

FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

AIDAS ALEKNAVIČIUS

SUDĖTINIŲ AKTYVIŲ LAZERINIŲ ELEMENTŲ SU PLONAIŠ
LEGIRUOTAIS SLUOKSNIAIS TYRIMAS

Daktaro disertacija
Medžiagų inžinerija (08 T)

Vilnius, 2013

Disertacija rengta 2008 – 2012 metais Fizinių ir Technologijos Mokslų Centre.

Mokslinis vadovas:

dr. Andrejus Michailovas (Fizinių ir Technologijos Mokslų Centras,
technologijos mokslai, medžiagų inžinerija – 08 T)

Turinys

Ižanga	5
Darbo tikslai ir uždaviniai	6
Naujumas ir aktualumas	6
Ginamieji teiginiai	7
Darbo aprobacija	8
Straipsniai	8
Pranešimai konferencijose.....	8
Autoriaus indėlis.....	10
1 Pagrindiniai kietojo kūno lazerių aktyviųjų elementų tipai. Daugiadiskio lazerinio elemento koncepcija.	11
1.1 Šviesolaidis	11
1.2 Strypas.....	12
1.3 Plokštė.....	13
1.4 Plonas diskas.....	14
1.5 Daugiadiskio lazerinio elemento koncepcija ir motyvacija.....	16
2 Teoriniai modeliai ir jų skaičiavimas	21
2.1 Daugiadiskis sudėtinis aktyvusis elementas	22
2.2 Žadinančio pluošto sklidimas	28
2.3 Nd:YAG sugertis, stiprinimas, šilumos išsiskyrimas.....	31
2.4 Šilumos srautų ir deformacijų skaičiavimai	42
2.5 Optinės aberacijos.....	47
2.6 Aberacijų vertinimo metodika	51
2.7 Lazerio pluošto parametrų skaičiavimas	54
3 Eksperimentai	63
3.1 Sudėtinis elementas.....	63

3.2	Teorinių modelių eksperimentinis patvirtinimas	74
4	Teorinis sudėtinių plonų aktyvių terpių optinių savybių įvertinimas	84
4.1	Modelio geometrija	85
4.2	Nelegiruoto sluoksnio įtakos įvertinimai	87
4.3	Daugiadiskinės konfigūracijos alternatyvos įvertinimas	94
	Išvados	96
	Literatūros sąrašas	98

Ižanga

Apžvelgiant įvairių tipų lazerių galimybes dominuoti atskiruose segmentuose, pastaruoju metu ypatingas dėmesys skiriamas skaiduliniams (fiber) ir lazeriniais diodais kaupinamiems kieto kūno lazeriams. Naujos techninės lazerių galybės leidžia surasti ekonomiškесnius sprendimus galutiniam vartotojui. Pigūs sprendimai atveria naujas taikymų sritis hematologijoje, DNR tyrimuose, konfokalinėje mikroskopijoje, vaistų kūrime. Ultra-sparčių impulsų (piko- ir femtosekundiniai) lazeriai įsiveržia į industrinių taikymų sferą, tačiau inovatyvių mokslinių tyrimų sritis tebelieka pagrindinė jų taikymų vieta. Nano- ir pikosekundinių lazerių taikymas mikroapdirbimo srityse ženkliai auga, ypatingai mikroelektronikos pramonėje. Skaiduliniai lazeriai negali patiekti pakankamų impulsų energijų, todėl kieto kūno ar hibridiniai lazeriai yra kėlias plonasluoksnių struktūrų formavimui, plokštiems ekranams ir kitiems elektronikos prietaisams.

Elektronikos pramonėje auga galingų nanosekundinių ir pikosekundinių ultravioletinių (UV) lazerių, pasižyminčių aukšta pluošto kokybe, paklausa. Aukšta pluošto kokybė reikalinga todėl, jog tai leidžia sufokusuoti lazerio pluoštą į mažesnę dėmę, tokiu būdu padidinant medžiagų apdirbimo tikslumą. Tokie lazeriai gali atlikti daug technologinių operacijų, gaminant integrines schemas, spausdinto montažo plokštes ar plokščiuosius ekranus. Pavyzdys gali būti iPhone telefonas, kur tikslus medžiagų apdirbimas buvo pagrindinis veiksnys, pasirenkant technologijas, todėl dauguma detalių pagamintos lazerių pagalba. Šio tipo lazeriai ženkliai sumažina termiškai paveiktą zoną (HAZ) ir leidžia pasiekti švaresnį ir tikslesnį pjūvį.

Pagrindiniai veiksniai, ribojantys kietojo kūno lazerių vidutinę išvadinę galią yra termo-optiniai ir termo-mechaniniai reiškiniai lazeriniame aktyviajame elemente susidarantys dėl šilumos išsiskyrimo sužadintoje terpėje. Sukurtos įvairios lazerinių elementų konfigūracijos pasižyminčios pranašumais vienoje ar kitose srityse. Pagerėjimas vienoje srityje dažnai reiškia parametų pablogėjimą kitoje srityje. Pavyzdžiui, populiari strypo formos geometrija gali

generuoti ar stiprinti didelės energijos impulsus, tačiau vidutinė galia yra ribota, jei norima išlaikyti gerą pluošto kokybę. Šviesolaidiniai lazeriai gali generuoti didelių vidutinių galių aukštos kokybės pluoštus, bet yra stipriai apriboti momentinio spinduliuotės intensyvumo. Diskiniai lazeriai taip pat gali generuoti aukštos kokybės didelės galios spinduliuotę, tačiau yra neparankūs generuoti didelės energijos impulsus.

Šiame darbe buvo pasiūlytas lazerio aktyvusis elementas, kuris apjungia įvairių tipų lazerinių aktyviųjų elementų gerąsias savybes.

Darbo tikslai ir uždaviniai

- Išanalizuoti siūlomo sudėtinio aktyvaus lazerio elemento koncepcijos prielaidas ir taikymų galimybes.
- Eksperimentiškai ištirti siūlomo sudėtinio aktyvaus lazerio elemento generacijos ir stiprinimo savybes.
- Sukurti teorinius modelius, aprašančius pasiūlyto elemento optines savybes.
- Eksperimentiškai patikrinti sukurtus teorinius modelius.
- Surasti veiksnius, ribojančius pasiūlyto sudėtinio aktyvaus lazerio elemento galimybes.

Naujumas ir aktualumas

Sudėtinių (kompozitinių) medžiagų panaudojimas daugelyje sričių praplečia technologines galimybes. Ne išimtis ir lazerių technologijos. Tobulėjančios skaidrių keramikų gamybos technologijos jau įgalina pagaminti kokybiškus, norimos formos ir sudėties, sudėtinius lazerių elementus, tačiau ši sritis dar nėra gerai ištyrinėta.

Šiame darbe pasiūlytas ir išbandytas naujo tipo sudėtinis elementas siekiant gauti daugiau nei 50 W vidutinės galios difrakciškai ribotą lazerio pluoštą. Tokio elemento sėkmingas įgyvendinimas leistų realizuoti galingus lazerius, pasižyminčius aukšta pluošto kokybe ir padidintų Lietuvoje gaminamų lazerių konkurencingumą pasaulinėje rinkoje (ypač industrinėje srityje).

Eksperimentiškai patvirtintų skaitmeninių modelių pagalba buvo ištirtos plono aktyvaus disko su pasyviu sluoksniu ant viršaus termo-optinės savybės. Nelegiruoto sluoksnio įtaka termo-optinių ir termo-mechaninių savybių atžvilgiu iki šiol nebuvo detalai nagrinėjama.

Taip pat darbe buvo pasiūlytas optinių iškraipymų vertinimo metodas, kuris vienareikšmiškai leidžia palyginti skirtingus lazerio bangos fronto iškraipymus, pluošto taikymo technologijoje prasme. Šio metodo tolesnis vystymas turi pritaikymo potencialą lazerinių sistemų projektavimo ir analizės srityse.

