, tiek netiesiaterpiuose juostiniuose šuoliuose. Pertekliniai krūvininkai injektuojami diode iš p-n sandūros, kai pastaroji yra įjungta laidžiaja kryptimi. Puslaidininkinės medžiagos energijos juostos plotis, šiuo atveju, griežtai lemia lazerio bangos ilgį. Kieto kūno lazeriuose dažniausiai naudojami indžio galio arsenido (InGaAs) diodai.

Pagal kaupinimo geometriją, kieto kūno lazerių kaupinimas skirstomas į skersinį ir išilginį. Skersinio kaupinimo atveju, kaupinamo spinduliuotė, iš diodų nukreipiama į kristalą statmenai spinduliuotei. Išilginio kaupinimo atveju, kaupinimas per skaidulą ir fokusuojančią optiką, nukreipiamas į kristalą išilgai stiprinamai spinduliuotei[21]. Išilginio kaupinimo atveju, kaupinimo pluoštas, sutapatinamas su lazeriniu pluoštu, tokiu būdu stiprinančioje aktyvioje terpėje optimizuojamas stiprinimas. Taip pat, valdant kaupinimo pluošto dydį kristale, valdoma stiprinimo apertūra. Tai svarbu kada kalbama apie skersinių elektromagnetinių modų atranką osciliatoriuose. Valdant kaupinimo pluošto dydį kristale, sukuriama „minkšta“ diafragma, kurios dėka stiprinamos tik norimos eilės skersinės elektromagnetinės modos. Tokiu atveju realizuojama skersinių modų atranka, nenaudojant jokios papildomos fizinės apertūros optiniame rezonatoriuje [21].

Išilgai kaupinant lazerine diodu liniuote, reikalinga papildomą pluoštą formuojanti (*angl. beam shaping*) optika, kadangi išvadinis liniuotės pluoštas yra sudarytas iš atskirų emiterių. Įprastai vieno emiterio lazeriniai diodai pasižymi bloga pluošto kokybe, lėtąja skėsties ašimi (*angl. slow axis*). Lygiagrečiai p-n sandūrai pluoštas turi mažą skėstį, tačiau jo kokybės parametras  $M^2 > 100$ , tuo tarpu statmenas p-n sandūrai pluoštas difrakciškai ribotas ir jo kokybės faktorius artimas  $M^2 \approx 1$ . Kaip minėta, diodų liniuotės atveju, pluoštą sudaro emiterių visuma ir lėtosios skėsties ašimi pluošto dydis yra kelių milimetrų, tuo tarpu, greitosios ašies pluošto dydis yra kelių šimtų mikrometrų. Norint pakeisti tokį pluoštą į simetrišką, neretai naudojami papildomi pluoštą formuojantys elementai tokie, kaip mikrolęšių matricos, skaidulos, kolimuojantys cilindriniai lęšiai, prizmės ar erdviniai filtrai.

Vienas iš būdų pakeisti diodų liniuotės pluošto erdvinį skirstinį - suformuoti dvejų veidrodžių sistema (2 Pav.) [23]. Šiuo atveju diodų liniuotės pluoštas yra sukarpomas į atskiras dalis ir perkeliamas vertikaliai, taip sumažinant pluošto dydį, horizontalėje, nepakeičiant pluošto skėsties. 2 pav. parodyta, kaip antro emiterio pluoštas (2) yra nukreipiamas veidrodžio B žemyn į veidrodį A nuo kurio atsispindėjęs išeina iš formuotuvo lygiagrečiai pluoštui 1, tačiau žemiau. Tokiu būdu, viena atskirų emiterių linija pakeičiama į vertikaliai periodiškai išdėstytų linijų visumą.



**2 Pav.** Principinė dviejų veidrodžių pluošto formavimo schema. A) Vaizdas iš viršaus, B) vaizdas iš šono.

Tokioje sistemoje pluošto skėstis nekinta, o kinta tik pluošto kokybės faktorius  $M^2$ . Kadangi horizontalėje pluošto dydis sumažinamas, tada  $M_x^2$  didėja ir atvirkščiai su vertikalia. Idealiu atveju, valdant atstumą tarp veidrodžių  $d$  bei kampus  $\theta_x$  ir  $\theta_y$ , pluošto kokybės faktoriai sutapatinami  $M_x^2 = M_y^2$ . Taip suformuotą pluoštą galima sufokusuoti į apskritimą ir panaudoti išilginiam kaupinimui. Tačiau, pasiekti vienodus pluošto kokybės faktorius, abiemis ašimis yra sunku, kadangi reikia mažinti atstumą tarp atskirų linių, o tai reiškia, jog reikia mažo atstumo tarp veidrodžių, išlaikant lygiagretumą. Dėl šios priežasties, dažniausiai pluoštas keičiamas taip, kad pluošto kokybės faktoriai būtų artimesni  $M_x^2 \approx M_y^2$ , o fokusavimui naudojami cilindriniai lęšiai.

Galinguose optiniuose stiprintuvuose, kai kaupinimo galia yra šimtų kilovatų eilės, nekalbant apie parametrinius stiprintuvus, įprastai naudojamas skersinis kaupinimas. Tokiam optiniam kaupinimui įprastai naudojamos lazerinių diodų liniuotės arba matricos, o ne pavieniai emiteriai. Skersinio kaupinimo atveju, lazerinių diodų matricos ir liniuotės pozicionuojamos iš aktyviosios terpės šonų, arba aplink aktyviają terpę. Šiuo atveju kaupinama visa aktyvioji terpė. Pagrindinis tokio kaupinimo trūkumas, jog kristalo kraštai įprastai sugeria žymią dalį spinduliuotės, kuri yra nepilnai panaudojama stiprinimui bei blogina stiprinamo pluošto skirstinį, bangos frontą. Siekiant to išvengti, skersinio kaupinimo kieto kūno lazeriuose naudojami mažesnės jonų koncentracijos, bet didesnės skersinės apertūros kristalai [21].

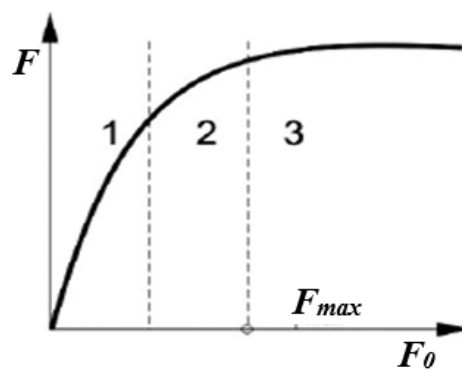
Naujos kartos skersinio kaupinimo stiprintuvuose naudojami vertikalaus rezonatoriaus lazeriniai diodai (toliau VCSEL, angl. *Vertical surface emitting laser*). Šiuose dioduose rezonatorius realizuojamas tarp sluoksnių, todėl spinduliuotė sklinda statmenai puslaidininkinėms sluoksniams. Tradiciniuose lazeriniuose dioduose rezonatorius realizuojamas emiteriniu sluoksnių kraštuose. Vienas emiterio kraštas padengiamas pilnai atspindinčia danga, o kitas emiterio kraštas padengiamas dalinai atspindinčia danga, todėl kaupinimo spinduliuotė sklinda išilgai emiterinio sluoksnio. VCSEL diodai turi keletą privalumų [24]. Vienas iš jų – spinduliuojamo pluošto erdvinė kokybė. Kadangi rezonatorius realizuojamas tarp atskirų sluoksnių, pluoštas sukuriama apvalus su maža divergencija, tuo tarpu kraštuose emituojančiuose diodose, pluoštas generuojamas eliptiškas. Taip pat VCSEL diodų spektro plotis siauresnis, siekia  $\approx 0.8$  nm, tuo tarpu įprastuose dioduose spektro plotis paprastai yra 3-5 nm [24]. VCSEL diodai pasižymi geresniu spektro stabilumu ir mažesniu jautrumu temperatūrai  $\approx 0,065$  nm/K, lyginant su kraštuose emituojančiais  $\approx 0,3$  nm/K. Kadangi VCSEL diodai spinduliuoja pluoštą per didesnę plotą, jie turi geresnę temperatūros pasiskirstymą ir mažesnę riziką šiluminiam pažeidimui. Dėl šios priežasties, VCSEL diodai gali būti aušinami oru [25]. Tuo tarpu, kraštuose spinduliuojančių diodų matricių atveju kaupinimo spinduliuotė yra labai lokalizuota, todėl efektyviai paskirstyti ir nuvesti generuojamą šilumos kiekį yra sunku. Todėl tokie diodai greičiau degraduoja negu VCSEL. Gedimų dažnis (angl. *failure rate*) kraštuose emituojantiems diodams  $\sim 500$ , tuo tarpu VCSEL diodam tik apie  $\sim 10$  [24]. Tačiau, kraštuose emituojantis diodai turi geresnį aktyvaus ploto ir spinduliuojamos galios santykį [24].

### **2.3 Optinis stiprinimas, Franco – Nodviko lygtis**

Daugeliu atveju lazerio galia nėra pakankama konkreitiems taikymams. Todėl atsiranda poreikis stiprinti lazerio spinduliuotę papildomai optiniame stiprintuve. Lazeriniuose stiprintuvuose, kaip ir osciliatoriuose, kaupinimo dėka, aktyvioje terpėje sukuriama užpildos apgrąža. Esant pakankamai užpildos apgrąžai, įvedant atitinkamo bangos ilgio spinduliuotę, dėl priverstinio spinduliavimo įvyksta šviesos srauto stiprinimas. Optiniai stiprintuvai skirstomi į vienialėkius, daugialėkius ir regeneracinius bei skiriasi pagal stiprinamos spinduliuotės veikas: nuolatinė ir impulsinė [22,23]. Impulsiniu atveju dažnai tenka stiprinti šviesos impulsus, kurių trukmė yra mažesnė už sužadinto lygmens gyvavimo trukmę. Tokiu atveju, kai stiprinimo procesas vyksta daug sparčiau negu kaupinimo procesas, stiprinimas priklauso nuo energijos kiekio sukaupto kristale, prieš stiprinamos spinduliuotės įvedimą. Šiuo atveju aktualus yra energijos srauto pokytis  $F$  - energija ploto vienetui [22,23].

Nagrinėjant optinius stiprintuvus reikia atkreipti dėmesį į stiprinimo sotinimo efektą. Stiprinimo sotis atsiranda dėl užpildos apgražos kitimo ją veikiant spinduliuote aktyvioje terpėje, o tai riboja maksimalų stiprinimą. Sotį galima paaiškinti tuo, jog užpildos vidutinė vertė pasiekia sąlygas, kai kaupinimo galia išsklaidoma medžiagoje, yra lygi sugeriamos spinduliuotės galiai. Pagrindinis parametras nusakantis stiprinimą yra  $G$  – stiprinimo koeficientas, kuris apibūrinamas kaip  $G = F/F_0$ . Čia  $F$  – sustiprintos spinduliuotės energijos srautas,  $F_0$  – įvadinės spinduliuotės energijos srautas.

Išvadinės spinduliuotės energijos srauto priklausomybė nuo įvadinės spinduliuotės intensyvumo turi tris stiprinimo sritis: tiesinę, eksponentinę ir soties sritis (3 paveikslas) [22].



**3 Pav.** Principinė spinduliuotės stiprinimo kreivė. 1) eksponentinis stiprinimas, 2) tiesinis stiprinimas, 3) stiprinimo sotis [22].

Minėta energijos srauto priklausomybė nuo įvadinės spinduliuotės energijos srauto  $F_0$  aprašo lygtis:

$$F_1 = F_s \ln \left( 1 + e^{g_0 L} \left( e^{\frac{F_0}{F_s}} - 1 \right) \right). \quad (1)$$

Čia,  $F_s$  – soties energijos srautas,  $F_0$  – įvedamos energijos srautas,  $F_1$  – išvedamos energijos srautas,  $g_0$  – mažo signalo stiprinimo koeficientas.

Įvedus stiprinimo koeficiento formulę gauname Franco-Nodviko lygtį:

$$G = \frac{F_s}{F_0} \ln \left( 1 + G_0 \left( e^{\frac{F_0}{F_s}} - 1 \right) \right). \quad (2)$$

Prie santykinai mažo įvadinės spinduliuotės energijos srauto  $F_0 \ll F_s$  eksponentinis mažo signalo stiprinimas (3), o kai  $F_0 \gg F_s$  – tiesinis stiprinimas (6):

$$F_1 = F_0 e^{g_0 L}, \quad (3)$$

$$F_1 = F_0 + G_0 L F_s. \quad (4)$$

Didėjant energijos srautui, ypač didelio signalo atveju, stiprinimas pasiekia sotį ir išvadinę energijos srauto maksimalią vertę galima išreikšti per sotį:

$$F_{max} = \frac{g}{\beta} F_s. \quad (5)$$

Šiuo atveju  $\beta$  – aktyvios terpės nuostolių koeficientas.

Taip pat minėtą stiprinimo lygtį galima perrašyti dviejų lėkių stiprintuvui (6). Tokiu būdu sustiprinta spinduliuotė po pirmo lėkio patampa įvadine spinduliuote antram lėkiui  $F_1 \rightarrow F_0$ . Svarbu atkreipti dėmesį, jog mažo signalo stiprinimo koeficientas  $g'$  turi būti pakoreguotas, kadangi dalis energijos yra ištraukiama iš aktyviosios terpės, o stiprinimo koeficientas  $g$  tiesiogiai priklauso nuo užpildos apgrąžos aktyviame elemente (7). Šiuo atveju mums aktualus energijos ištuštinimo koeficientas  $\eta$ , kuris skaičiuojamas pagal formule (8) [22].

$$F_2 = F_s \ln \left( 1 + e^{g_0' L} \left( e^{\frac{F_1}{F_s}} - 1 \right) \right), \quad (6)$$

$$g_0' = (1 - \eta) g_0, \quad (7)$$

$$\eta = \frac{F_1 - F_0}{E_s g_0 L}. \quad (8)$$

Soties energijos srautą galime išreikšti (9) [26]:

$$F_s = \frac{F_{sukaupta}}{g_0} = \frac{hf \Delta N}{g_0} = \frac{hf}{\sigma}. \quad (9)$$

Čia,  $F_{sukaupta}$  – sukauptos energijos srautas,  $hf$  – stiprinamo fotono energija,  $\sigma$  – stiprinimo skerspjūvis.

Sąryšį tarp mažo signalo stiprinimo  $G_0$  ir soties energijos srauto  $F_s$  galime aprašyti -

$$G_0 = e^{\frac{E_s * l}{F_s}}, \quad (10)$$

čia  $E_s$  – sukauptą energija aktyvioje terpėje. Tokiu būdu galima įvertinti sukauptos energijos kiekio ištuštinimą iš aktyviosios terpės, o sukauptą energiją aktyvioje terpėje galima apskaičiuoti naudojant formule (11)[22]. Naudojant išraišką (12) galima apskaičiuoti užpildos apgrąžą, o naudojant (13) išraišką galima apskaičiuoti stiprinimą:

$$E_s = \eta_s \eta_{QE} \eta_{QD} \eta_{ASE} \eta_{ABS} E k, \quad (11)$$

$$\Delta N = \eta_b \frac{E_s}{V h f_k}, \quad (12)$$

$$g_0 L = \frac{E_s}{S F_s}. \quad (13)$$

Čia  $\eta_{QE}$  – kvantinis efektyvumas,  $\eta_s$  - kaupimo efektyvumas (ang. *storage efficiency*)  $\eta_{ABS}$  – sugertos spinduliuotės koeficientas,  $\eta_b$  – kaupinamo tūrio persiklojimas su stiprinama spinduliuote,  $\eta_{ASE}$  – koeficientas nusakantis santykinį nuostolį dėl stiprinamos savaiminės spinduliuotės,  $\eta_{QD}$  – kvantinis defektas,  $V$  – tūris,  $S$  – plotas.

Sąryšis tarp vieno lėkio mažo signalo stiprinimo ir mažo signalo stiprinimo koeficiento galima nusakyti tokia formule –

$$G_0 \equiv e^{g_0 L} = e^{\Delta N L \sigma}. \quad (14)$$

## 2.5 Lazerinio pluošto erdvinė kokybė

Viena iš svarbiausių lazerinių sistemų taikymams savybių yra didelis intensyvumas. Didelį intensyvumą arba galios tankį galima pasiekti sufokusavus lazerinę spinduliuotę į labai mažų matmenų dėmę. Dėl to, svarbu žinoti pluošto skirstinio fokusavimo kokybę.

Lazerinių pluoštų savybės yra susijusios su skersinėmis modomis, kurios formuojasi lazerio rezonatoriuje. Skersinės elektromagnetinės modos ( $TEM_{mn}$ ) turi būdingą intensyvumo skirstinį plokštumoje, statmenoje pluošto sklidimo kryptčiai. Stabiliuose rezonatoriuose dažniausiai yra generuojama fundamentinė, žemiausios eilės moda, žymima  $TEM_{00}$ , kurios radialinis intensyvumo skirstinys yra išreiškiamas Gauso funkcija. Realiuose lazeriuose, ypač didelės galios, dėl papildomų veiksnių (nevienalyčio stiprinimo, šiluminių reiškinių lazerinėse terpėse ir kt.) poveikio gaunamos daug sudėtingesnės erdvinės pluošto sandaros nei  $TEM_{00}$  moda. Todėl realius pluoštus, lazerių gamintojai, paprastai apibūdina pluošto kokybės parametrais, kurie nusako pluošto fokusavimo kokybę. Įprastai naudojami  $M^2$  faktorius ir pluošto parametrų sandaugos parametras (PPS) [27].

Norint išmatuoti  $M^2$  parametą kolimuotas pluoštas yra fokusuojamas ir matuojami bent penki pluošto skerspjūviai, tam tikrose vietose. Vienas – lęšio geometrinėje židinio plokštumoje (atstumu  $f$  nuo lęšio), kiti du – netoli pluošto sąsmaukos (du skirstiniai arti sąsmaukos turi būti lygūs ir būti skirtingose sąsmaukos pusėse) ir kiti du pluošto skirstinio matavimai arti fokusuojančio lęšio ir tokiu pat atstumo priešingoje pusėje sąsmaukos. Išmatuoti taškai aproksimuojami kaustika, iš kurios

nustatoma pusinė kampinė skėstis  $\theta$ . Išmatavus sąsmaukos dydį  $w$  skaičiuojamas neatitikimas tarp difrakciškai riboto pluošto, kuris būtent ir yra pluošto kokybės faktorius  $M^2$  (15).

$$\theta = \frac{\lambda M^2}{\pi w} \quad (15)$$

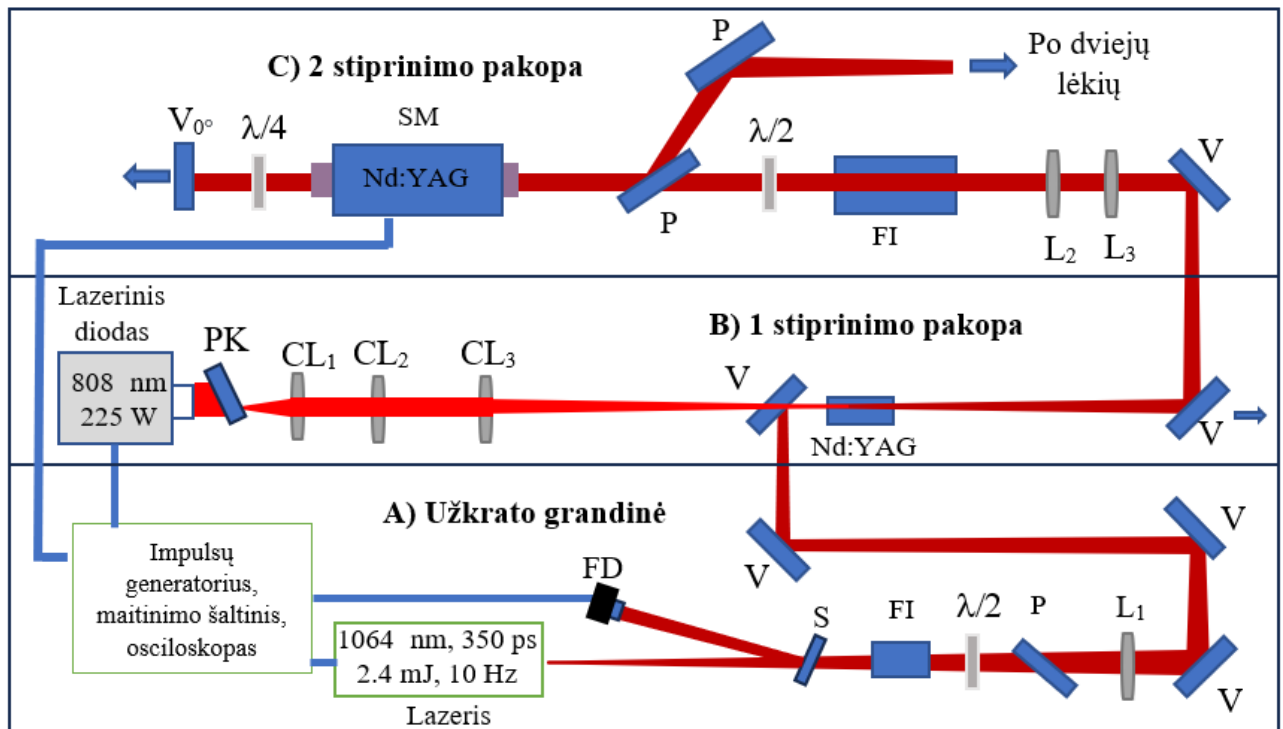
Idealiems (teoriniams) TEM<sub>00</sub> modos Gauso pluoštams  $M^2 = 1$ , tačiau realiems pluoštams  $M^2 > 1$ . Kuo blogesnė pluošto kokybė, tuo didesnis  $M^2$  [27]. Gautą pluoštą galima aproksimuoti Gauso pluošto sklidimo lygtimi [28]:

$$w^2(z) = w_0^2 + M^4 \times \left( \frac{\lambda}{\pi w_0} \right) (z - z_0)^2, \quad (16)$$

čia  $z$  – atstumas nuo sąsmaukos,  $z_0$  – sąsmaukos nuotolis.

### 3. Eksperimento schema

Šiame darbe atliekami 1064 nm bangos ilgio spinduliuotės stiprinimo tyrimai, realizuojant dvi stiprinimo pakopas vieno ir dviejų praėjimų atitinkamai.



**4 Pav.** 1064 nm bangos ilgio spinduliuotės stiprinimo principinė schema, susidedanti iš užkrato grandinės (A), pirmos vieno lėkio stiprinimo pakopos (B) ir antros dviejų lėkių stiprinimo pakopos.  $CL_1$ ,  $CL_2$ ,  $CL_3$  – cilindriniai lęšiai, fokusuojantys kaupinimo spinduliuotę,  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_3$  – sferiniai lęšiai, FI – Faradėjaus izoliatoriai, P – polarizatorius,  $V_{0^\circ}$  –  $0^\circ$  laipsnių atspindintis 1064 nm bangos ilgio spinduliuotę veidrodis,  $\lambda/2$ ,  $\lambda/4$  – pusės ir ketvirčio bangos ilgio fazinė plokštelė, V –  $45^\circ$  atspindintis veidrodis, PK – pluoštą formuojantis elementas, FD – fotodiodas, Nd:YAG – stiprinimo terpė.

Tyrimo principinė optinė grandinė parodyta 4 pav. Impulsų stiprinimo tyrimams buvo naudotas pasyvios kokybės moduliacijos Nd:YAG impulsinis lazeris (UAB „QS Lasers“), generuojantis 2,4 mJ energijos ir 358 ps trukmės impulsus, 10 Hz pasikartojimo dažniu. Siekiant sumažinti stiprintuvo poveikį užkratui buvo naudojamas 1 mm skersmens Faradėjaus izoliatorius (*Isowave*). Užkrato pluoštas buvo sukolinuotas lęšiu  $L_1$  ( $f = 60$  mm), kuris buvo parinktas pagal pluošto skersmenį ( $d = 500$   $\mu\text{m}$ ).

Pirmos pakopos stiprinimui naudojami 0,6 %  $4 \times 4 \times 20$  mm<sup>3</sup> ir 1 %  $3 \times 3 \times 6$  mm<sup>3</sup> koncentracijos Nd:YAG kristalai (4 Pav. B). Vienas paviršius stiprinančio elemento padengtas skaidrinančia danga 1064 nm ir 808 nm bangos ilgiui, kitas paviršius padengtas skaidrinančia danga 1064 nm bangos



ilgiui ir atspindinčia kaupinimo spinduliuotei. Kristalai kaupinami 225 W vidutinės galios diodų liniuote, generuojančia 808 nm bangos ilgio spinduliuotę. Diodo temperatūra parinkta pagal didžiausią sugertį kristale. Užkratas ir stiprinimo pakopos sinchronizuojamos impulsų generatoriumi. Dėl maitinimo šaltinių vidinio vėlinimo įnešamas papildomas vėlinimas ( $t = 140$  us), tarp užkrato ir stiprinimo pakopų kaupinimo. Optimizuojama pagal didžiausią stiprinimą. Kaupinimas yra formuojamas dviejų veidrodžių pluošto keitikliu ir fokusuojamas į kristalą cilindriniais lęšiais. Pastiprinta užkrato spinduliuotė, nukreipiama veidrodžiais į antrą stiprinimo pakopą arba į parametrų charakterizavimo grandinę.

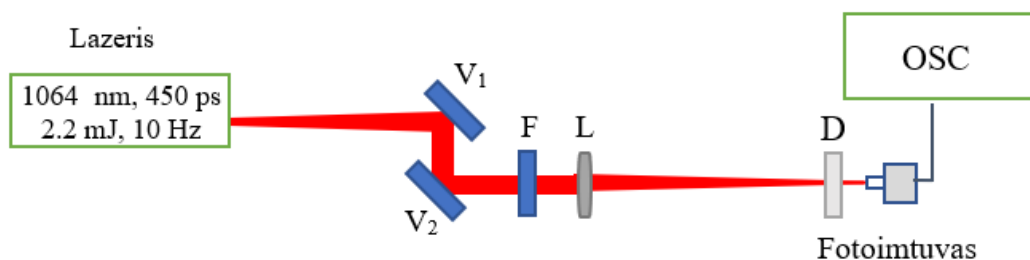
Antroje pakopoje lazerio pluošto formavimas buvo atliekamas panaudojant sklaidomojo ( $L_2$ ,  $f = -25$  mm) ir kelių nominalų ( $L_3$ ,  $f = +50$ ,  $+60$  ir  $+75$  mm) glaudžiamųjų lęšių kombinaciją (4 Pav. C). Siekiant sumažinti stiprintuvo poveikį lazeriui buvo naudojamas 4 mm skersmens izoliatorius (*Coherent Pavos*). Atliekant tyrimus panaudotas spinduliuotės intensyvumo slopintuvas, kurį sudaro Briusterio kampu veikiantis poliarizatorius ir pusės bangos ilgio fazinė plokštelė. Impulsų stiprinimui buvo naudojamas komerciškai prieinamas stiprinimo modulis (*Laserconn*). Stiprinimo modulį sudaro 0,6% neodimio jonų koncentracijos 4 mm skersmens ir 70 mm ilgio Nd:YAG kristalas ir integruoti VCSEL kaupinimo diodai, generuojantis 3200 W galios 808 nm bangos ilgio spinduliuotę. Abu stiprinimo elemento paviršiai padengti skaidrinančia danga 1064 nm bangos ilgiui. Antras stiprinamos spinduliuotės lėkis per stiprinimo modulį buvo realizuotas panaudojant poliarizatorių, ketvirčio bango ilgio fazinę plokštelę  $\lambda/4$  ir pilnai atspindintį 1064 nm bangos ilgio veidrodį  $V_0$ . Vieno lėkio stiprinimo atveju, spinduliuotė tiesiog negražinama į aktyviąją terpę, o nukreipiama į parametrų charakterizavimo grandinę.

## 4. Matavimų metodikos

### 4.1 Impulsų energijos ir trukmės matavimas

Šiame darbe impulsų energija buvo matuojama piroelektriniu jutikliu *Ophir PE10-C*. Šio jutiklio matuojamos energijos ruožas yra nuo 1  $\mu\text{J}$  iki 10 mJ spektro ruože nuo 300 nm iki 1100 nm. Visi matavimai buvo vidurkinami naudojant laiko pastoviąją, lygią 1 s. Sustiprintų impulsų energijos matavimams buvo naudojamas sklaidomasis lęšis siekiant padidinti pluošto dydį ir sumažinti spinduliuotės intensyvumą, tenkantį energijos jutikliui.

Lazerio impulsų trukmės matavimui buvo naudojamas osciloskopas *Lecroy Wavemaster 8600A*, turintis 6 GHz dažnių juostą (5 Pav.). Lazerinė spinduliuotė fokusuojama ir veidrodžiais nukreipiama į fotoimtuvą *Thorlabs Free-Space InGaAs Detectors*, kurio dažnio juosta 5 GHz. Impulsų trukmės matavimo optinėje grandinėje buvo panaudotas fokusuojantis lęšis, kuris spinduliuotę fokusuoja į sklaidantį matinį stiklą (difuzorius). Šia metodika, matuojant impulsų trukmę, rezultatas nepriklauso nuo spinduliuotės įvedimo į fotoimtuvą.

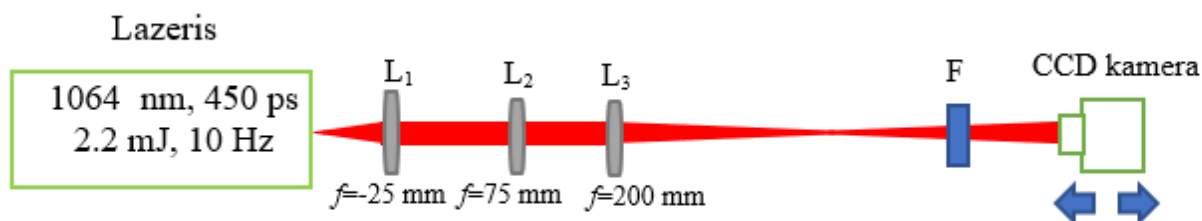


**5 Pav.** Principinė trukmės matavimo schema.  $V_1$  ir  $V_2$  veidrodžiai, atspindintys 1064 nm ilgio spinduliuotę, F – filtras, skirtas sumažinti galią, L – fokusuojantis lęšis su židinio nuotoliu  $f = +200$  mm, OSC – osciloskopas, D – matinis stiklas.