Ginamieji teiginiai

1. Pristatyta gretasienio formos sudėtinio aktyvaus elemento konfigūracija, susidedanti iš dviejų plonų aktyvių sluoksnių su nelegiruota medžiaga tarp jų. Eksperimentų rezultatai rodo, jog toks sprendimas nesuteikia pranašumo prieš įprastus tūrinius aktyvius elementus, nepaisant siūlomo elemento panašumo į diskinių lazerių aktyvius elementus, kurie pasižymi mažais šiluminių reiškinių sąlygotais optiniais iškraipymais.
2. Pasiūlytas termiškai apkrauto lazerinio elemento sukeltų optinių bangos fronto iškraipymų vertinimo metodas, besiremiantis lazerio pluošto, patyrusio sąveiką su elementu, sklidimo parametro M^2 vertinimu. Šis metodas suteikia galimybę vienareikšmiškai palyginti skirtingų optinių elementų sukeltus bangos fronto iškraipymus, kai pradinio difrakciškai riboto lazerio pluošto dydis yra apibrėžtas. Tuo pačiu šis metodas leidžia įvertinti optinio elemento toleranciją patiriamai šiluminei apkrovai.
3. Ant iš vienos pusės aušinamo plono aktyvaus sluoksnio uždėjus nelegiruotą sluoksnį, šilumos srautai bei temperatūros pasiskirstymas elemente pasikeičia taip, jog sukelia papildomus, šiluminių reiškinių įtakotus, optinius iškraipymus, kurie blogina atspindėto lazerio pluošto charakteristikas (M^2).

Darbo aprobacija

Straipsniai

A. Aleknavičius, R. Smilingis, M. Grishin, A. Michailovas, K. Michailovas, J. Pilipavičius, V. Girdauskas, M. Gabalis, Concept and realization of collinearly pumped multiple thin disk active medium, *Quantum Electronics* **41** (7) 590 -594 (2011).

A. Aleknavičius, M. Gabalis, A. Michailovas, V. Girdauskas, Aberrations induced by anti-ASE cap on thin-disk active element, *Optics Express* **21** (12) 14530-14538 (2013).

Pranešimai konferencijose

1. **A. Aleknavičius**, R. Smilingis, Multidiskinio lazerinio stiprintuvo koncepcijos tyrimai, 38-oji Lietuvos nacionalinė konferencija LNFK38, Vilnius, Lietuva, 2009.
2. **A. Aleknavičius**, R. Smilingis, Light amplification by thin active medium, XVIII Lithuanian – Belarussian seminar “Lasers and Optical Nonlinearity”, Vilnius, Lietuva, 2009.
3. **A. Aleknavičius**, R. Smilingis, M. Grishin, A. Michailovas, J. Pilipavičius, Concept of collinearly pumped multiple thin disk active medium, 14th conference on laser optics, St. Petersburg, Russia, 2010 m.
4. **A. Aleknavičius**, R. Smilingis, M. Grishin, A. Michailovas, J. Pilipavičius, Concept of collinearly pumped multiple thin disk active medium, A. von Humboldto forumas 'Mokslas ir visuomenė moderniojoje Europoje', Vilnius, Lietuva, 2010.
5. **A. Aleknavičius**, R. Smilingis, M. Grishin, A. Michailovas, K. Michailovas, J. Pilipavičius, V. Girdauskas, Kolineariai kaupinamos daugiadiskinės aktyviosios terpes koncepcija, 1-oji FTMC doktorantu ir jaunųjų mokslininku konferencija FizTeCh2010, Vilnius, Lietuva, 2010.

6. **A. Aleknavičius**, R. Smilingis, M. Grishin, A. Michailovas, K. Michailovas, J. Pilipavicius, V. Girdauskas, Concept and realization of collinearly pumped multiple thin disk active medium, Advanced Solid-State Photonics (ASSP) conference, Istanbul, Turkey, 2011.
7. M. Gabalis, V. Girdauskas, **A. Aleknavičius**, A. Michailovas, D. Jokšas, Numerical simulation of cooling of thin active laser elements, XIX Belarusian-Lithuanian seminar „Lasers and optical nonlinearity“, Minsk, Belarus, 2011.
8. M. Gabalis, V. Girdauskas, **A. Aleknavičius**, A. Michailovas, Numerical Simulation of Thermal Effects in Composite Nd:YAG Slab Laser Active Medium With Collinear Zig-zag Pumping, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO Europe), Munich, Germany, 2011.
9. **A. Aleknavičius**, A. Michailovas, M. Gabalis, V. Girdauskas, Optical properties of composite Nd:YAG ceramic slab laser active element with collinear zig-zag pumping, 2nd EOS Topical Meeting on Lasers (ETML'11) Capri, Italy, 2011.
10. **A. Aleknavičius**, K. Michailovas, A. Michailovas, M. Gabalis, V. Girdauskas, Kolineariai žadinamo kompozitinio keraminio Nd:YAG aktyviojo lazerinio elemento stiprinimo matavimai, 2-oji FTMC doktorantu ir jaunuju mokslininku konferencija FizTeCh2011, Vilnius, Lietuva, 2011.
11. M. Gabalis, **A. Aleknavičius**, A. Budinavičius, V. Girdauskas, Plokščio kompozitinio kolineariai zigzagu kaupinamo Nd:YAG lazerio šiluminių savybių skaitinis modeliavimas, 39-oji Lietuvos nacionalinė konferencija LNFK39, Vilnius, Lietuva, 2011
12. **A. Aleknavičius**, K. Michailovas, A. Michailovas, M. Gabalis, V. Girdauskas, Kolineariai žadinamo kompozitinio keraminio Nd:YAG aktyviojo lazerinio elemento stiprinimo matavimai, 39-oji Lietuvos nacionalinė konferencija LNFK39, Vilnius, Lietuva, 2011.
13. **A. Aleknavičius**, M. Gabalis, A. Michailovas, M. Grishin, K. Michailovas, V. Girdauskas, Gain measurements of composite Nd:YAG ceramic slab laser active element with collinear zig-zag pumping,

Advanced Solid-State Photonics (ASSP) conference, San Diego, USA, 2012.

14. **A. Aleknavičius**, M. Gabalis, A. Michailovas, M. Grishin, V. Girduškas, Measurements of optical aberrations in zig-zag pumped composite slab, 15th conference on laser optics, St.Petersburg, Russia, 2012.

Autoriaus indėlis

Pasiūlytos sudėtinio elemento koncepcijos detalizavimas.

Eksperimentų projektavimas, atlikimas ir duomenų analizė.

Skaitinių modelių sukūrimas, skaičiavimų metodikų optimizavimas, skaičiavimai.

Eksperimentų, patvirtinančių skaitinius modelius, sukūrimas, projektavimas ir atlikimas.

Originalios aberacijų vertinimo metodikos sukūrimas, išvystymas ir pritaikymas.

Skaitinių modeliavimų rezultatų interpretacija ir paruošimas publikavimui.

Mokslinių publikacijų rašymas ir mokslinių rezultatų pristatymas konferencijose.

Bendra autorių indėlis

Plonų aktyvių sluoksnių sudėtinio elemento koncepciją sukūrė ir pasiūlė Dr. Mikhail Grishin (pateikta paraiška patentui).

Martynas Gabalis ir Dr. Valdas Girduškas pagal suformuluotas užduotis atliko skaičiavimus su Comsol Multiphysics[®] baigtinių elementų analizės programiniu paketu.

Mokslinis vadovas Dr. Andrejus Michailovas konsultavo darbo eigoje.

1 Pagrindiniai kietojo kūno lazerių aktyviųjų elementų tipai. Daugiadiskio lazerinio elemento koncepcija.

Šiame skyriuje trumpai apžvelgiamos pagrindinės aktyviųjų lazerinių elementų geometrijų savybės, pateikiami jų privalumai ir trūkumai bei pagrindiniai lazerio spinduliuotės parametrus ribojantys reiškiniai. Apžvalgoje labiausiai kreipiamas dėmesys į lazerio galimybes generuoti didelės vidutinės galios difrakciškai ribotus pluoštus. Taip pat šioje apžvalgoje apsiribota aktyvios terpės žadinimu lazeriniais diodais, nenagrinėjant tokių kaupinimo metodų kaip blykstės lempos.

Skyriaus pabaigoje pristatoma sudėtinio lazerinio elemento su plonais aktyviais sluoksniais koncepcija, kuri apjungia plono disko, plokštės bei strypo tipų lazerinių elementų teigiamas savybes, išvengiant šių geometrijų tipinių neigiamų savybių.

1.1 Šviesolaidis

Dėl optinių šviesolaidžio savybių, difrakciškai ribotas lazerio pluoštas įmanomas tik kai šviesolaidžio šerdies skersmuo yra keletas (tam tikrai atvejais – kelių dešimčių) mikrometrų eilės. Dėl, lyginant su tūriu, didelio šerdies paviršiaus ploto, šilumos pašalinimas iš aktyvios terpės yra labai efektyvus. Taip pat, dėl bangolaidinių šviesolaidžio savybių, susidarantys temperatūros gradientai ar įtempimai neturi lemiamos įtakos pluošto savybėms. Todėl šviesolaidiniuose lazeriuose šiluminiai reiškiniai paprastai nėra ribojantis faktorius, kas leidžia pasiekti kilovatų eilės išvadines galias. Kaupinimo galios panaudojimo efektyvumas taip pat yra labai aukštas, dėl ilgo sąveikos ilgio ir gero modų persiklojimo [1].