## 4.2 Pluošto erdvinės kokybės matavimas

Pluošto intensyvumo pasiskirstymas buvo matuotas naudojant CCD (*ang. charge coupled device*) matricą (*Gentec Beamage-4M*), kurios bangos ilgio diapazonas nuo 350 – 1150 nm, pikselių dydis 5,5  $\mu\text{m}$  (6 Pav.). Užkrato lazerio pluošto skersmuo matuojamas  $1/e^2$  intensyvumo lygyje, ir naudojant vidurkinimą per 5 sekundes. Siekiant nustatyti reikalingą signalo intensyvumą į CCD kamerą prie mažesnių energijų buvo naudoti filtrai, o prie didesnių energijų buvo matuotas atspindys nuo pleišto.

Pluošto kokybės  $M^2$  parametro matavimas buvo atliktas matuojant fokusuojamo pluošto skirstinius išilgai spinduliuotės sklaidimo krypties (*angl. z-scan*). Naudojamas +200 mm židinio nuotolio lęšis, o pluošto skersmenys matuoti  $D4\sigma$  lygyje. Gauta pluošto skersmens priklausomybė nuo atstumo aproksimuota 16 išraiška, iš kurios buvo nustatytas pluošto kokybės parametras  $M^2$  (žr. skyrių 2.4).



**6 Pav.** Principinė lazerinio pluošto erdvinės kokybės matavimo schema.  $L_1$ ,  $L_2$  – lęšiai, sudarantys teleskopą, F- optinis filtras,  $L_3$  – fokusuojantis lęšis, kurio židinio nuotoliu +200 mm .

## 5. Teoriniai skaičiavimai ir eksperimentiniai tyrimai

### 5.1 Pikosekundinių impulsų stiprinimo modeliavimo rezultatai

Kaip minėta įvade, siekiant platesnio pritaikymo esamam užkrato lazeriui, reikia didinti pasikartojimo dažnį arba impulsų energiją. Šiuo darbu siekiama didinti impulsų energiją panaudojant optinius stiprintuvus.

Siekiant sukurti kompaktišką, 100 mJ energijos impulsus generuojančią lazerinę sistemą, aušinamą oru buvo pasirinktas *Laserconn* stiprinimo modulis. Stiprinimo modulis sudarytas iš Nd:YAG aktyviosios terpės ( $\varnothing 4 \times 70$  mm<sup>3</sup>, Nd jonų koncentracija 0.6 %), kuri kaupinama kvazi-nuolatinės veikos VCSEL diodais. Vidutinė šių diodų galia 3,2 kW, o maksimalus užpildos faktorius (*angl. duty cycle*) kaupinant 200 us trukmės impulsais 20 Hz pasikartojimu dažniu yra 0,2 %.

Prieš pradėdant eksperimentus buvo teoriškai įvertintas pasiekiamas spinduliuotės stiprinimas šiame stiprinimo modulyje. Žinant maksimalią kaupinimo trukmę, galime nustatyti vieno impulso energiją - šiuo atveju  $E = 0.64$  J. Taip pat paskaičiuotas (9) srauto tankio šaltinis  $F_s = 0.66$  J/cm<sup>2</sup>. Turint kaupinimo energiją ir kristalo charakteristikas, galima nustatyti energiją sukauptą kristale pagal formulę (11). Toliau nustatomi naudingumo koeficientai pradėdant nuo sugerties  $\eta_{ABS}$ . Žinant YAG gardelės tankį  $\rho = 4.56$  g/cm<sup>3</sup> ir molekulinę gardelės masę  $M = 593.7$  g/mol [26] buvo apskaičiuotas Nd<sup>3+</sup> jonų tankis gamintojo nurodomai 0.6% koncentracijai:

$$N_{nd} = akN_{YAG} = ak \frac{N_a \rho}{M} = 8.28 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}. \quad (17)$$

Žinant kristalo sugerties skerspjūvį  $\sigma = 7.7 \cdot 10^{-20}$  cm<sup>2</sup> [22] sugertos spinduliuotės koeficientas  $\eta_{ABS}$  apskaičiuotas pagal formulę –

$$\eta_{ABS} = 1 - e^{-N\sigma L} = 0.94, \quad (18)$$

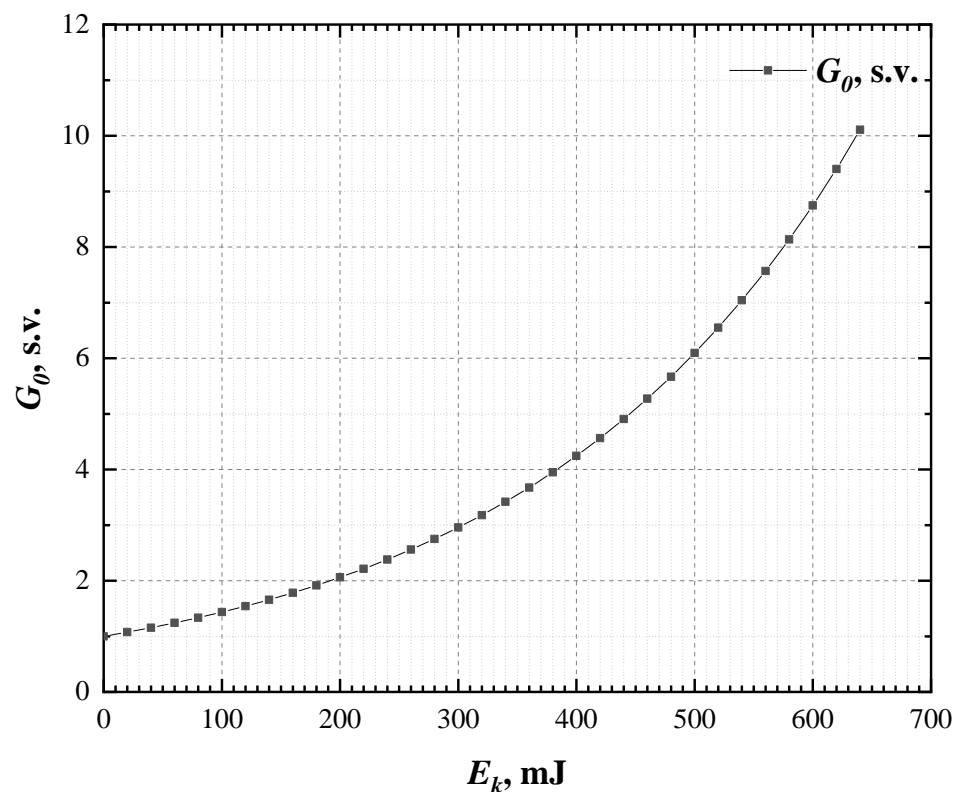
čia  $L$  – kristalo skersmuo, kadangi kaupinimas skersinis. Kaupimo efektyvumas  $\eta_s$  (*angl. storage efficiency*) buvo nustatytas pagal formulę –

$$\eta_s = \frac{\tau}{t} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) = 0.67, \quad (19)$$

čia  $\tau$  yra metastabilaus lygmens gyvavimo trukmė ( $\tau = 230$  μs),  $t$  - kaupinimo impulsų trukmė ( $t = 200$  μs). Atliktuose skaičiavimuose nebuvo atsižvelgta į sustiprintos spontaninės emisijos poveikį  $\eta_{ASE}$ . Remiantis T. Denis straipsniu kvantinis efektyvumas  $\eta_{QE} = 0.9$  [25]. Taip pat nustatytas kvantinis defektas. Kvantinis defektas, tai energijos skirtumas tarp kaupinimo (808 nm) ir stiprinamo (1064 nm) fotono energijos, kuris elektronui relaksuojant į metastabilų lygmenį, perduodama gardelei

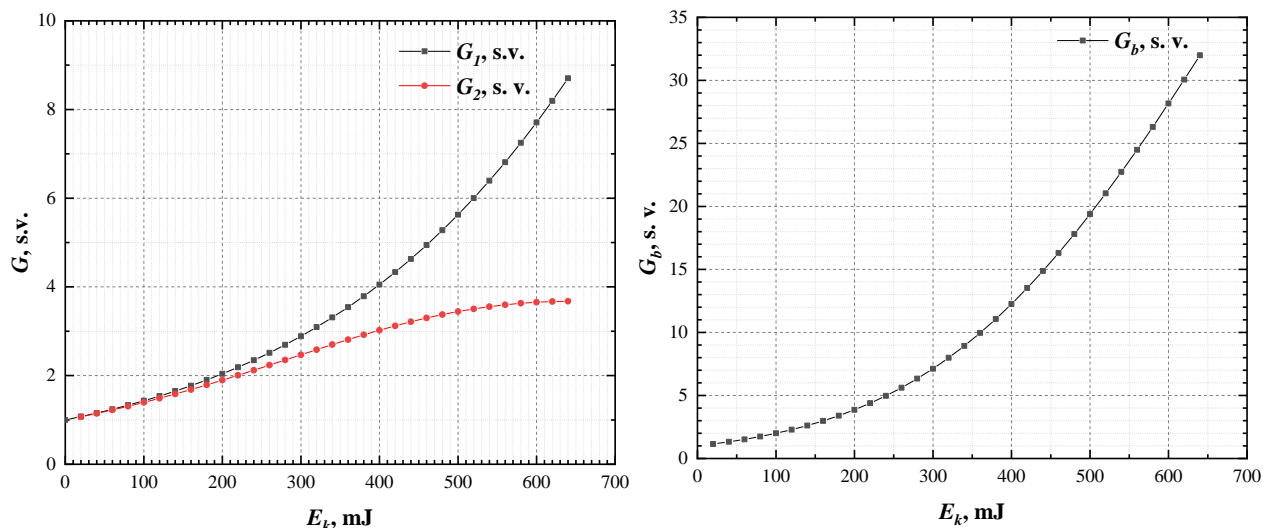
$\eta_{QD} = 0,72$ . Žinant šiuos koeficientus ir kaupinimo impulso energiją, buvo nustatyta sukaupta kaupinimo energija  $E_s = 0,258$  J. Kaupinimo konversijos koeficientas, siekia  $\eta = 40,3$  %. Realiu atveju papildomi efektai tokie, kaip sustiprinta savaiminė emisija, parazitinės osciliacijos, stokso poslinkis arba sužadintų būsenų sugertis, įneša savo nuostolius į kaupinimo efektyvumą ir keitimas yra mažiau efektyvus.

Įvertinus sukaupią energiją, stiprintuve buvo paskaičiuota užpildos apgraža  $N$  (14) ir suskaičiuotas mažo signalo stiprinimas koeficientas  $G_0$ . Esant maksimaliai kaupinimo energijai,  $G_0$  yra ~10 kartu (7 Pav.), toks rezultatas nulemtas, bendro kaupinimo konversijos koeficientu, kuris siekia  $\eta = 40.3$  %.

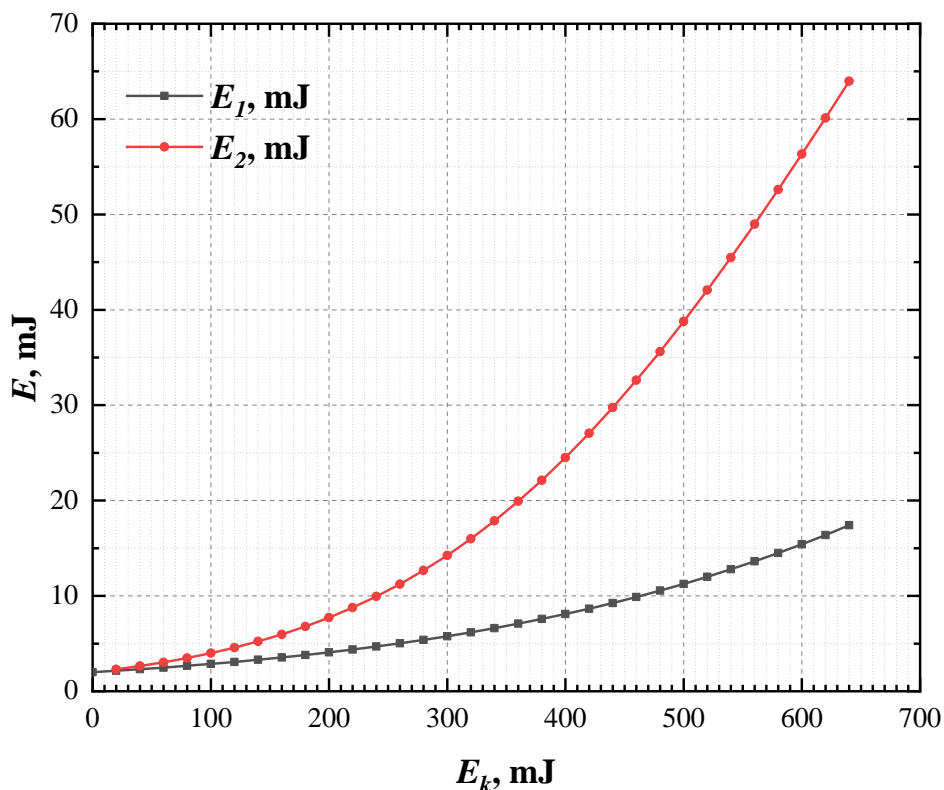


**7 Pav.** Mažo signalo stiprinimo koeficiento  $G_0$  priklausomybė nuo kaupinimo energijos  $E_k$ .

Remiantis apskaičiuota  $G_0$  verte ir naudojant Franco-Nodviko lygtį (2) apskaičiuoti stiprinimo koeficientai, vieno lėkio ( $G_1$ ) ir dviejų lėkių konfigūracijose ( $G_2$ ), stiprinant 2 mJ energijos impulsus (8 pav.). Visuose matavimuose daroma prielaida, jog užkrato pluošto skirstinys yra plokščias (*angl. flat-top*) ir skersmuo užpildo 2/3 visos apertūros. Toks santykis parinktas dėl gauso skirstinio. Tokiu būdu gauso skirstinis užpildo apertūrą, nepatirdamas ženklių optinių nuostolių pluošto periferijoje. Realiu atveju reiktų aprašyti intensyvumo skirstinį ir modeliuoti stiprinimo skirstinį, kadangi pluošto skirstinio centras greičiau pasiekia sotį negu pluošto periferija. Šiame darbe šito atlikta nebuvo. Taip pat, neįvertinami optinių elementų nuostoliai.



**8 Pav.** Stiprinimo koeficientų po vieno lėkio  $G_1$  ir po antro lėkio  $G_2$  priklausomybė nuo kaupinimo energijos  $E_k$  (kairėje) ir suminio stiprinimo koeficiento  $G_b$  po dviejų lėkių priklausomybė nuo kaupinimo impulso energijos (dešinėje).

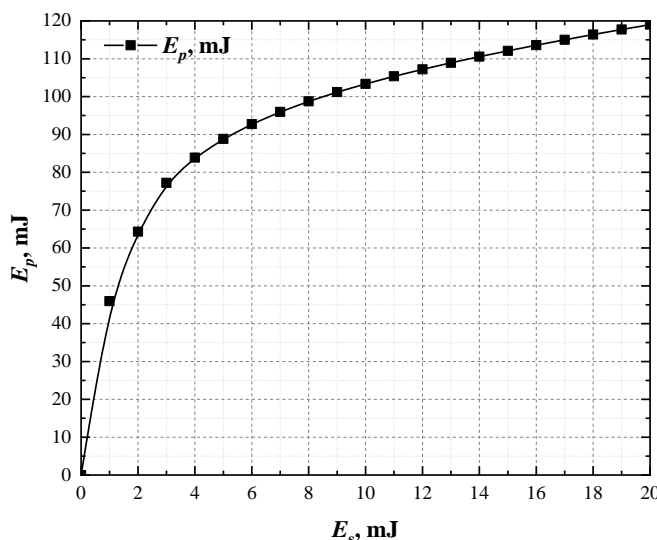


**9 Pav.** Stiprinamos spinduliuotės impulso energijos po vieno lėkio  $E_1$  ir po dviejų lėkių  $E_2$  priklausomybė nuo kaupinimo energijos  $E_k$ .

Apibendrinant gautus rezultatus galima teigti, jog po pirmo lėkio stiprinimo koeficientas siekia 8,6 kartų o po antro tik 3,8. Taip pat, buvo sumodeliuota pastiprintos spinduliuotės impulso energijos priklausomybė nuo kaupinimo energijos (9 Pav.). Kaip matome, turint 2 mJ pradinę impulso energiją, po vieno lėkio impulsus galima sustiprinti iki ~17 mJ, o po dviejų iki 64 mJ. Šiuo atveju

ištuštinimo efektyvumas siekia tik  $\eta = 25\%$ . o tai neleidžia pasiekti šiame darbe keliamo tikslo – sustiprinti impulsus iki 100 mJ.

Įprastai dviejų lėkių stiprinimui sukauptos energijos ištuštinimas (*angl. stored energy extraction efficiency*) siekia  $\eta < 80\%$  [22]. Įprastai aukštesni efektyvumai pasiekiami kelių lėkių zigzag geometrijos stiprintuvuose arba regeneraciniuose stiprintuvuose. Apskaičiuotas srauto tankis po pirmo lėkio yra  $F = 0,745 \text{ J/cm}^2$ . Šis rezultatas koreliuoja su anksčiau apskaičiuota stiprinimo sotes tankiu lygiu  $F_s = 0,66 \text{ J/cm}^2$ . Pirmo lėkio atveju įvadinis energijos srautas yra mažesnis už sotes  $F_0 \ll F_s$ , šiuo atveju pasiekiamas eksponentinis mažo signalo stiprinimas. Antrojo lėkio metu spinduliuotė jau artima sotes srautui ir stiprinama spinduliuotė stipriau ištuština sukauptą energiją aktyvioje terpėje (stiprinimas tiesinis). Aukštesnis kaupinimo ištuštinimas pasiekiamas, kai srauto tankis kelis kartus viršija sotes srautą ir stiprinimas vyksta sotes režime. Mažinant signalo pluoštą ir siekiant padidinti energijos srautą, mažėja tūrinis persiklojimas signalo ir užkaupinto kristalo tūrio. Kadangi kaupinimas skersinis, užkaupinimo skersmuo invariantas. Tokiu būdu buvo pasirinkta padidinti stiprinamo signalo energiją, naudojant papildomą stiprinimo pakopą. Remiantis teoriniu sistemos modeliavimu, galima nustatyti, kokia įvadinė impulso energija reikalinga impulsų stiprinimui iki 100 mJ energijos (10 Pav.). Atidėjus sustiprintų impulsų energijos priklausomybę nuo įvadinės impulsų energijos matyti, jog norint pasiekti 100 mJ impulsų energiją sistemos išvade, reikalinga bent 9 mJ pradinė impulsų energija. Atsižvelgiant į šį rezultatą, buvo realizuota papildoma stiprinimo pakopa.



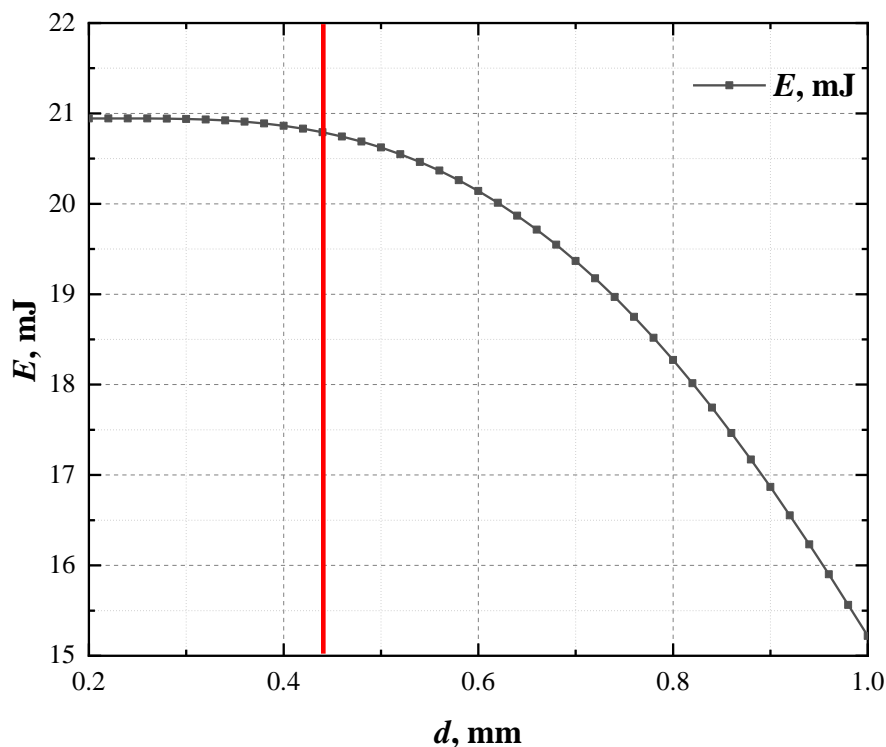
**10 Pav.** Skaitmeniškai suskaičiuota sustiprintos spinduliuotės impulso energijos  $E_p$  priklausomybė nuo įvadinės impulso energijos  $E_s$ .

Kaip ir ankstesnėje stiprinimo pakopoje, taip ir šioje buvo naudojama Nd:YAG aktyvi terpė, tačiau šįkart kaupinimas išilginis, vietoj skersinio. Papildomos stiprinimo pakopos kaupinimui

parinkta 225 W galios lazerinė diodų liniuotė, generuojanti 808 nm bangos ilgio spinduliuotę. Pagrindinis išilginio kaupinimo privalumas yra kaupinimo pluošto skersmens valdymas. Tokiu būdu galima suderinti pluošto ir signalo skirstinį pasiekiant pilną persiklojimą tarp signalo ir kaupinimo bei pasiekiant aukštą signalo intensyvumą. Tokiu būdu galime lengvai išpildyti sąlygą  $F_0 \gg F_s$  ir pasiekti aukštą energijos ištuštinimą, vieno lėkio atveju. Stiprinimo eksperimentui parinkti skirtingos koncentracijos ir ilgio Nd:YAG kristalai: 1% koncentracijos, 6 mm ilgio ir 0,6% koncentracijos, 20 mm ilgio. Šiuo atveju kristalo ilgiai parinkti taip, kad sugertis  $\eta_{ABS} > 95\%$ . Kadangi kaupinimo diodų liniuotė yra kvazinuolatinės veikos su užpildos faktoriumi 10 %, skaičiavimuose naudojama kaupinimo trukmė 300 us. Nustatytas kaupimo efektyvumas  $\eta_s$  –

$$\eta_s = \frac{\tau}{t} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \approx 0.76. \quad (20)$$

Žinant visus koeficientus buvo apskaičiuota, kad sukaupta energija kristale siekia  $E_s = 24,8$  mJ, esant maksimaliai kaupinimo galiai. Bendras kaupinimo efektyvumas siekia  $\eta = 48,8\%$ . Kadangi siekiama aukšto energijos ištuštinimo, kuris priklauso nuo  $F_0$ , buvo atvaizduotas vieno lėkio stiprinimas nuo pluošto skersmens.



**11 Pav.** Teorinė pastiprintos spinduliuotės impulso energijos  $E$  priklausomybė nuo kaupinimo ir signalo pluošto skersmens  $d$ .

Kai pluošto skersmuo  $d = 0.44$  mm, užpildos apgrąža savo dydžiu yra artima neodimo jonų koncentracijai  $N \approx N_{nd}$ . Tokiu būdu visi Nd jonai yra sužadinti ir didinant energijos srautą



papildomos energijos sukaupti neįmanoma, grafike stebime įsotinimą (11 Pav.). Taigi norint pasiekti aukštą vieno lėkio stiprinimą, signalo ir kaupinimo pluošto skersmuo  $d \geq 0.44$  mm. Remiantis atliktais skaičiavimais, naudojant papildomą stiprinimo pakopą, užkrato šaltinio impulsus ( $E=2$  mJ), galima pastiprinti iki daugiau nei 20 mJ energijos. Tokiu būdu, pagal skaičiavimus, su papildoma stiprinimo pakopa lengvai išpildoma sąlyga įvadinei spinduliuotei, antrai pakopai  $E_s > 9$  mJ, siekiant pastiprinti impulsus virš 100 mJ.

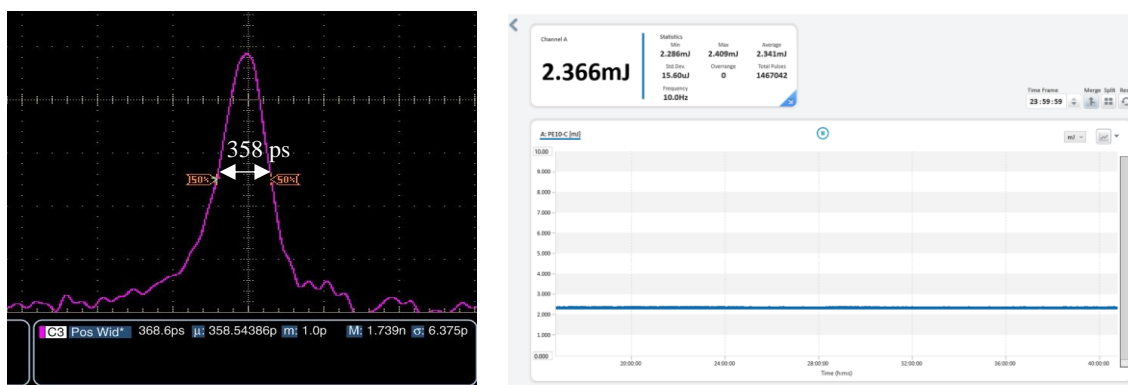
Šios pakopos modelio režiuose daroma prielaida, jog pluošto skirstiniai yra plokšti ir pilnai persikloja erdvėje. Šiame darbe kaupinimui naudojama lazerinių diodų liniuotė. Kaip minėta teorijoje (žr. skyrių 2.2), įprastai diodų liniuotės generuoja linijos formos pluoštą, sudarytą iš atskirų emiterių. Negana to, pluošto skėstis ir kokybė yra skirtinga atskiroms ašims, kas apsunkina realizavimą kaupinimo ir signalo pluošto persiklojimo. Blogas erdvinis persiklojimas turi įtaką stiprinimui. Taip pat modeliavimo režiuose neįvertinami kaupinimo optiniai nuostoliai.

Kai sukuriamą aukštą užpildos apgraža, ne visi neodimio jonai dalyvauja stiprinime. Esant didelei užpildos apgražai stipriai pasireiškia ETU (*angl. Energy transfer upconversion*) ir kiti energijos perdavimo reiškiniai (*angl. quenching*). Aukštas stiprinimas mažame tūryje, taip pat sukuria palankias sąlygas savaiminės spinduliuotės stiprinimui (*angl. ASE, Amplified Spontaneous Emission*). ASE priklauso nuo kristalo ilgio ir stiprinimo koeficiento [22]. Esant didelei kaupinimo galiai, aktyviojoje terpėje generuojama ir stiprinama savaiminė spinduliuotė ištuština užpildos apgražą. Todėl tiek kaupinimo sugertis, tiek signalo stiprinimas įsisotina anksčiau.

Dėl didelio stiprinimo mažame tūryje prie nuostolių, prisideda parazitinės spinduliuotės generacija ir stiprinimas. Kristalo kraštai sudaro Fabry rezonatorių ir generuoja parazitines oscilacijas, kurios gali pasistiprinti. Siekiant išvengti parazitinės spinduliuotės generacijos, kristalai dengiami skaidrinančiomis dangomis, o kristalo skersgaliai išpjaunami kampų, taip sudarant pleišta. Parazitinė spinduliuotė turi didesnę tikimybę susigeneruoti mažu matmenų aukštos koncentracijos kristaluose, kadangi stiprinimas per tūrį didesnis. Visgi mažesnės koncentracijos kristalai pjaustomi ilgesni, nes ilgesnis sugerties ilgis. Dėl mažesnio stiprinimo tūryje tokiuose kristaluose parazitinės spinduliuotės generacijos slenkstis aukštesnis, tačiau ilguose kristaluose ASE pasireiškia stipriau [21,22]. Tai pat mažesnės koncentracijos kristalai pasižymi didesne metastabilaus lygmens gyvavimo trukme ir aukštesniu kvantiniu efektyvumu. Atsižvelgiant į tai papildomai pakopai parinkti atitinkamo ilgio 1 % ir 0,6 % koncentracijos Nd:YAG kristalai.