Tačiau su mažu šviesolaidžio diametru kyla keletas esminių šviesolaidinių lazerių trūkumų. Visų pirma, tokių lazerinių elementų kaupinimas reikalauja didelio ryškio kaupinančios spinduliuotės, nors pastaruoju metu jau yra sukurta atitinkamų žadinimo sprendimų ir kaupinimas nebėra pagrindinis faktorius

ribojantis šviesolaidinių lazerių galią. Didelė pluošto galia mažame šviesolaidžio šerdies plote reiškia didelį spinduliuotės intensyvumą. Dėl didelio intensyvumo gali įvykti medžiagos pažeidimas arba pasireikšti netiesiniai efektai, tokie kaip Ramano ar Brijueno sklaida, kurie iš esmės ir riboja šviesolaidinių lazerių pasiekiamą galią. Kadangi ribojamas parametras yra spinduliuotės intensyvumas, šviesolaidiniai lazeriai negali generuoti didelės energijos impulsų. Todėl didelės galios pasiekiamos tik esant nuolatinei lazerio spinduliuotei, o vidutinė impulsinės veikos galia sparčiai mažėja siekiant trumpesnių impulsų.

1.2 Strypas

Tai tradicinis ir pats populiariausias lazerinis elementas. Aktyvusis elementas yra cilindrinės simetrijos kietos būsenos medžiaga legiruota aktyviaisiais jonais. Tokio tipo elementai pasižymi geru kaupinimo galios efektyvumu, galimybe sukaupti didelę energiją užpildos apgražos pavidalu, dideliu stiprinimu ir lazerinių sistemų, kuriose jie naudojami, suderinimo paprastumu.

Strypo formos elemento kaupinimas dažniausiai realizuojamas vienu iš dviejų būdų: iš šono arba iš galo. Kaupinimas iš šono leidžia sužadinti visą aktyvaus elemento tūrį, bei nereikalauja didelio ryškio lazerinių diodų. Pagrindinis kaupinimo iš šono trūkumas yra tai, jog, difrakciškai riboto pluošto stiprinimo atveju, panaudojamas ne visas lazerinio elemento tūris, kas reiškia mažesni galios efektyvumą. Taip pat šoninis kaupinimas paprastai neturi pilnai radialinės simetrijos, dėl ko stiprinamas pluoštas taip pat gali prarasti radialinę simetriją. Kaupinimo iš galo atveju, kaupinantis ir lazerio pluoštai yra kolinearūs, dėl ko, suderinus pluoštų dydžius, galima pasiekti didelį efektyvumą, bei išlaikyti radialinę simetriją. Pagrindinis kaupinimo iš galo trūkumas yra tai, jog toks kaupinimo būdas reikalauja didelio ryškio lazerinių diodų. Dar vienas trūkumas yra tai, jog sužadinimas netolygiai pasiskirsto išilgai strypo.

Nepriklausomai nuo kaupinimo būdo, strypo formos lazerinio elemento aušinimas vyksta per šoninį paviršių. Šilumai sklindant iš strypo vidaus link šoninio paviršiaus atsiranda radialinis temperatūros gradientas, kuris labiausiai sąlygoja šiluminio lęšio susidarymą dėl termo-optinio efekto. Yra sukurta įvairių būdų šiluminio lęšio kompensavimui, tokių kaip neigiamų lęšių naudojimas prie strypo galų ar formuojant neigiamą lęšį tiesiai ant strypo galo, padarant paviršių įgaubtą.

Sukompensavus šiluminį lęšį, lieka medžiagos įtempimai, kurie gali indukuoti anizotropinį lūžio rodiklį. Paprastai tai pasireiškia, kaip netolygus lazerinio pluošto poliarizacijos sukimas priklausomas nuo radialinės koordinatės – depoliarizacija. Depoliarizaciją galima sukompensuoti poliarizacijos plokštumos sukiklių pagalba.

Tačiau netgi pavykus sukompensuoti šiluminį lęšį ir depoliarizaciją, greitai pasiekama kita riba – medžiagos atsparumas, kai įtempimai elemente pasidaro tokie dideli, jog jis tiesiog sutrūksta.

Tipinės lazerių su strypo formos aktyviaisiais elementais pasiekiamos vidutinės difrakciškai riboto pluošto galios yra kelios dešimtys vatų.

1.3 Plokštė

Plokštės tipo lazeriniai elementai paprastai būna gretasienio formos. Bent dvi priešpriešais esančios plokštumos pasižymi santykinai dideliu plotu, per kurias ir vyksta šilumos nuvedimas. Kadangi žadinamas visas elemento tūris, reikalavimai kaupinančio pluošto parametrų yra neaukšti. Idealizuotu atveju, tokiuose elementuose temperatūros gradientas susidaro tik viena kryptimi. Siekiant efektyvaus šilumos pašalinimo iš elemento, elemento storis paprastai būna bent kelis kartus mažesnis už jo plotį ar ilgį. Tai reiškia, jog siekiant efektyvaus kaupinimo panaudojimo, reikalingas stipriai eliptinis lazerio pluoštas. Dažnai, siekiant išvengti stipraus cilindrinio šiluminio lęšio, lazerio spindulio trajektorija būna zigzago formos, spinduliui atsispindint nuo aušinamų paviršių. Tokiu atveju optinis kelias elemente yra praktiškai vienodas

visoms lazerinio pluošto dalims. Kaip ir šiluminis lęšis, įtempimai medžiagoje taip pat susidaro tik viena kryptimi, kas leidžia išvengti depoliarizacijos.

Dėl didelio stiprinimo išilgai ilgųjų kraštinių, viena iš neigiamų plokštės tipo lazerinių elementų savybių yra sustiprinta spontaninė emisija. Šis efektas labiau pasireiškia stiprinant difrakciškai ribotus pluoštus, nes tokiu atveju lieka sritys, kur užpildos apgražą yra nepanaudojama ir stiprinimo koeficientas yra didelis. Tai taip pat apsunkina difrakciškai ribotų pluoštų generaciją rezonatoriuose.

Nors plokštės tipo lazerinio elemento naudojimas leidžia pasiekti dideles vidutines galias (kilovatų eilės), tokios galios pasiekiamos esant ne difrakciškai ribotiems pluoštams. Difrakciškai ribotų pluoštų atveju, lyginant su strypo formos elementais, plokštės tipo lazeriniai elementai leidžia pasiekti didesnę vidutinę galią, tačiau rezonatoriaus konstrukcija ir jo derinimas yra sudėtingesnis, dėl ko tokie elementai yra neparankūs praktiniu požiūriu.

1.4 Plonas diskas

Plono disko lazerio elementas yra plona aktyvios medžiagos plokštelė, kurios vienas paviršius yra aušinamas. Aušinamas paviršius atspindi tiek kaupinimo tiek lazerio spinduliuotę, todėl plono disko elementas kartais vadinamas aktyviu veidrodžiu [2].

Lazerio spinduliuotės atžvilgiu plonas diskas yra panašus į iš galo kaupinamą labai trumpą didelio skersmens strypą su veidrodžiu ant vieno galo. Tuo tarpu aušinimo požiūriu toks elementas labiau panašus į labai plonos plokštės tipo lazerinį elementą, nors šiuo atveju aušinamas tik vienas didelio ploto paviršius. Dėl šilumos pašalinimo pobūdžio ir mažo elemento storio, šilumos pašalinimas iš elemento yra labai efektyvus, nes šilumos šaltinis yra arti aušintuvo. Susidarantis temperatūros gradientas yra tos pačios krypties kaip ir lazerio pluošto sklidimas. Tai sąlygoja, jog plono disko elementas yra mažai jautrus šiluminiais efektams, tokiems kaip šiluminis lęšis ar depoliarizacija. Visa tai leidžia pasiekti didelę difrakciškai riboto pluošto galią.

Dar viena išskirtinė diskinių lazerio elemento savybė yra galimybė padidinti lazerio išvadinę galią tiesiog keičiant mastelį – užtenka proporcingai pakeisti kaupinančio ir stiprinamo pluoštų plotą [3,4]. Tokiu atveju spinduliuotės intensyvumas išlieka toks pats, kas reiškia, jog nėra poreikio didinti optinių elementų atsparumą spinduliuotės intensyvumui. Šilumos srautų požiūriu situacija taip pat nepasikeičia, nes šiluma pašalinama per proporcingai didesnę plotą.