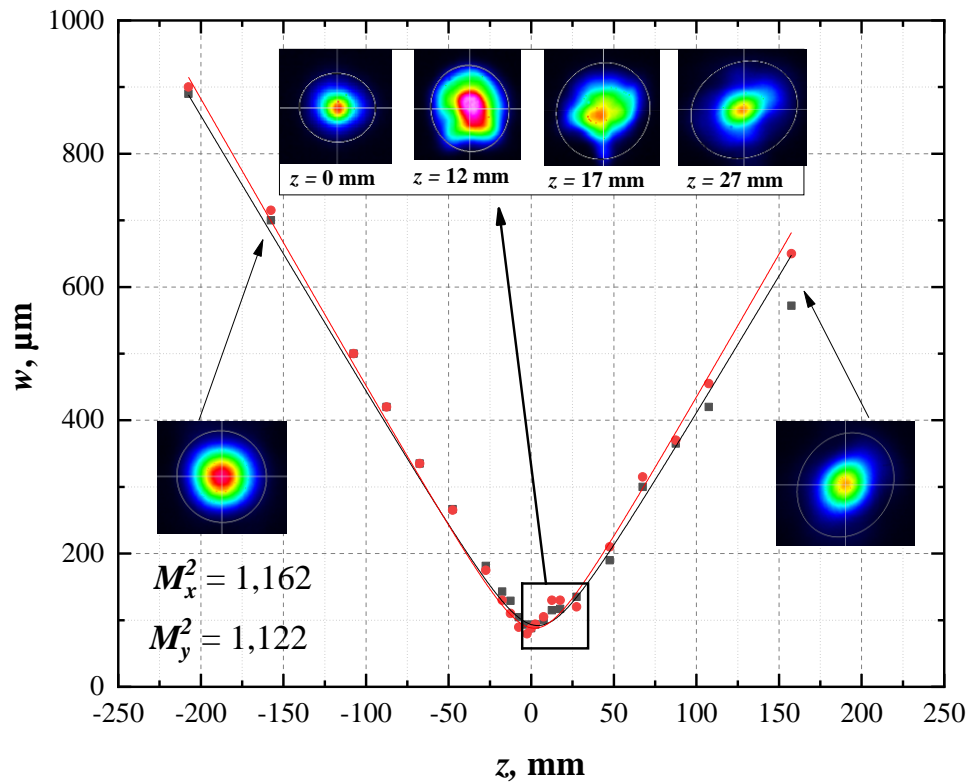
## 5.2 Stiprinimo eksperimentuose naudojamo užkrato šaltinio parametru charakterizavimas

Eksperimento pradžioje buvo išmatuoti užkrato šaltinio generuojamų impulsų parametrai. Stiprinimo eksperimentams buvo naudojamas užkrato lazeris, veikiantis 10 Hz pasikartojimo dažniu ir generuojantis 358 ps trukmės, 2,36 mJ energijos impulsus (12 Pav.). Išmatuotas impulsų energijos stabilumas mažesnis nei 1 %. (12 Pav.).



**12 Pav.** Užkrato spinduliuotės impulso trukmės gaubtinė ir energijos stabilumo grafikas.

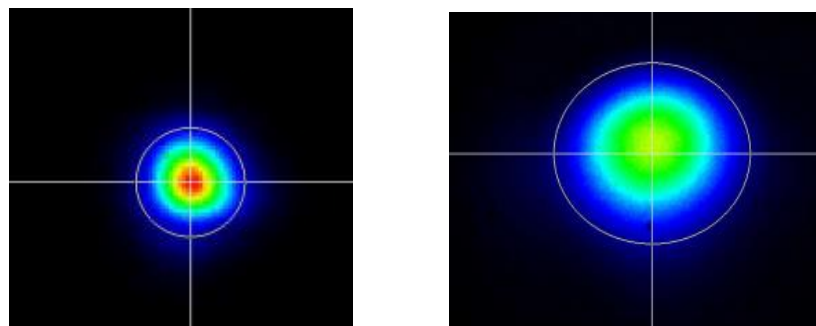
Atliktas pluošto kokybės  $M^2$  parametro matavimas, taikant z-scan metodiką. Išmatuota pluošto kaustika pateikta 13 paveiksle. Nustatytas kokybės faktorius  $M^2 \sim 1,15$ , todėl užkrato šaltinio generuojamas pluoštas yra artimas Gauso skirstiniui, bet šiek tiek astigmatinis. (13 Pav.). Astigmatizmas neretai atsiranda dėl skirtingų optinių ilgių osciliatoriuje arba kaupinimo eliptiškumo. Pluošto formavimosi dinamiką neretai nusako netolygus kaupinimo pluošto skirstinys (stačiakampis, žiedas, gausas ir t.t.). Taip pat nemažą įtaką pluošto formavimuisi daro optinių elementų kokybė (priemaišų netolygumas elementuose, vidiniai įtempiai ir t. t.) bei šiluminiai reiškiniai. Šio darbo režiuose užkrato generacijos veikimo principai ir problematika plačiau neanalizuojami. Norint pagerinti pluošto kokybę, realioje sistemoje, reikėtų atlikti pluošto erdvinį filtravimą, tačiau šitame etape tai nebuvo atlikta.



13 Pav. Užkrato pluošto skirstinio kaustika, bei aproksimuotas kokybės faktorius  $M^2$ .

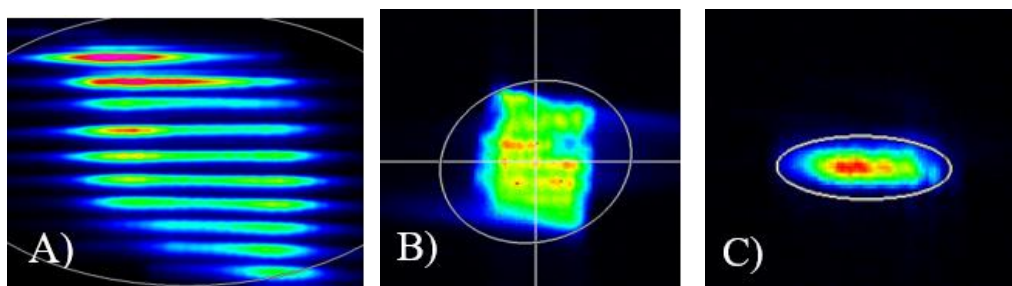
### 5.3 Pikosekundinių impulsų stiprinimo sistemos, kaupiamos lazerinių diodų liniuote, tyrimas

Naudojant lęšį buvo atvaizduotas pluoštas esantis rezonatoriaus išėjime. Pagal anksčiau nustatytą divergenciją  $\theta = \arctan\left(\frac{D}{f}\right) = 4,13 \text{ mrad}$  ir pluošto skersmens užkrato išėjime ( $d = 1,2 \text{ mm}$ ), buvo parinkti lęšiai pluošto kolimavimui. Siekiant atkartoti teorinius skaičiavimus buvo parinkti lęšiai su židinio nuotoliais  $f = 50 \text{ mm}$  ir  $f = 100 \text{ mm}$ . Su šiais lęšiais galima sukolinuoti  $0,5 \text{ mm}$  ir  $1 \text{ mm}$  skersmens pluoštus.



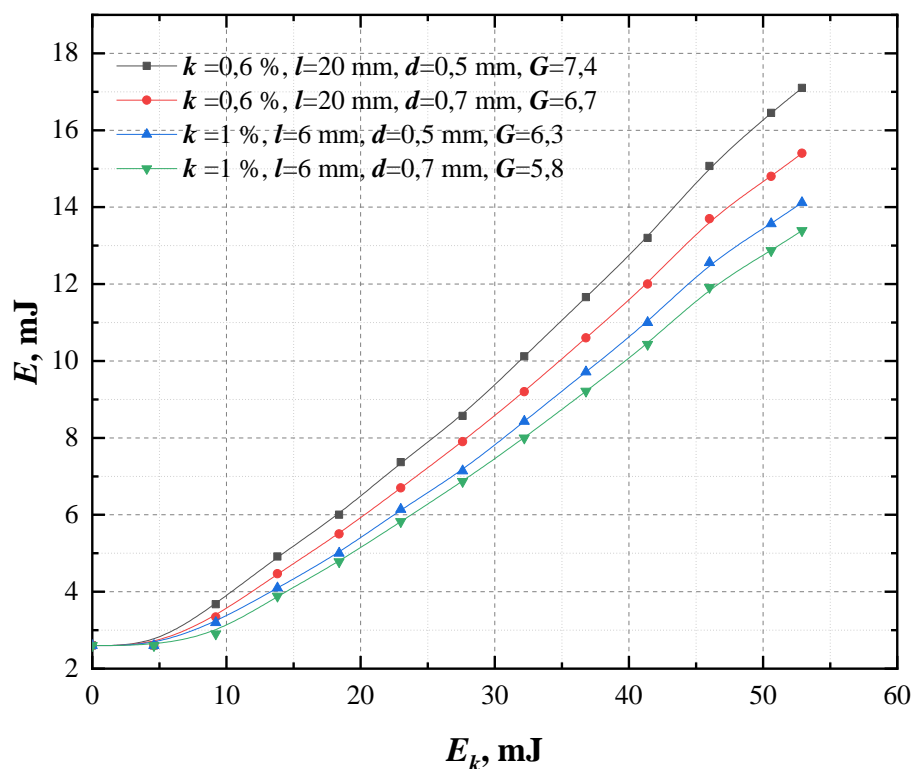
14 Pav. Užkrato pluošto skirstiniai ties rezonatoriaus veidrodžiu ( $d = 0,15 \text{ mm}$ ) (kairėje), sukolinuotas ( $d = 0,5 \text{ mm}$ ) (dešinėje).

Lazerinės liniuotės generuojamas pluoštas buvo suformuotas pluošto formuokliu. Pluošto formuotuvą sudarė dviejų veidrodžių sistema (žr. skyrių 2.2). Šiuo atveju išeinanti 1 cm pločio pluošto juosta buvo padalinta į 10 juostų, sudėtų vertikaliai viena po kitos 1 mm atstumu. Tokiu atveju pluošto linijų visumą galima fokusuoti į stačiakampį (15 Pav.). Parinkti cilindriniai lęšiai:  $f = 30$  mm – vaizdo pernešimas greitosios ašies,  $f = 10$  mm ir  $f = 20$  mm – kolimavimui ir fokusavimui lėtosios ašies. Stiprinant ilgesniame kristale greitosios ašies (angl. *fast axis*) fokusavimui buvo naudotas  $f = 40$  mm cilindrinis lęšis. Išmatuotas kaupinimo pluošto dydis sąsmaukoje  $300 \times 100$  um, sąsmaukos padėtis ties pluošto išėjimo skersgaliu. Vidutinė pluošto dėmė per 6 mm kristalo ilgi  $500 \times 700$  um<sup>2</sup>. Lęšiu padėtis varijuota eksperimentiškai siekiant aukščiausio stiprinimo, su gera pluošto kokybe.



**15 Pav.** A) Suformuotas kaupinimo pluošto skirstinys naudojant formavimo optiką. B) Pluoštas 4 mm atstumu nuo sąsmaukos, C) Pluoštas sąsmaukoje.

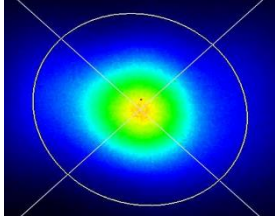
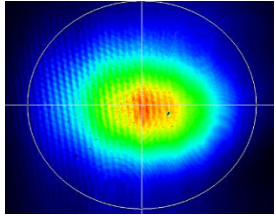
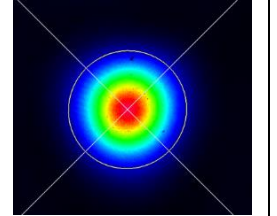
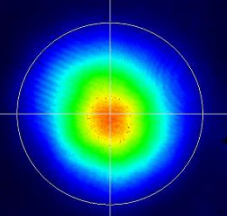
Stiprinimui pasirinkti skirtingų koncentracijų ir ilgių Nd:YAG kristalai: 1 % koncentracijos, 6 mm ilgio ir 0,6 % koncentracijos, 20 mm ilgio. Kaupinimo spinduliuotės sugerties padidinimui kristale, kristalo vienas paviršius buvo padengtas atspindinčia 808 nm bangos ilgio danga, taip prailginant kaupinimo kelią kristale dvigubai. Papildomai kristalai padengti skaidrinančiomis dangomis 1064 nm bangos ilgiui. Realizavus stiprinimo schemą (žr. skyrių 3) buvo atliktas vieno lėkio stiprinimas minėtose kristaluose (4 Pav. B). Sistemos modeliavimu nustatyta, jog siekiant aukšto energijos ištuštinimo minimali pluošto dėmė  $d = 0,44$  m. Tačiau įvadinė užkrato energija didesnė  $E = 2,34$  mJ (modeliavime  $E = 2$  mJ). Tokiu būdu pluošto dydis buvo keičiamas nuo 0,5 mm iki 1 mm, atitinkamai keičiant ir kaupinimo fokusavimą.



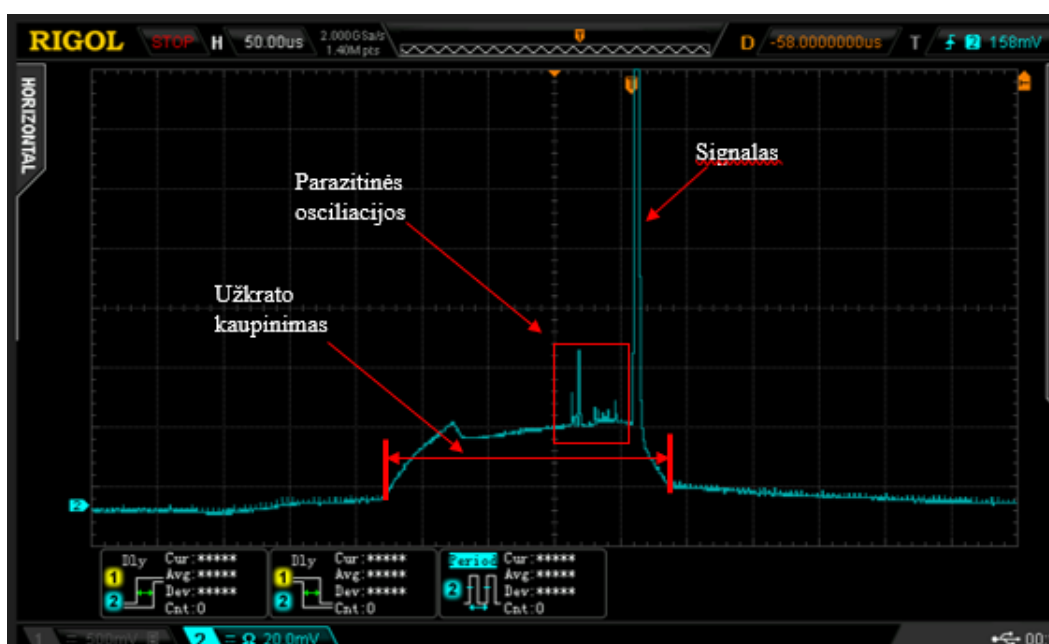
**16 Pav.** Stiprinamos spinduliuotės impulso energijos  $E$  priklausomybė nuo kaupinimo energijos  $E_k$ , po vieno lėkio stiprinimo prie skirtingo pluošto skersmens.

Didžiausias stiprinimas buvo pasiektas kai užkrato pluošto diametras  $d=0,5$  mm ir yra silpnai besiskečiantis ( $\theta=5,1$  mrad). Išmatuota didžiausia impulsų energija, vieno lėkio 20 mm ilgio kristale  $E=17,2$  mJ, naudojant 0,6% koncentracijos kristalą (16 Pav.). Optinio keitimo efektyvumas  $\eta=25,3\%$ . Apskaičiuotas stiprinimo koeficientas šioje stiprintuvo konfigūracijoje yra  $G=7,4$  karto. Apskaičiavus kaupinimo srautą  $F=8,65$  J/cm<sup>2</sup> nustatyta, kad jis stipriai viršija kaupinimo sugerties sotį  $F_s=3,66$  J/cm<sup>2</sup>. Tokiu atveju ne visa spinduliuotė yra sugerama per ilgį, ypač sąsmaukoje. Sugerties ilgis ženkliai padidėja, todėl ilgesniame kristale pasiekiamas didesnis stiprinimas. Tačiau stiprinant mažesnės koncentracijos kristale, pluošto skirstinys įgauna eliptinę formą (Lentelė 1). Tas nulemta kaupinimo pluošto skėsciu skirtumo tarp greitosios ir lėtosios ašies per kristalo ilgį. Taigi, siekiant išlaikyti tvarkingą Gauso skirstinį po dviejų pakopų, toliau atlikti stiprinimai naudojant pastiprintą spinduliuotę 1% koncentracijos kristale.

**Lentelė 1.** Pastiprinti pluošto skirstiniai vieno lėkio stiprinimo atveju.

Kristalas	$k=0.6\%$ , $l=20$ mm, $d=0,75$ mm	$k=0.6\%$ , $l=20$ mm, $d=0,5$ mm	$k=1\%$ , $l=6$ mm, $d=0,75$ mm	$k=1\%$ , $l=6$ mm, $d=0,5$ mm
Pluošto skirstiniai po stiprinimo				

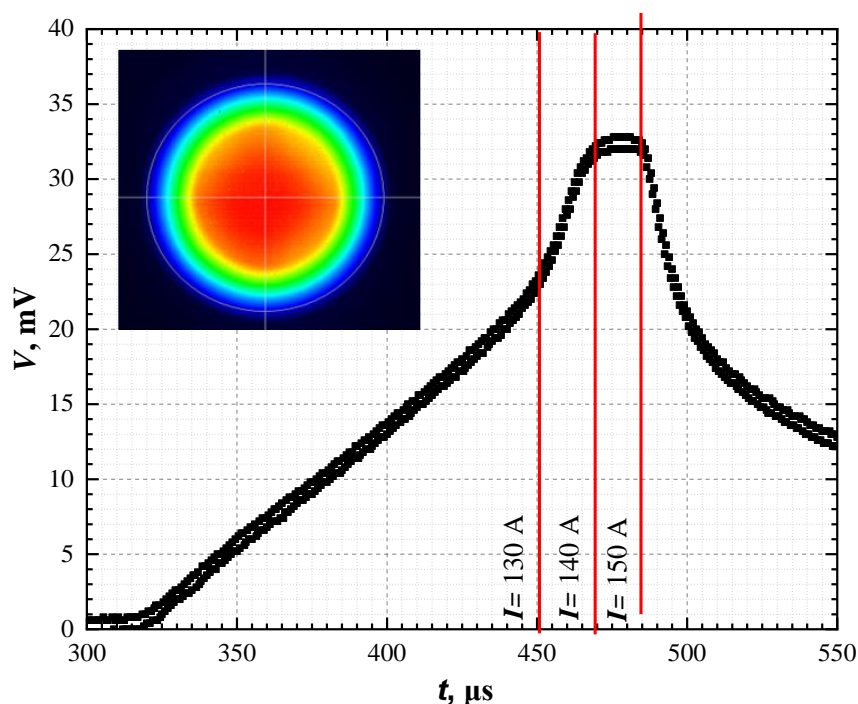
Taip pat pastebėta, jog prie aukštesnio stiprinimo atsiranda stiprus grįžtamasis ryšis. Nuo kristalo skersgalių bei nuo atskirų optinių elementų sistemoje, susidaro teigiamas grįžtamasis ryšys, kurio dėka, stiprintuve susigeneruoja ir pasistiprina parazitinės osciliacijos (17 Pav). Šis reiškinys stipriai pasireiškia stiprinant mažesnio skersmens pluoštą. Todėl buvo didinami kaupinimo ir signalo pluoštai, kol parazitinės osciliacijos nedingo. Parazitinės osciliacijos dingsta, kai pluošto skersmuo  $d = 0,75$  mm. Tačiau maksimalus stiprinimas pasiektas  $G = 7$ . Kaip modeliavime minėta, stiprinimas priklauso nuo įvadinės spinduliuotės intensyvumo. Didinant signalo pluošto skersmenį intensyvumas mažėja, atitinkamai mažėja ir stiprinimas.



**17 Pav.** Fotodetektoriaus oscilograma, atvaizduojanti sustiprinto signalo gaubtinę.

## 5.4 Pikosekundinių impulsų stiprinimo sistemos, kaupiamos VCSEL diodais, tyrimas

Išmatuotas stiprinimo modulio liuminescencijos amplitudė ir skirstinys (18 Pav.). Iš pateiktos oscilogramos stebimas savaiminės spinduliuotės generacija. Spartesnis liuminescencijos kreivės kilimas ties 130 A kaupinimo srove, atspindi savaiminės spinduliuotės stiprinimą (*angl. ASE - amplified spontaneous emission*). Pastiprinta spontaninė emisija susidaro dėl atspindžių nuo kristalo skersgalių, kurie yra pastiprinami per aktyvios terpės ilgį ir sumažina sukauptą užpildos apgrąžą. Dėl savaiminės pastiprintos spinduliuotės ties 140 A kaupinimo srovės, prasideda kaupinimo sugerties sotis.



**18 Pav.** Fotodetektoriaus oscilograma, atvaizduojanti liuminescencijos generaciją.

Iš nustatytos divergencijos ir pluošto skersmens išėjime (20 cm atstumu  $d = 1,2$  mm), buvo parinkti lęšiai reikalingi padidinti ir sukolinuoti pluoštą. Kadangi kristalo skersmuo  $d = 4$  mm, buvo parinkti lęšiai su židinio nuotoliais: - 25 mm, 50 mm, 60 mm ir 75 mm. Su šiais lęšiais galima sukolinuoti pluoštą nuo 1,5 mm iki 3 mm,  $1/e^2$  pluošto lygyje 10 cm atstume.

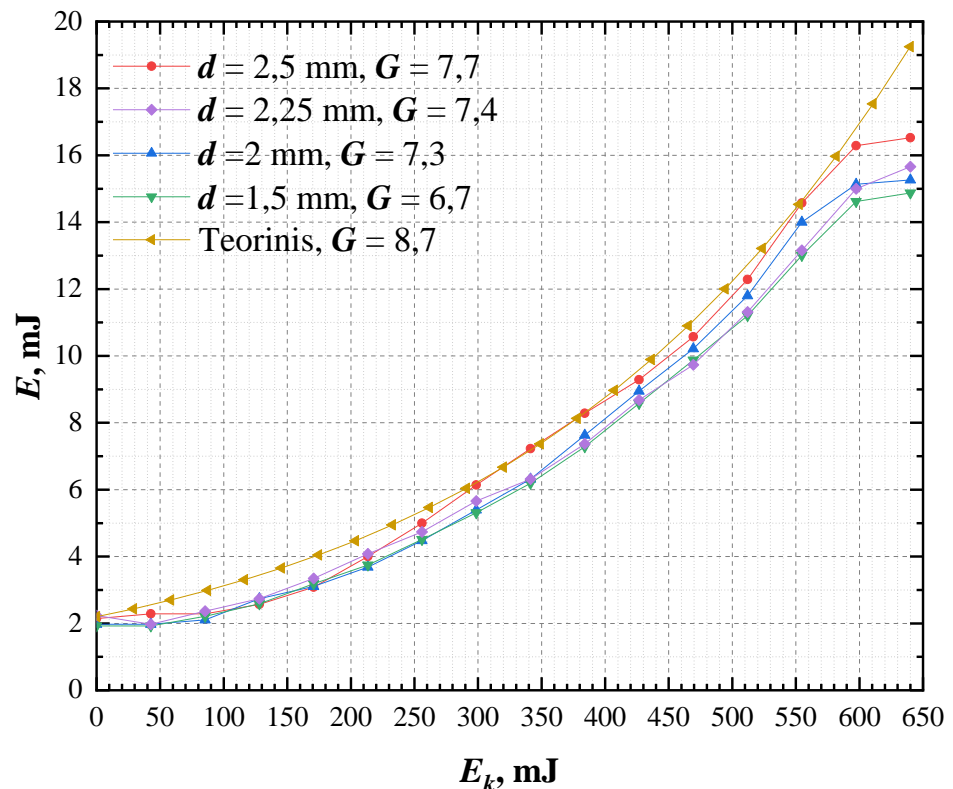
Prieš stiprinimą, naudojant išorinį impulsų generatorių buvo sinchronizuotas stiprintuvas su užkrato lazeriu, su papildomu uždelsimū 50  $\mu$ s. Pastiprintos 5 pluošto konfigūracijos 1 lėkio atveju – 1,5 mm, 2 mm, 2,25 mm 2,5 mm ir 3 mm (Lentelė 2).



Lentelė 2. Pluošto skirstiniai prieš ir po vieno lėkio stiprinimo.

$d$ , mm	1,5 mm	2 mm	2,25 mm	2,5 mm	3 mm
Pluošto skirstinys, prieš stiprinimą					
Pluošto skirstinys, po stiprinimo					

Prie didesnių pluoštų 2,5 mm ir 3 mm stipriai pasireiškia difrakciniai iškraipymai, atsiranda difrakciniai žiedai kraštuose, o taip pat dalis jų persiskirsto į pluošto centrą, taip išdarydami Gauso formos intensyvumo pasiskirstymą. Dėl difrakcijos atsiranda papildomi nuostoliai spinduliutei. Esant 3 mm dydžio pluoštui, stiprinimo modulio optiniai nuostoliai 0,4 mJ.



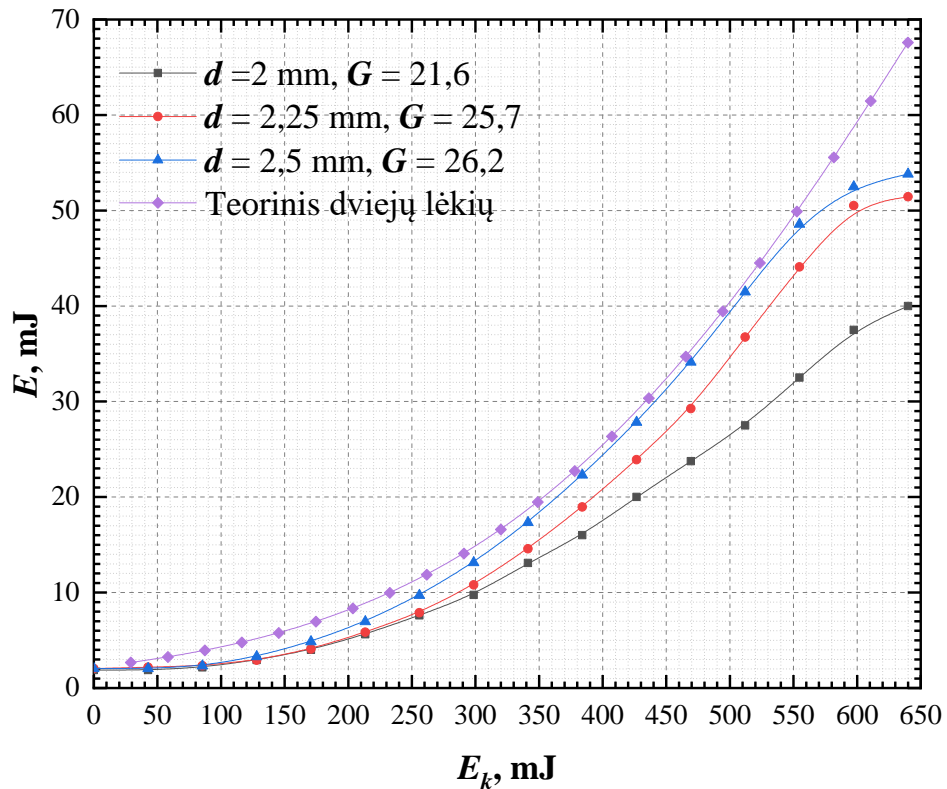
19 Pav. Pastiprintos spinduliuotės impulso energijos  $E$  priklausomybė nuo kaupinimo energijos  $E_k$  vieno lėkio stiprinimo atveju.



Išmatuota didžiausia impulsų energija vieno lėkio metu buvo 16,5 mJ (19 Pav.). Apskaičiuotas stiprinimo koeficientas šioje stiprintuvo konfigūracijoje yra  $G = 7,7$ . Išmatuota impulsų energijos priklausomybė nuo kaupinimo energijos rodo, jog pasiekama stiprinimo sotis ties maksimaliu kaupinimu. Apskaičiavus pastiprintos spinduliuotės energijos srautą,  $F = 0,477 \text{ J/cm}^2$  ( $d = 2\text{mm}$ ), signalo energijos srautas neviršija soties srauto  $F_s = 0,66 \text{ J/cm}^2$ . Kadangi soties efektas pasireiškia net ir prie didesnių pluoštų, galima teigti, jog šiuo atveju sotis pasireiškia dėl pastiprintos savaiminės spinduliuotės. Kaip minėta anksčiau, ji ištuština užpildos apgražą dėl to stiprinimas slopsta.

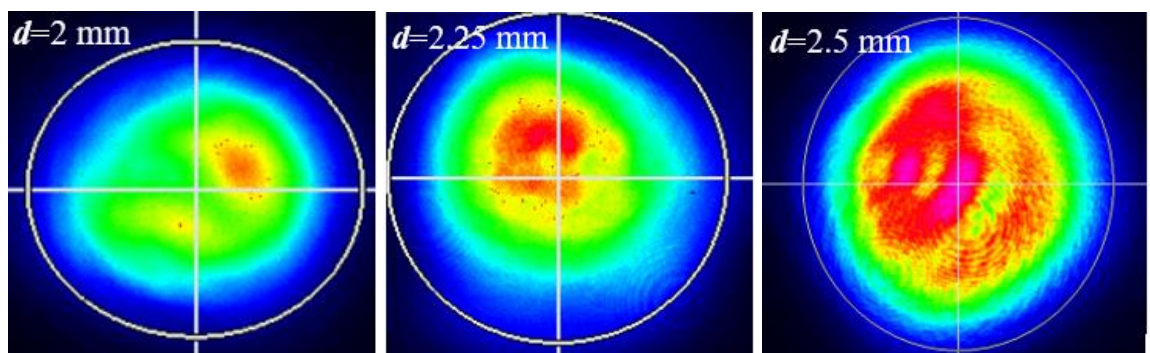
Netgi stiprinant sąlyginai mažą pluoštą, pastiprintas pluoštas įgauna astigmatizmą ir pakinta jo centrinė dalis. Šiuo atveju yra keli paaiškinimai. Labiausiai tikėtinas, jog kaupinimo spinduliuotė dėl kvantinio defekto, perduoda nemažą dalį energijos, šilumos pavidalu, kristalinei gardelei, taip sukeldami šiluminį lęšį. Kadangi modulis aktyviai aušinamas tik iš apačios, susidaro gradientas, todėl susiformuoja asferinis lęšis. Kitas paaiškinimas - aktyvioji terpė turi vidinių defektų. Įvairios kristale susidariusios įtampos bei netolygiai pasiskirsčiusios priemaišos, iškraipo pluošto skirstinį, dar prieš stiprinimą, o pasistiprinus, skirstinio intensyvumo moduliacijų amplitudė padidėja. Taip pat dėl difrakcijos nuo kraštų susikuria difrakciniai žiedai, kurie dar labiau iškraipo pluošto skirstinį. Siekiant pagerinti erdvinę pluošto kokybę, įprastai naudojamas erdvinis filtravimas, kuris galingose stiprinimo sistemose atliekamas vakuuminėse kiuvėtėse. Taip pat bangos frontą bei pluoštą galima pataisyti naudojant briuleno sklaidą (*angl. Stimulated Brillouin scattering*), dove prizmių kombinaciją ir t.t..