Nors plonas aktyvus sluoksnis suteikia daug privalumų šilumos požiūriu, jo storis sąlygoja keletą trūkumų. Kadangi lazerio spinduliuotė sklinda statmenai arba nedideliu kampu, plonas sluoksnis reiškia ir mažą stiprinimą vieno praėjimo (atspindžio) metu. Taip pat ir sugertis yra maža, kas reiškia, jog reikia suorganizuoti daug nesugerto kaupinančio pluošto praėjimų. Paprastai daugelio praėjimo kaupinimo realizavimui pasitelkiamas parabolinis veidrodis su papildoma spindulį apgręžiančia optika. Tokio kaupinimo modulio gamyba reikalauja didelio tikslumo ir jo suderinimas yra sudėtingas. Jei pavyksta efektyviai sugerti kaupinimo spinduliuotę, tada, panašiai kaip ir iš galo kaupinamo strypo atveju, galima gauti didelį kaupinimo galios panaudojimo efektyvumą.

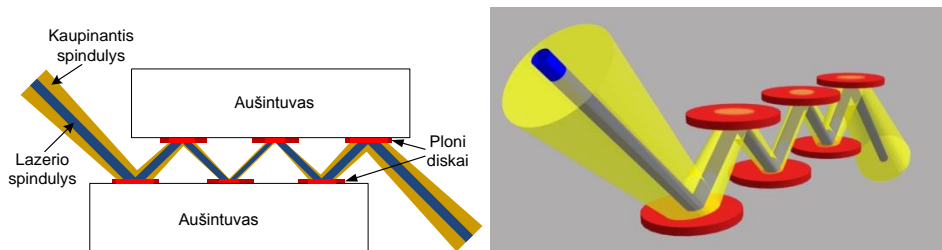
Lyginant su strypo ar plokštės tipo lazeriniais elementais, aktyvios medžiagos tūris plono disko atveju yra mažas. Tai reiškia, jog sukaupiama energija užpildos apgražos pavidalu yra ribota, taigi ir lazerio impulso energija yra ribota. Tačiau šis ribojimas dalinai gali būti sprendžiamas keičiant plono disko elemento mastelį – didinant plotą.

Pagrindinis reiškinys, ribojantis diskinių lazerių galią yra sustiprinta spontaninė emisija (SSE). Tai taip pat susiję su disko plonumu, nes stiprinimas pagal skersinę koordinatę yra daug didesnis už stiprinimą išilgai lazerio pluošto, kur geometrinis spindulio kelias yra mažas, lyginant su sužadintos zonos skersinėmis koordinatėmis. Prie sustiprintos spontaninės emisijos prisideda ir tai, jog kampu sklindantys spinduliai gali būti atspindėti nuo disko paviršių, tokiu būdu efektyvus SSE kelias gali būti netgi didesnis už geometrinius sužadinto tūrio matmenis.

Šiuo metu su nuolatinės veikos diskiniu lazeriu pasiekta difrakciškai riboto spindulio galia yra apie 500 W [5]. Pasyviai sinchronizuotų modų režime pasiekta 140 W, kas, bent jau šiuo metu, yra rekordinė galia iš sinchronizuotų modų lazerio rezonatoriaus [6].

1.5 Daugiadiskio lazerinio elemento koncepcija ir motyvacija

Siūlomas aktyvusis elementas savo savybėmis yra labiausiai panašus į diskinio lazerio aktyvųjų elementą. Iš principo tai yra keli plonojo disko elementai, veikiantys kaip aktyvūs veidrodžiai (1.1 pav.). Lyginant su vienu plonojo disko elementu, tokia sistema turi didesnę sugertį kaupinimo spinduliutei ir didesnę stiprinimą generuojamai spinduliutei. Taip pat, esant tai pačiai sistemos sugertai kaupinimo galiai, šiluminės apkrovos pasiskirsto per keletą elementų. Sustiprinta savaiminė emisija taip pat sumažėja nes sumažėja sužadavimo tankis.



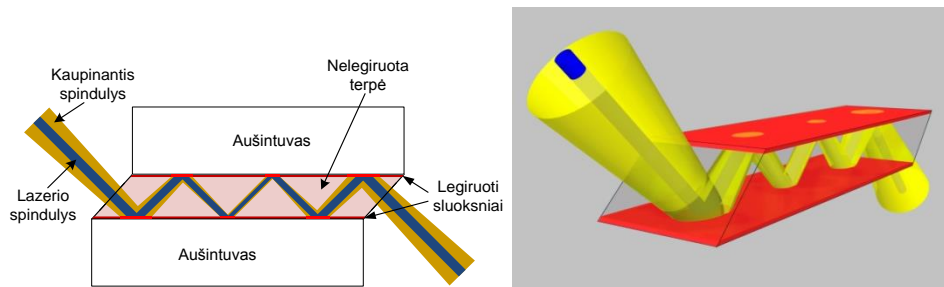
1.1 pav. Daugiadiskės struktūros schematinis vaizdas

Tokios struktūros kaupinimas turėtų būti kolinearūs su stiprinama spinduliute. Tada kaupinimo konfigūracija yra panaši į įprastą iš galo kaupinamų cilindrinės simetrijos lazerinių sistemų konfigūraciją, kurią naudojant pasiekiamas geresnis kaupinimo panaudojimo efektyvumas lyginant su iš šonų kaupinamais elementais. Kaupinimo pluošto skerspjūvis nebūtinai turi sutapti su stiprinamo pluošto skerspjūviu, tačiau mažesnė kaupinimo pluošto skėstis lemia didesnę sistemos efektyvumą.

Diskinių elementų kiekį lemia keletas faktorių. Naudojant daugiau diskinių elementų, dėl padidėjusio efektyvaus medžiagos kiekio, didėja sugertis ir stiprinimas, galima sukaupti daugiau energijos. Tačiau struktūra tampa didesnė. Dėl pailgėjusio spindulio geometrinio kelio atsiranda griežtesni

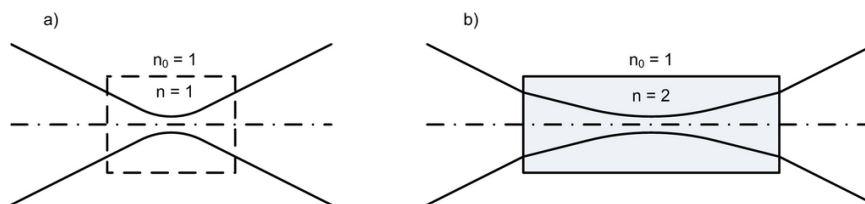
kaupinimo pluošto kokybės reikalavimai – kaupinančio pluošto skėstis turi būti mažesnė. Taip pat padidėja sugertos galios skirtumai tarp atskirų elementų.

Oro tarpą, esantį tarp diskinių elementų plokštumų (1.1 pav.) užpildžius nelegiruota lazerine terpe, gauname iš principo panašų elementą (1.2 pav.). Tokią struktūrą galima pagaminti kaip vieną monolitinį sudėtinį elementą, kuris sudarytas iš nelegiruotos lazerinės terpės, kurios tik ploni šoniniai sluoksniai yra legiruoti (1.2 pav.). Lyginant su atskirų diskelių elementu, nelegiruotos terpės užpildas suteikia keletą privalumų.



1.2 pav. Sudėtinio elemento su plonais aktyviais sluoksniais schematinis vaizdas

Dėl, lyginant su oru, didesnio lūžio rodiklio, reikalavimai kaupinimo pluošto kokybei sumažėja arba galima gauti geresnį kaupinančio ir lazerio spindulio persiklojimą. Šią savybę iliustruoja 1.3 pav., kur schematiškai pavaizduota, jog medžiagoje pluošto skėstis sumažėja, o sąsmaukos dydis nepasikeičia.



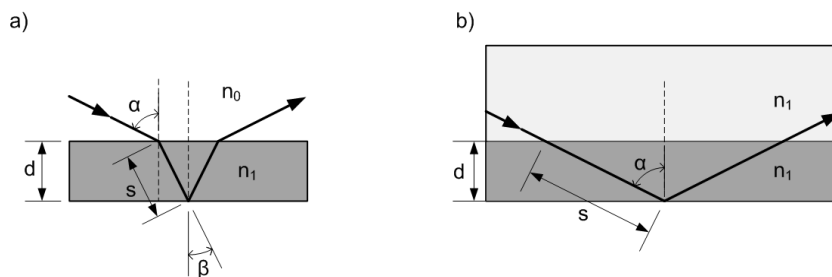
1.3 pav. Kaupinančio pluošto sklidimas: a) ore; b) medžiagoje, kurios lūžio rodiklis 2.