Dviejų lėkių atveju stiprinamo pluošto skersmenys:  $d = 2 \text{ mm}$ ,  $d = 2,25 \text{ mm}$  ir  $d = 2,5 \text{ mm}$  (13 Pav.). Kadangi vieno lėkio stiprinimo atveju prie tokių pluošto skersmenų, buvo stebimi nežymus pluošto iškraipymai. Didžiausias stiprinimas dviejų lėkių sistemoje  $G = 26,2$  pasiektas stiprinant užkrato pluoštą, kurio skersmuo  $d = 2,5 \text{ mm}$  (20 Pav.). Pasiekta maksimali energija ~54 mJ. Kaip ir vieno lėkio stiprinimo atveju, mažinant pluošto skirstinio skersmenį mažėja stiprinimas dėl mažesnio signalo ir užkaupinto tūrio persiklojimo.



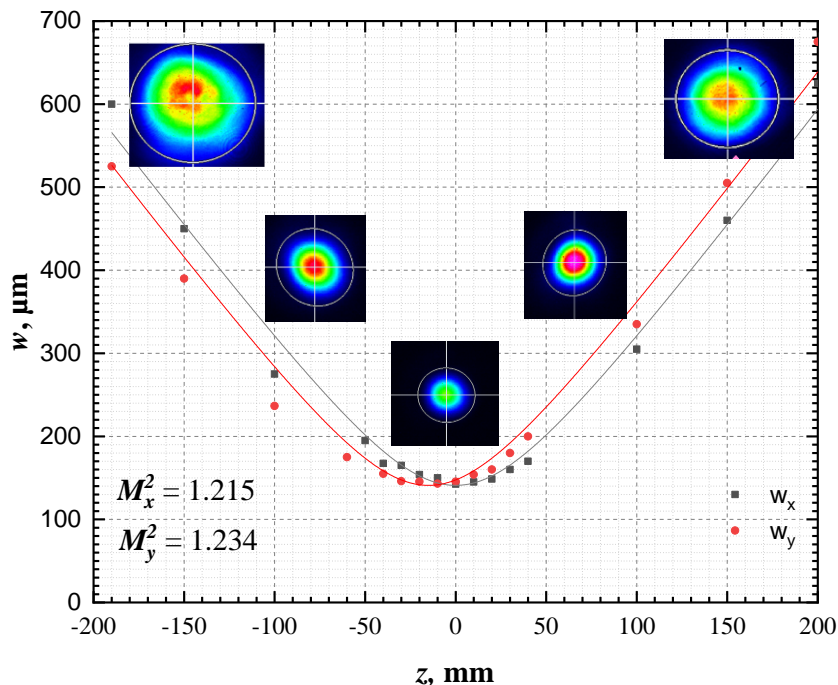
**20 Pav.** Dviejų lėkių pastiprintos spinduliuotės impulso energijos priklausomybė nuo kaupinimo energijos.

Sustiprintų pluošto skirstiniai pateikti 21 pav. Išmatuota, jog pluošto intensyvumo skirstinys praranda Gauso formą, o taip pat atsiranda karštų zonų (*angl. hot spots*). Kaip minėta anksčiau, Gauso pluošto kraštai atsispindėję nuo kristalo kraštų interferuoja centre, o pastiprinus susikuria karštos zonos. Taip pat įvairios kristale susidariusios įtampos bei netolygiai pasiskirsčiusios priemaišos, sukuria skirstinio intensyvumo moduliacijas, kurios vėliau pastiprina ir iškraipo pluošto skirstinį. Stiprinimo skirstinys irgi turi įtakos pastiprinto pluošto skirstinio formai. Kadangi pluošto kaupinimo profilis kristale plokščias, tai Gauso pluoštas besistiprinant statėja.



**21 Pav.** Spinduliuotės po dviejų lėkių stiprinimo pluošto skirstiniai.

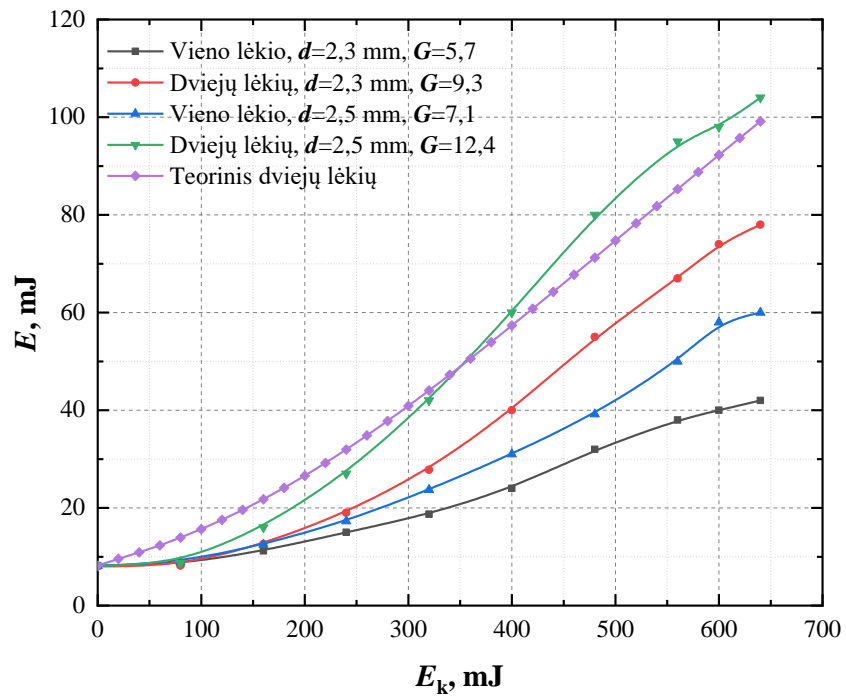
Taip pat buvo nustatytas pluošto sklaidimo faktorius  $M^2$  po pilnos dviejų lėkių stiprinimo sistemos (22 Pav.). Šiuo atveju buvo pasirinktas 2,25 mm skersmens sustiprintas pluoštas, sustiprintų impulsų energija šiek tiek mažesnė, bet pluošto skirstinys turi žymiai silpnesnes karštąsias zonas. Nustatyta divergencija tolimame lauke  $\theta = 4,9$ . Taip pat buvo pamatuota impulso trukmė.



**22 Pav.** Patiprinto signalo sklaidimo faktorius  $M^2$  bei erdviniai skirstiniai prie pat sąsmaukos, sąsmaukoje ir tolimam lauke.

Vienos pakopos dviejų lėkių stiprinimo eksperimento rezultatai atitiko teorinius skaičiavimus. Pastiprintos spinduliuotės energijos srautą po pirmo lėkio,  $F = 0,477 \text{ J/cm}^2$ . Kaip minėta modeliavimo skyriuje siekiant aukšto energijos ištuštinimo reikia išpildyti sąlyga  $F_0 \gg F_s$  ( $F_s = 0,66 \text{ J/cm}^2$ ). Tokiu tikslu atliktas stiprinimas su papildoma stiprinimo pakopa.

Realizuota galutinė optinė schema (4 Pav.), kurioje spinduliuotė iš papildomos stiprinimo pakopos pastiprinta stiprinimo modulyje. Pagal pirminius stiprinimus parinkti pluošto skersmenys 2,3 ir 2,5 mm. Atliekant eksperimentus grįžtamasis ryšis paveikė užkrato elementus, dėl to sumažėjo impulsų energija po pirmos stiprinimo pakopos iki  $E = 10 \text{ mJ}$ , Pluošto skirstinyje pažeidimai nepastebėti. Antros pakopos optiniai nuostoliai sudarė 1,6 mJ. Impulso energija po visos optinės sistemos  $E = 8,4 \text{ mJ}$ .



**23 Pav.** Stiprinamos spinduliuotės impulso energijos  $E$  priklausomybė nuo kaupinimo energijos  $E_k$ , po antros stiprinimo pakopos.

Didžiausias pasiektas stiprinimas dviejų lėkių sistemoje  $G = 12,4$ , stiprinant užkrato pluoštą, kurio skersmuo  $d = 2,5$  mm (23 Pav.). Pasiiekta impulso energija 104 mJ. Gauti eksperimentiniai rezultatai viršija modeliavimo rezultatus. Tas aiškinama tuo, jog pluošto skirstinys po pirmos stiprinimo pakopos įgauna foną, kuris pasistiprina, tokiu būdu užpildydamas visą apertūrą. Atliekant impulsų stiprinimo teorinį modeliavimą buvo daroma prielaida, jog signalo pluoštas plokščias ir Gauso skirstinio periferija nedalyvauja stiprinime. Pluošto skirstiniai pateikti 3 lentelėje, kurioje matomi difrakciniai žiedai, atsirandantys nuo kristalo kraštų.

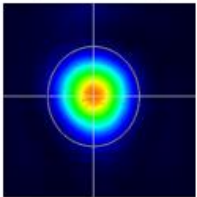
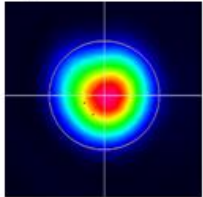
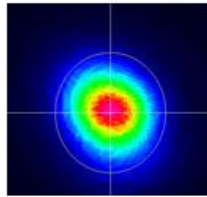
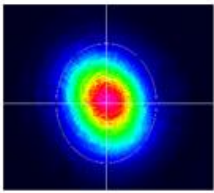
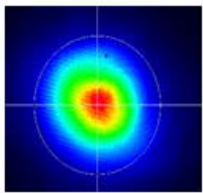
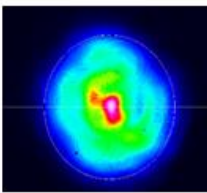
**Lentelė 3.** Antros stiprinimo pakopos pluošto skirstiniai

Įvadinės spinduliuotės pluošto skirstinys ( $E=10$ mJ)	Sukolimtuotas pluoštas ( $E = 10$ mJ)	Po pirmo lėkio nepastiprintas ( $E = 9,1$ mJ)
Po pirmo lėkio pastiprintas ( $E = 58$ mJ)	Po dviejų lėkių nepastiprintas ( $E = 8,4$ mJ)	Po dviejų lėkių pastiprintas ( $E = 104$ mJ)

## 5.5 Pikosekundinių impulsų stiprinimo rezultatų aptarimas

Siekiant sumažinti pluošto foną, buvo atliktas erdvinis filtravimas prieš antrą stiprinimo pakopą. Naudojami du ilgo židinio lęšiai,  $f = +300$  mm sudarantys 4f sistemą su lęšio židinio atstume pastatyta apertūra. Siekiant sumažinti stiprintuvo įnešamas aberacijas, po erdvinės filtracijos parinktas pluošto skersmuo ( $d = 1,5$  mm) žymiai mažesnis už kristalo apertūrą. Pluošto skirstiniai po erdvinio filtravimo ir stiprinimo pateikti 4 lentelėje. Erdviškai nufiltravus pluošto foną ir spinduliuotei praėjus visą antros stiprinimo pakopos optinę sistemą, nestebime jokių difrakcinių žiedų, tačiau stebime didėjanti foną. Daroma prielaida, jog įvairios kristale susidariusios įtampos bei netolygiai pasiskirsčiusios priemonės įneša papildoma sklaidą. Taip pat po pirmo stiprinimo lėkio pluoštas išlaiko Gauso skirstinį ir iškreipymai minimalūs, jie atsiranda tik po antro lėkio per stiprintuvą. Daroma prielaida, jog dėl didelio stiprinimo po pirmo lėkio sustiprinama pluošto periferija ir fonas, kuris toliau stiprinama antro lėkio metu, taip modifikuojant Gausinį pluošto skirstinį. Siekiant išlaikyti Gauso formos pasiskirstymą, reikalingas erdvinis filtravimas po pirmo lėkio. Tačiau fokusuojant aukštos energijos pluoštą, viršijamas oro pažaidos slenkstis. Tokiu atveju reikalingi arba didelio židinio lęšiai, kas prailgintų sistemą, arba vakuuminės kiuvėtes.

**Lentelė 4.** Antros stiprinimo pakopos pluošto skirstiniai po erdvinio filtravimo

Pluošto skirstinys po teleskopo ( $E = 9$ mJ)	Po erdvinio filtravimo, artimas laukas ( $E = 8,8$ mJ)	Po pirmo lėkio nepastiprintas ( $E = 8,5$ mJ)
		
Po pirmo lėkio pastiprintas ( $E = 40$ mJ)	Po dviejų lėkių nepastiprintas ( $E = 8,1$ mJ)	Po dviejų lėkių pastiprintas ( $E = 62$ mJ)
		

Šiame darbe realizavus papildomą stiprinimo pakopą pasiektas stiprinimas  $>100$  mJ. Tačiau toks, stiprinimas atspindi tik 15,2 % optinio keitimo efektyvumą. Siekiant aukštesnio stiprinimo efektyvumo reiktų didinti pluošto skirstinį bei signalo srauto tankį, taip užpildant visą apertūrą. Tokiu būdu dirbant soties režime įmanoma pasiekti efektyvumą  $\approx 30$  %, ko eigoje būtų pastiprintas užkratas iki  $\approx 200$  mJ impulso energijos. Tačiau soties režime Gauso skirstinys būtų stiprinamas plokščio

stiprinimo skirstinio. Tokiu atveju centrinė Gauso skirstinio dalis įsisotintų ir stiprintųsi periferija, dėl to pluošto skirstinys pataps status. Tą patį mes stebime stiprinant mažą pluoštą po erdvinės filtracijos. Siekiant aukšto energijos ištuštinimo, nepaveikiant Gauso skirstinio, galima naudojant išilginį kaupinimą, kaip tas buvo atlikta realizuojant papildomą stiprinimo pakopą.

Šiame darbe stiprinimo modulis aktyviai aušinamas termoelektriniu elementu. Kadangi aušinamas kristalas tik iš apačios, todėl tarp viršutinio ir apatinio kristalo krašto susidaro temperatūrinis gradientas. Dėl netolygaus šilumos ir įtempių pasiskirstymo formuojasi asferinis šiluminis lęšis bei didėja šiluminio pažeidimo rizika. Reikia atkreipti dėmesį, jog šiame darbe užkrato pasikartojimo dažnis tik 10 Hz, dėl to į šiluminius reiškinius dėmesio daug kreipta nebuvo. Tačiau stiprinant impulsus tokios pat energijos prie didesnio dažnio, šiluminiai reiškiniai taps aktualesni.

Šiame darbe buvo pateiktas stiprinimo modeliavimas ir realizuotas stiprinimas. Šiuo atveju, pateiktas teorinis modeliavimas dalinai atitiko eksperimentinius rezultatus. Tikslesnius teorinio modeliavimo rezultatus galima gauti modeliuojant pluošto ir kaupinimo skirstinius, bei įtraukiant pastiprintos savaiminės spinduliuotės įtaką. Pastiprinta savaiminė spinduliuotė priklauso nuo kristalo ilgio, aktyviosios terpės stiprinimo ir soties. Literatūroje galima atrasti aproksimacines formules ir įvertinti jos įtaką [22]. Taip pat papildomai galima sumodeliuoti šiluminius reiškinius, aktyviame elemente ir įsivertinti jų įtaką pluošto skirstiniui.

## 6. Pagrindiniai rezultatai ir išvados

- Sumodeliuotas stiprinimas siekiant pastiprinti esamo užkrato spinduliuotę nuo 2 mJ iki daugiau nei 100 mJ. Atlikti skaičiavimai dalinai atitinka gautus eksperimentinius rezultatus. Ateityje siekiant tikslesnio modeliavimo, reiktų įvertinti pluošto ir stiprinimo skirstinio įtaką stiprinimui, bei įtraukti pastiprintos savaiminės spinduliuotės įnešamus nuostolius.
- Realizavus dviejų lėkio Nd:YAG stiprintuvą, pasiektas impulsų stiprinimas virš >50 mJ energijos esant 10 Hz pasikartojimo dažniui. Tiriant dviejų lėkių Nd:YAG stiprintuvą, kaupinamą VCSEL diodais, buvo pasiektas 26,2 kartų signalo stiprinimas ir nustatyta, kad pasiekiamas stiprinimas yra ribojamas kaupinimo sugerties sotes ir mažo signalo energijos srauto Nd:YAG terpėje. Siekiant padidinti intensyvumą bei pasiekti aukštesnį stiprinimą realizuota papildoma stiprinimo pakopa.
- Stiprinant impulsus išilginio kaupinimo, vieno lėkio Nd:YAG stiprintuve, maksimali pasiekta impulsų energija 17.2 mJ, o bendras optinis keitimo efektyvumas siekia 25.3 %, kuri padidinti galima optimizuojant užkrato ir kaupinimo pluošto skirstinių persiklojimą kristale. Taip pat, stiprinant sotes režime stebimas stiprus grįžtamasis ryšis, dėl pastiprintų parazitinių osciliacijų. Siekiant sumažinti stiprintuvo įtaką užkratui, ateityje reiktų atrinkti aukštesnio kontrasto izoliatorių bei optimizuoti optines dangas.
- Realizavus dviejų pakopų pikosekundinių impulsų stiprinimo sistemą, užkrato impulsai buvo pastiprinti iki 104 mJ energijos, tačiau sustiprintas pluošto skirstinys nebėra Gauso formos, dėl nevienalyčio stiprinimo sotes režime ir stiprinimo metu pluošto patiriamų iškraipymų. Ateityje siekiant išgauti artimą Gausui pastiprintą pluošto skirstinį, reiktų atlikti papildomą erdvinį filtravimą vakuuminėje kiuvetėje, po pirmo lėkio antroje pakopoje.

## 7. Literatūros sąrašas

- [1] Zhou, Y. Li, X. Xu, H. Yan, R. Jiang, ir kiti. High-pulse-energy passively Q-switched sub-nanosecond MOPA laser system operating at kHz level. *Optics Express*, **29**(11), 17201-17214, (2021).
- [2] W. Zhu, J. Yu, H. He ir kiti. 1 kHz, 12 MW, 300 ps microchip oscillator power amplifier system. *Laser Physics Letters*, **19**(10), 105301, (2022).
- [3] P. Geiser, U. Willer, D. Walter, ir W. Schade. A subnanosecond pulsed laser-source for mid-infrared lidar. *Applied Physics B*, **83**, 175-179, (2006).
- [4] J. J. Degnan. Photon-counting multikilohertz microlaser altimeters for airborne and spaceborne topographic measurements. *Journal of Geodynamics*. **34**(3-4), 503-549, (2002).
- [5] D. Zhang, Y. Wang, Y. Chen, Y. Li, J. Sun, Y. Qi ir kiti. Study on satellite pulse characteristics of LD-end pumped sub-nanosecond Nd: YAG/Cr<sup>4+</sup>: YAG oscillator. *Optik*, **286**, 170889, (2023).
- [6] J. Jandeleit, A. Horn, R. Weichenhain, E. W. Kreuz, ir R. Poprawe. Fundamental investigations of micromachining by nano-and picosecond laser radiation. *Applied Surface Science*. **127**, 885-891, (1998).
- [7] E. V. Ross, G. Naseef, C. Lin, M. Kelly, N. Michaud ir kiti. Comparison of responses of tattoos to picosecond and nanosecond Q-switched neodymium: YAG lasers. *Archives of dermatology*, **134**(2), 167-171, (1998).
- [8] J. Grava, M. A. Purvis, J. Filevich, M. C. Marconi, J. J. Rocca ir kiti. Dynamics of a dense laboratory plasma jet investigated using soft x-ray laser interferometry. *Physical Review E*, **78**(1), 016403, (2008).
- [9] J. J. Zayhowski ir C. Dill. Diode-pumped passively Q-switched picosecond microchip lasers. *Optics letters*, **19**(18), 1427-1429, (1994).
- [10] D. Chuchumishev, A. Gaydardzhiev, A. Trifonov ir I. Buchvarov. Single-frequency MOPA system with near-diffraction-limited beam quality. *Quantum Electronics*, **42**(6), 528, (2012).
- [11] D. Chuchumishev, A. Gaydardzhiev, A. Trifonov ir I. Buchvarov. Near diffraction limited pulses with 52-mJ, 1.2 ns at 0.5 kHz, generated by Nd-based MOPA. *European Conference on Lasers and Electro-Optics*, (p. CA\_P\_9). *Optica Publishing Group*. (2013, Gegužė).
- [12] I. Martial, F. Balembois, J. Didierjean, ir P. Georges. Nd: YAG single-crystal fiber as high peak power amplifier of pulses below one nanosecond. *Optics express*, **19**(12), 11667-11679, (2011).
- [13] T. Denis, S. Hahn, S. Mebben, R. Wilhelm, C. Kolleck, J. Neumann, D. Kracht. Compact diode stack end pumped Nd: YAG amplifier using core doped ceramics. *Applied Optics*, **49**(5):811-6, (2010).
- [14] I. Martial, F. Balembois, J. Didierjean, ir P. Georges. Nd: YAG single-crystal fiber as high peak power amplifier of pulses below one nanosecond. *Optics express*, **19**(12), 11667-11679, (2011).



- [15] N. Pavel, T. Dascalu, G. Salamu, M. Dinca, N. Boicea ir kiti. Ignition of an automobile engine by high-peak power Nd: YAG/Cr 4+: YAG laser-spark devices. *Optics Express*, **23**(26), 33028-33037, (2015).
- [16] W. Wu, X. Li, R. Yan, F. Mei ir D. Chen. 30 mJ sub-nanosecond burst-mode Nd: YAG MOPA laser. *Applications of Lasers for Sensing and Free Space Communications*, (pp. JM5A-2). *Optica Publishing Group*, (2019).
- [17] Y. Jiang, M. Nie, R. Guo, X. Fu ir Q. Liu. Pushing the limit of pulse duration in Q-switched solid-state lasers with high gain. *Optics & Laser Technology*, **129**, 106276, (2020).
- [18] Y. Zhou, X. Li, W. Wu, Y. Jiang, R. Fan, D. Chen ir R. Yan. 500 Hz, 47.1 mJ, sub-nanosecond MOPA laser system. *Optics & Laser Technology*, **134**, 106592, , (2021) .
- [19] L. Liu, N. Li, Y. Liu, C. Wang, W. Wang, ir H. Huang. 1 kHz, 430 mJ, sub-nanosecond MOPA laser system. *Optics Express*, **29**(14), 22008-22017, (2021).
- [20] HH. Lim ir T. Taira. > 50 MW peak power, high brightness Nd: YAG/Cr 4+: YAG microchip laser with unstable resonator. *Optics Express*, **30**(4):5151-8 (2022).
- [21] E. Gaižauskas ir V. Sirutkaitis, *Kieto kūno lazeriai*, Vilniaus Universiteto Leidykla, Vilnius (2008).
- [22] W. Koechner, *Solid-state laser engineering*, volume 1 (Springer, 2013).
- [23] W. Clarkson, D. Hanna. Two-mirror beam-shaping technique for high-power diode bars. *Optics letters*, **21**(6), 375-7, (1996).
- [24] J. F. Seurin, A. L. D'Asaro ir C. Ghosh. A New Application for VCSELs: High-Power Pump Lasers. *Photonics Spectra*, **41**(7), 66-68, (2007).
- [25] L. A. D. Asaro, J. F. Seurin ir J. D. Wynn. High-power, high-efficiency VCSELs pursue the goal. *Photonics Spectra*, **39**(2), 62-67, (2005).
- [26] M. R. Masud. Cryogenically Cooled Yb: YAG Ceramic Amplifier Module for High Power Lasers. (2015).
- [27] O. Balachninaite, A. Bargelis, A. Dementjev, R. Jonušas, G. Račiukaitis ir V. Sirutkaitis. *Lazerinė technologija*. Vilniaus universiteto Leidykla, Vilnius (2008).
- [28] A. E. Siegman. How to (maybe) measure laser beam quality. *Diode Pumped Solid State Lasers: Applications and Issues* (p. MQ1), *Optica Publishing Group* (1998, Sausis).
- [29] A. T. Coney, S. Beecher, M. J. Damzen ir I. Elder. High-energy Q-switched Nd: YAG oscillator and amplifier development for large-mode, low-alignment sensitivity applications. *Laser Physics Letters*, **19**(8), 085001, (2022).

Santrauka

## **Pikosekundinių impulsų stiprinimo sistemos, kaupiamos lazerinių diodų linijoje ir VCSEL diodais, tyrimas**

Ryčard Lebed

Pastarąjį dešimtmetį intensyviai vystomi sub-nanosekundinių pasyvios kokybės moduliacijos osciliatoriai. Diodais kaupiant mažo ilgio rezonatorius generuojama iki kelių šimtų mikrodžiaulių energijos impulsai, kurių trukmė  $<1$  ns. Trumpo rezonatoriaus osciliatoriai yra kompaktiški, aušinami oru ir generuoja aukštos erdvinės kokybės pluoštus. Tačiau daugeliu atveju rezonatoriaus generuojamų impulsų energija nėra pakankama konkreitiems taikymams. Šio darbo tikslas yra sukurti žemo pasikartojimo dažnio, kompaktišką, oru aušinamą, optinę sistemą generuojančią sub-nanosekundinius aukštos energijos  $\approx 100$  mJ impulsus.

Šiame darbe aprašytas pikosekundinių impulsų stiprinimo sistemos teorinis modeliavimas, paremtas Franco-Nodviko optinio stiprinimo lygtimi. Remiantis minėtu modeliavimu, sumodeliuotas stiprinimas vienos ir dviejų stiprinimo pakopų sistemai. Tokiu būdu nustatyti slenkstinei optiniai parametrai – įvadinė energija ir pluošto skersmuo reikalingi siekiant užsibrėžto tikslo. Eksperimentiškai ištirtas stiprinimas dviejų lėkių Nd:YAG stiprinimo modulyje, kaupinama VCSEL diodais. Užkratui naudotas trumpo rezonatoriaus Nd:YAG lazeris spinduliuojantis 1064 nm impulsus - 2,4 mJ, 358 ps esant 10 Hz impulsų pasikartojimo dažnio. Dviejų lėkių Nd:YAG stiprinimo modulyje, kaupiant 3,2 kW galios kvazi-nuolatinės veikos VCSEL diodais, buvo pasiektas  $\approx 26$  kartų stiprinimas. Pasiekta išvadinių impulsų energija  $>50$  mJ su pluošto kokybės faktoriumi  $M^2 \approx 1,2$ . Siekiant užsibrėžto tikslo  $>100$  mJ, realizuota papildoma išilginio kaupinimo stiprinimo pakopa. Kaupiant Nd:YAG kristalą 225 W diodų linijoje – pasiektas maksimali impulsų energija, siekianti  $\approx 16$  mJ. Tačiau siekiant sumažinti stiprintuvo grįžtamąjį ryšį bei išsaugoti pluošto Gausinį skirstinį, papildoma stiprinimo pakopa buvo optimizuota prie mažesnių impulsų energijų  $E = 10$  mJ. Realizavus dviejų pakopų stiprinimo konfigūraciją, impulsai buvo pastiprinti iki 104 mJ, tačiau dėl nevienalyčio stiprinimo ir patiriamu iškraipymu pluošto skirstinys praranda Gauso formą. Sustiprinto pluošto erdvinę kokybę galima pagerinti atliekant erdvinį filtravimą vakuuminėje kiuvetėje.

## Summary

### **Research of picosecond pulse amplification system pumped by laser diode bar and VCSEL diodes**

Ryčard Lebed

In the past decade, there has been intensive development of sub-nanosecond passive q-switched small cavity oscillators. By pumping short-length resonators with laser diodes, it is possible to generate energy pulses of several hundred microjoules, with a duration of less than 1 ns. Short cavity oscillators are compact, air-cooled, and produce high spatial quality beams. However, in many cases, the energy of the laser pulse is not sufficient for specific applications. The aim of this work is to develop a low repetition rate, compact, air-cooled, optical system capable of generating sub-nanosecond high-energy  $\approx 100$  mJ pulses.

In this work, a theoretical modeling of a picosecond pulse amplification system is described, based on the Frantz-Nodvik optical amplification equation. Using the mentioned modeling, the amplification of both single-stage and two-stage amplification systems was simulated. In this way, the threshold optical parameters—input energy and beam diameter necessary to achieve the set goal were determined. The amplification in a two-pass Nd:YAG amplification module, pumped by VCSEL diodes, was experimentally investigated. A short resonator Nd:YAG laser was used for amplification, emitting 1064 nm pulses – 2.4 mJ, 358 ps at a repetition rate of 10 Hz. In the two-pass Nd:YAG amplification module, pumped by 3.2 kW of quasi-continuous operation power with VCSEL diodes,  $\approx 26$  fold amplification was achieved. The output pulse energy exceeded 50 mJ with a beam quality factor  $M^2 \approx 1.2$ . To achieve the set goal of  $>100$  mJ, an additional longitudinal amplification stage was implemented. Nd:YAG crystal pumped with a 225 W diode bar resulted in maximum amplified pulse energy of  $\approx 16$  mJ. However, to reduce amplifier feedback and preserve the Gaussian beam distribution, the additional amplification stage was optimized with lower amplification  $E = 10$  mJ. By implementing a two-stage amplification configuration, the pulses were amplified to 104 mJ. However, due to inhomogeneous amplification and experienced distortions, the beam profile loses its Gaussian shape. The spatial quality of the amplified beam can be improved by performing spatial filtering in a vacuum cell.