Oro tarpo užpildymas nelegiruotu sluoksniu, taip pat suteikia galimybę panaudoti visiško vidaus atspindžio efektą ir išvengti atspindinčių dielektrinių dangų naudojimo. Tačiau reikia atsižvelgti į tai, jog visiško vidaus atspindžio efektas gali būti panaikintas dėl kontakto su kita medžiaga, kurios lūžio rodiklis yra artimas ar didesnis už aktyvios terpės lūžio rodiklį. Dėl to gali reikėti papildomo tarpinio sluoksnio su mažesniu lūžio rodikliu. Bet koku atveju, šis tarpinis sluoksnis yra plonesnis už daugiasluoksnę atspindinčią

dielektrinę dangą, dėl ko aktyvi terpė, kurioje išsiskiria šiluma, yra arčiau aušintuvo. Tai leidžia tikėtis geresnio šilumos pašalinimo iš aktyvaus elemento.

Siūlomas sudėtinis elementas inžineriniu požiūriu yra patogesnis už atskirų diskelių alternatyvą. Visų pirma, atspindinčių paviršių tarpusavio padėtis yra stabili, kas gerokai supaprastina tokio aktyvaus elemento mechaninį įtvirtinimą ir sulygiavimą. Atskirų diskelių atveju, tvirtinimas prie aušintuvo yra sudėtingas uždavinys, reikalaujantis sudėtingų technologijų, tokių kaip litavimas ar priklijavimas išlaikant gerą šiluminį kontaktą ir jo tolygumą. Monolitinio elemento atveju, elementą galima tiesiog įsprausti tarp aušintuvų, kaip tai dažnai daroma su plokštės tipo lazeriniais elementais. Tiesioginis aušinimas vandeniu taip pat nesunkiai realizuojamas.

Dar vienas visiško vidaus atspindžio panaudojimo privalumas, lyginant su spindulio kritimu į atskirą ploną diską, yra ilgesnis geometrinis kelias aktyviajame sluoksnyje, kas sąlygoja didesnę sugertį bei stiprinimą. Geometrinio spindulio kelio palyginimas pavaizduotas 1.4 pav.



1.4 pav. Spindulio geometrinio kelio aktyviojoje terpėje palyginimas: a) kai spindulys krenta iš aplinkos su kitu lūžio rodikliu; b) kai spindulys krenta iš aplinkos su tokiu pačiu lūžio rodikliu.

Bendru atveju (1.4 pav. a), kai spindulys krenta iš aplinkos su kitokiu lūžio rodikliu, spindulio geometrinis kelias aktyviojoje medžiagoje:

$$l = 2s = \frac{d}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1} \sin \alpha\right)^2}}, \quad (1.1)$$

kur d yra aktyvios zonos storis, α – kritimo kampas, n_0 – aplinkos lūžio rodiklis ir n_1 – aktyvios terpės lūžio rodiklis. Kai spindulys krenta iš

nelegiruotos srities, galima laikyti, jog $n_0 = n_1$ ir tada geometrinis kelias aktyviojoje zonoje yra:

$$l_2 = 2s = \frac{d}{\cos \alpha}. \quad (1.2)$$

Kaip pavyzdį galima pateikti vėliau naudotos geometrijos parametrus, kur $\alpha = 62^\circ$ ir $n_1 = 1,82$. Tada geometrinio kelio aktyviojoje zonoje pailgėjimas, lyginant su atskiru plonu disku oro aplinkoje, yra $l_2/l_1 = 1,53$ kartų.

Nors sudėtinio elemento geometrija yra panaši į plokštės tipo lazerinio elemento geometriją, dėl plonų aktyvių sluoksnių ji yra artimesnė plono disko, su nelegiruotu sluoksniu ant viršaus, geometrijai. Tai suteikia dar vieną sudėtinio elemento privalumą prieš atskirų diskelių variantą – mažesnė sustiprinta spontaninė emisija (SSE). Kaip jau minėta, diskinių lazerių atveju, SSE yra vienas iš galių ribojančių efektų, kurio įtaką siūloma mažinti ant plono disko uždedant nelegiruotą sluoksnį [4,7-9]. Žymus SSE sumažėjimas dėl nelegiruoto sluoksnio buvo pademonstruotas ir eksperimentiškai [10].

Teoriškai buvo įvertinta, jog nelegiruotas sluoksnis taip pat turėtų drastiškai sumažinti temperatūrą aktyviajame elemente [11]. Bet reikia pastebėti, jog tai tam tikra prasme prieštarauja [10] eksperimentų rezultatams, kur, disko su nelegiruotu sluoksniu atveju, išmatuota paviršiaus temperatūra netgi aukštesnė už paprasto disko atvejį. Nors [10] autoriaus aiškinimas dėl aukštesnės temperatūros labiau susijęs su šaldymo būdo skirtumais, visgi skaičiavimo rezultatai pateikti [11] yra abejotini. Maksimalios temperatūros aktyvioje zonoje sumažėjimą rodė ir mūsų atlikti preliminarūs skaičiavimai, tačiau temperatūros sumažėjimo mastas gerokai mažesnis, nei buvo įvertintas [11]. Bet kokių atveju, mažesnė temperatūra aktyvioje zonoje yra teigiamas efektas.

Be visų paminėtų siūlomo elemento laukiamų privalumų, pagrindinis jo trūkumas yra jo sudėtingumas gamybos požiūriu. O tai atsiliepia ir tokio elemento gamybos kainai. Tačiau pastaruoju metu sparčiai vystomos skaidrių keraminių lazerinių elementų gamybos technologijos, kurios jau leidžia pagaminti aukštos kokybės elementus, tinkamus lazerinėse technologijose [12-14]. Lyginant su kristalų auginimo technologijomis, keraminių lazerinių

elementų galimos formos yra įvairesnės. Taip pat galima lanksčiai pasirinkti legiravimo laipsnio pasiskirstymą elemente. Visa tai įgalino pagaminti mūsų pasiūlytos kofigūracijos sudėtinius elementus. Kokybiškų keraminių elementų gamybos technologijų nebuvimu būtų galima paaiškinti, kodėl tokio tipo elementai nebuvo išbandyti anksčiau.

Reikia paminėti, jog nepriklausomai nuo mūsų, praktiškai tokią pačią koncepciją pasiūlė ir tyrinėja japonų mokslininkų grupė [15-17]. Tačiau jų kryptis yra kriogeninės temperatūros, iterbiu legiruotos aktyvios zonos bei, bent jau kol kas, daugiamodžiai pluoštai. Tuo tarpu mūsų koncepcija yra orientuota į kambario temperatūros neodimio jonais legiruotų aktyvių zonų lazerių elementus, leidžiančius generuoti ar stiprinti difrakciškai ribotus lazerio pluoštus. Nors diskiniuose lazeriuose dažniausiai naudojamos iterbiu legiruotos medžiagos, mes pasirinkome neodimio aktyvius jonus dėl kelių priežasčių. Visų pirma dėl komercinio intereso, siekiant lengvai pritaikyti prie esamų UAB „Ekspla“ technologijų, kuriant didelės vidutinės galios lazerines sistemas skirtas pramoniniams taikymams. Be to [18] parodyta, jog neodimiu legiruotos lazerinės terpės taip pat turi panaudojimo potencialą diskiniuose lazeriuose.

Atsižvelgiant į pasiekimus diskinių lazerių srityje, buvo tikimasi, jog naudojant pasiūlytą lazerinį elementą pavyks sukonstruoti lazerį, kuris generuotų difrakciškai ribotą 50-100 W galios pluoštą, su galimybe padidinti galią keičiant mastelį.

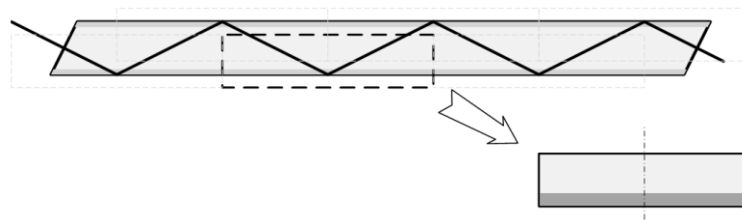
2 Teoriniai modeliai ir jų skaičiavimas

Šiame skyriuje pateikti teoriniai modeliai kurie buvo naudojami tolimesniuose skaičiavimuose. Tai pat parodyta kai kurių skaičiavimų specifika diskretiniu (skaitmeniniu) atveju.

Pirmiausia aprašomi ir suskaičiuojami sudėtinio elemento geometriniai parametrai, bei įvertinamos optinės savybės.

Toliau parodoma, kaip galima paprastai aprašyti bei numatyti kaupinančio pluošto skirstinio kitimą jam sklindant už kaupinimą formuojančios optinės sistemos. Po to išvedamos Nd:YAG terpės sužadavimo dinamikos lygtys, kurios parodo papildomus šilumos išsiskyrimo kanalus sąlygojančius didesnę šilumos išsiskyrimą, nei būtų galima tikėtis vertinant tik kvantinį defektą.

Siekiant suprasti ir paaiškinti eksperimentiškai pastebėtų optinių aberacijų priežastis, sudėtinis elementas buvo supaprastintas iki pavienio plono disko su nelegiruotu sluoksniu ant viršaus (2.1 pav.).



2.1 pav. Sudėtinio elemento supaprastinimas iki plono disko su ant viršaus esančiu nelegiruotu sluoksniu.

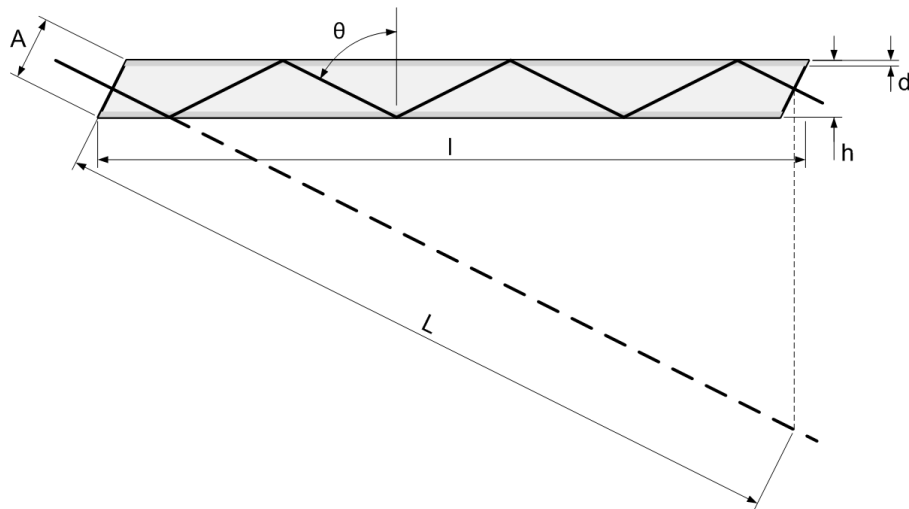
Padarius prielaidą, jog nagrinėjamas plonas diskas su nelegiruotu sluoksniu yra tiesinė sistema, parodyta, kaip galima efektyviai skaičiuoti temperatūros bei paviršių deformacijų pasiskirstymą, tik vieną kartą pasinaudojant baigtinių elementų analizės programiniu paketu. Turint suskaičiuotus temperatūros bei paviršių deformacijų pasiskirstymus, parodoma, kaip skaičiuojamas atspindėto pluošto patiriamo optinio kelių skirtumo (OKS) pasiskirstymas.

Po optinių aberacijų vertinimo metodikos aprašymo pateikti ir koherentinio lazerio pluošto sklaidimo skaičiavimo principai. Taip pat aprašytas efektyvus pluošto sklaidimo parametro M^2 skaičiavimo algoritmas.

2.1 Daugiadiskis sudėtinis aktyvusis elementas

2.1.1 Geometriniai parametrai

Siūlomo sudėtinio elemento geometrijai aprašyti pakanka trijų parametru: kritimo kampo θ , norimos įėjimo apertūros A ir aktyvių zonų skaičiaus N (2.2 pav.).



2.2 pav. Pagrindiniai sudėtinio elemento geometriniai parametrai

Pagal 2.2 pav. pateiktą brėžinį, elemento apertūros ir jo aukščio sąryšis yra $h = A \cdot \sin \theta$. Geometrinis spindulio kelias elemente: $L = N \cdot h / \cos \theta$, kur N yra atspindžių skaičius. Fizinis elemento ilgis: $l = h \cdot (N \cdot \operatorname{tg}(\theta) + \operatorname{ctg}(\theta))$.

Siekiant išlaikyti visiško vidaus atspindžio sąlygą, kampas θ turi tenkinti sąlygą $\sin \theta > n_1/n_2$, kur n_2 yra elemento medžiagos lūžio rodiklis, o n_1 – aplinkos, į kurią krinta spindulys, lūžio rodiklis. Jei elementas yra tiesiogiai aušinamas vandeniu, o elementas yra pagamintas iš itrio aliuminio granato (IAG) keramikos, tada spindulio kritimo kampas turėtų būti $\theta_{H_2O} > \arcsin(1,33/1,82) = 47^\circ$. Tačiau kontakto su neskaidria terpe atveju (pvz. tarpinis indžio sluoksnis), dėl didelio neskaidrios terpės lūžio rodiklio, visiško vidaus atspindžio sąlyga gali būti nebetenkinama. Siekiant išvengti visiško vidaus atspindžio efekto panaikinimo, ant sudėtinio elemento šaldomų paviršių turėtų būti uždėtas papildomas skaidrus plonas sluoksnis su mažu lūžio rodikliu. Tada atspindys įvyksta riboje tarp elemento medžiagos ir šio papildomo sluoksnio, taigi naudojamos aušinimo medžiagos atspindžiui įtakos

nebedaro. Taip pat šis papildomas sluoksnis atlieka ir apsauginę šaldomų optinių paviršių funkciją.

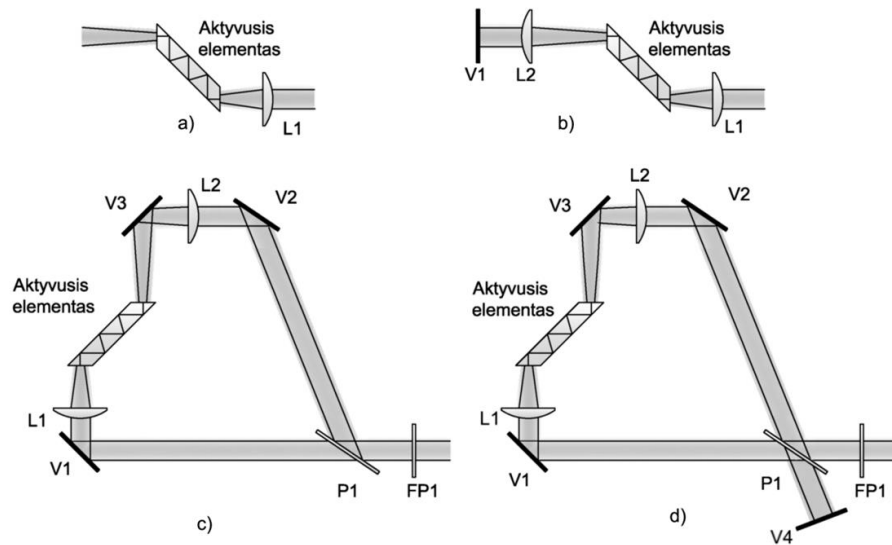
Mūsų atveju, pasirinkta apsauginio sluoksnio medžiaga buvo silicio oksidas (SiO_2), kurio lūžio rodiklis yra apie 1,5. Tokiu atveju gauname, jog minimalus spindulio kritimo kampas yra: $\theta_{min} = \arcsin(1,5/1,82) \approx 56^\circ$. Tačiau reikia atsižvelgti ir į tai, jog kaupinimo spinduliuotė turi savo kampinį spektrą, dėl ko minimalus kritimo kampas turi būti didesnis. Pasirinktas kritimo kampas buvo $\theta = 62^\circ$. Pasirinktas elemento aukštis buvo $h = 2,5\text{mm}$, o plotis 8mm , taigi įvadinio paviršiaus apertūra buvo $2,8 \times 8\text{mm}^2$. Toks elemento plotis buvo pasirinktas praktiniais tikslais, jog optinio pažeidimo atveju, elementą būtų galima tiesiog pastumti ir spindulius leisti per kitą vietą. Pagal pasirinktą kritimo kampą ir elemento aukštį, fizinis elemento ilgis, kai yra šeši atspindžiai, gaunamas $l = 29,5\text{mm}$. Spindulio geometrinis kelias elemente $L = 32\text{mm}$ (2.2 pav.).

2.1.2 Optinių savybių įvertinimas

2.1.2.1 Kaupinimo sugertis

Pasiūlytas sudėtinis elementas gali būti kaupinamas keliais būdais: iš vieno galo (2.3 pav. a), iš vieno galo su nesugerto kaupinimo grąžinimu (2.3 pav. b), iš abiejų galų (2.3 pav. c), iš abiejų galų su nesugerto kaupinimo grąžinimu (2.3 pav. d).

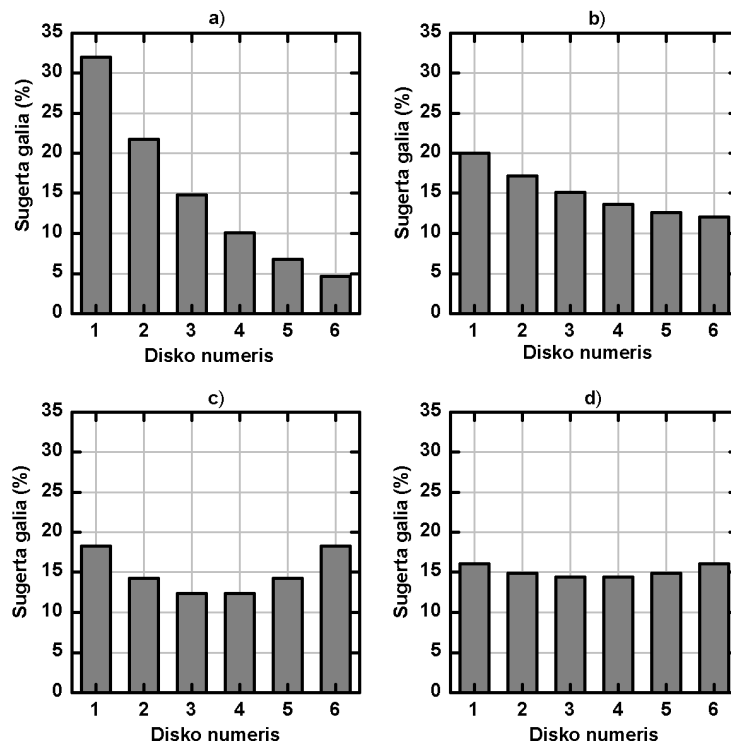
Idealiu atveju, kaupinimo galia turėtų būti sugerta visa, o sugertos galios pasiskirstymas turėtų būti vienodas kiekvienoje aktyvioje zonoje. Tačiau didinant sugerties koeficientą didiname sugertos galios pasiskirstymo netolygumą. Ir priešingai siekdami geresnio kaupinimo galios pasiskirstymo, turėtume mažinti sugerties koeficientą, tuo pačiu sumažindami bendrą elemento sugertą kaupinimo galios dalį, taip prarasdami efektyvumą.



2.3 pav. Aktyvaus elemento galimos kaupinimo schemas: a) iš vieno galo; b) iš vieno galo su nesugerto kaupinimo grąžinimu; c) iš abiejų galų; d) iš abiejų galų, su nesugerto kaupinimo grąžinimu. Čia FP1 yra fazinė plokštelė, P1 – poliarizatorius, L1 ir L2 – lęšiai ir V1-V4 – veidrodžiai.

Dėl patogumo, toliau tekste naudojamos dvi sąvokos „diskas“ ir „aktyvi zona“, kurios iš principo reiškia tą patį – aktyvaus sluoksnio plotas, kur įvyksta vienas kaupinančio pluošto atspindys. Taigi nors mūsų nagrinėjamo sudėtinio elemento aktyvūs paviršiai gali būti vientisi, mūsų atveju jie „turi“ po tris diskus (aktyvia zonas) (1.2 pav.).

Kai elementas yra kaupinamas tik iš vieno galo, galima nesunkiai suskaičiuoti sugertos galios pasiskirstymą tarp diskų. Jeigu turime 6 diskų struktūrą ir siekiama bendra elemento sugertis yra 90%, tada vieno disko sugertis turi būti 32%. Tokiu atveju pirmojo disko sugerta galia yra 32%, o paskutiniojo disko tik 5% visos kaupinimo galios (2.4 pav. a). Situacija pagerėja kai nesugertas kaupinimo pluoštas yra grąžinamas atgal. Tada vieno disko sugertis turi būti 18%; pirmojo disko sugerta galia yra 20%, o paskutiniojo - 12% visos kaupinimo galios (2.4 pav. b).

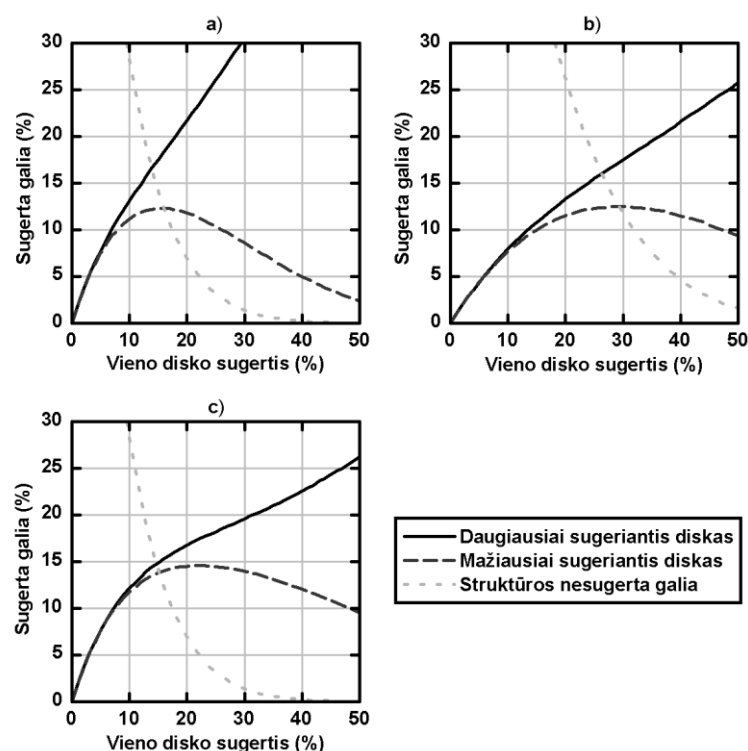


2.4 pav. Sugertos galios pasiskirstymas tarp atskirų aktyvių zonų, kai bendra elemento sugerta galia yra 90%, esant įvairioms kaupinimo schemoms: a) kaupinimas iš vieno galo; b) iš vieno galo su nesugerto kaupinimo grąžinimu; c) kaupinimas iš abiejų galų; d) iš abiejų galų, su nesugerto kaupinimo grąžinimu.

Norint tolygiau paskirstyti sugertą galią tarp diskų, reikia elementą kaupinti iš abiejų pusių. Tuomet sugertos galios pasiskirstymas pasidaro simetriškas, o mažiausia sugerta galia tenka viduriniams diskams (3-ias ir 4-as diskai 6-ių diskų struktūroje). Norint, kad tokiu atveju bendra sugertis siektų 90%, vieno disko sugertis turėtų siekti 32% į jį krintančios kaupinimo galios. Tada kraštinių ir vidurinių diskų sugerta galia atitinkamai bus 18% ir 12% nuo visos kaupinimo galios (2.4 pav. c). Grąžinant nesugertą kaupinimą atgal, vieno disko sugertis vėl turi būti 18%, kad užtikrintume 90% bendrąją sugertį. Tada sugerta galia tarp kraštinių ir vidurinių diskų atitinkamai yra 16% ir 14% visos kaupinimo galios (2.4 pav. d).

Jeigu paanalizuosime sugertą galią diske, kuris gauna jos mažiausiai, pamatysime, kad yra tam tikra sugertos galios maksimali vertė, pagal kurią galime rasti optimalią vieno disko sugertį (2.5 pav.). Ši sugertis priklauso nuo kaupinimo įvedimo konfigūracijos. Kai elementas kaupinamas iš vienos pusės

ir likusi nesugerta dalis gražinama atgal, optimali disko sugertis yra 15%. Tačiau tokiu atveju bendra sugertis yra 86%, t.y. elementas nesugeria 14% visos kaupinimo galios (2.5 pav. a). Kai kaupinimas realizuojamas iš abiejų pusių, vieno disko optimali sugertis yra 29%, o nesugeriama viso kaupinimo galios dalis yra 13% (2.5 pav. b). Situacija yra žymiai geresnė esant schemai kai kaupinama iš abiejų pusių ir nesugertas kaupinimas gražinamas atgal. Tokiu atveju vieno disko optimali sugertis yra 22%, o nesugertos galios lieka tik 5% (2.5 pav. c).



2.5 pav. Sugertos galios santykio su kaupinimo galia priklausomybė nuo vieno disko sugerties esant skirtingom kaupinimo įvedimo schemoms: a) kaupinimas iš vienos pusės su nesugertos galios gražinimu atgal. b) kaupinimas iš abiejų pusių. c) kaupinimas iš abiejų pusių ir nesugerta dalis gražinama atgal. Ištininė juoda linija rodo sugertą kaupinimo galią pirmame diske. Punktyrinė raudona linija – sugerta galią mažiausiai jos gaunančiame diske. Punktyrinė žalia linija – viso elemento bendrai nesugertos galios dalį.

Praktiniu požiūriu, kaupinimas iš abiejų galų su nesugerto kaupinimo gražinimu yra sudėtinga ir didelio tikslumo reikalaujanti schema. Todėl buvo pasirinkta elementą kaupinti iš abiejų galų negražinant nesugertos kaupinimo spindulių.

2.1.2.2 Poliarizacijos išlaikymas

Visiško vidaus atspindžio atveju, atsispindėjusios bangos fazė keičiasi [19,20]. Kai bangos poliarizacija yra lygiagreti kritimo plokštumai (p poliarizacija), atsispindėjusios bangos fazės pokytis yra :

$$\phi_p = \pi - 2 \arctg \left(\frac{n \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}}{\cos \theta} \right), \quad (2.1)$$

kur $n = n_1/n_2$ yra santykinis lūžio rodiklis, θ – kritimo kampas, n_1 – medžiagos, kurioje sklinda banga, lūžio rodiklis ir n_2 – kitos aplinkos lūžio rodiklis ($n_1 > n_2$). Kai bangos poliarizacija yra statmena kritimo plokštumai (s poliarizacija), atsispindėjusios bangos fazės pokytis yra:

$$\phi_s = -2 \arctg \left(\frac{\sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}}{n \cos \theta} \right). \quad (2.2)$$

Tada fazės skirtumas tarp p ir s poliarizacijų bus:

$$\Delta\phi = \phi_p - \phi_s = \pi - 2 \arctg \left(\frac{\cos \theta \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}}{n \sin^2 \theta} \right). \quad (2.3)$$

Šešių atspindžių (aktyvių zonų) atveju, kai $n_{YAG} = 1.82$, $n_s = 1.5$ ir $\theta = 62^\circ$, fazių skirtumas tarp s ir p poliarizacijų gaunamas $\Delta\phi \approx 0.72\pi = 0.36\lambda$.

Atsižvelgiant į tai, naudojant elementus, kuriuose vyksta visiškas vidaus atspindys, reikia atkreipti dėmesį į poliarizaciją, nes bendru atveju tokie elementai pasižymi fazinių plokštelių savybėmis. Todėl poliarizaciją reikia pasirinkti statmeną arba lygiagrečią spindulio kritimo plokštumai.

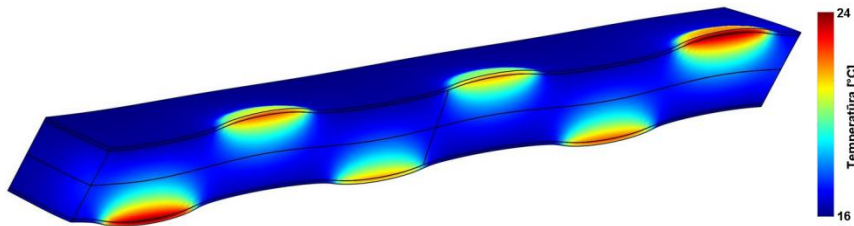
2.1.2.3 Supaprastintas šiluminis modelis

Norint įvertinti lazerinio elemento sukeltas aberacijas dėl šiluminių reiškinių, reikia įvertinti koks yra temperatūros pasiskirstymas elemento medžiagoje, bei dėl šiluminio plėtimosi susidarantis atspindinčių paviršių deformacijas.

Tuo tikslu buvo sukurtas elemento šiluminis modelis pasinaudojant baigtinių elementų analizės programiniu paketu Comsol Multiphysics. Kaupinančio pluošto galia buvo $100 W$ (po $50 W$ iš kiekvieno galo). Dėl paprastumo, buvo laikoma, jog kaupinantis pluoštas yra vienodo dydžio ($1,5 mm$ skersmens) per visą elemento ilgį su stačiakampiu intensyvumo pasiskirstymu. Taip pat buvo laikoma, jog 30% sugertos kaupinimo galios

viršta šiluma. Sugertos galios pasiskirstymas parinktas pagal optimalią vieno disko sugertį (2.5 pav. b). Legiruoto sluoksnio storis, kuriame išsiskiria šiluma, buvo $d = 200 \mu\text{m}$ (2.2 pav.).

Iš elemento aktyvių paviršių šiluma buvo perduodama į 20 mm storio varinius aušintuvus per $100 \mu\text{m}$ indžio tarpinį sluoksnį. Priešingų varinio aušintuvo paviršių temperatūra buvo fiksuota $T_0 = 16^\circ\text{C}$. Medžiagų parametrai buvo nurodyti iš Comsol Multiphysics programinio paketo bibliotekos.



2.6 pav. Suskaičiuotas temperatūros pasiskirstymas ir deformacijos (padidintos 4000 kartų) sudėtiniame elemente.

Suskaičiuoti temperatūros ir deformacijų pasiskirstymai pavaizduoti 2.6 pav. Maksimalus gautas temperatūros pokytis yra tik 8 K , o paviršių deformacijos neviršija 100 nm . Taigi nors ir galima tikėtis šiluminio lęšio efekto, pagal gautus supaprastinto šiluminio modelio rezultatus jis yra nereikšmingas.

2.2 Žadinančio pluošto sklidimas

Eksperimentuose iš šviesolaidžio išėjusio žadinančio pluošto formavimui buvo naudojami du lęšiai, kurių vienas kolimuoja pluoštą, o kitas fokusuoja į aktyvųjį elementą. Lyginant su sąsmaukos ilgiu, optinis kelias aktyviajame elemente yra pakankamai ilgas, jog reiktų įvertinti pluošto intensyvumo skirstinio kitimą išilgai sklidimo krypties, kuris nebūtinai yra simetriškas (3.4 pav.).

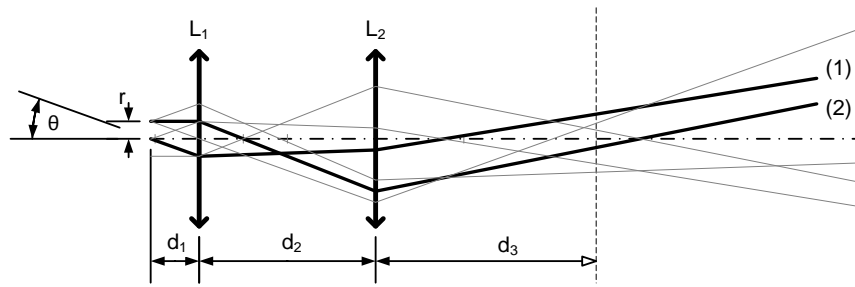
Paprastai žadinančios spinduliuotės koherentiškumo ilgis yra mažas, todėl pluošto sklidimą galima nagrinėti pasitelkiant tik geometrinę optiką. Nors iš šviesolaidžio išeinančių spindulių kampai gali būti dideli, optinės sistemos aprašymui galima panaudoti matricinį metodą, skirtą paraksialiniam artiniui, tik vietoje kampo naudojant to kampo tangentę. Taip pat reikia paminėti, jog

skaičiavimuose laikyta, jog lęšiams tinka plonojo lęšio artinys, tokiu būdu lęšį aprašant vieninteliu parametru – jo židinio nuotoliu ar laužiamąja geba.

Dviejų lęšių sistemos schematinis vaizdas parodytas 2.7 paveiksle. Tokios sistemos matricinis aprašymas:

$$\begin{bmatrix} r_{out} \\ \theta_{out} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & d_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -D_2 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -D_1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{in} \\ \theta_{in} \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

čia r_{in} yra iš šviesolaidžio išeinančio spindulio atstumas nuo optinės ašies, θ_{in} – kampo tarp optinės ašies ir iš šviesolaidžio išeinančio spindulio krypties tangentas, d_1 – atstumas nuo šviesolaidžio galo iki pirmojo lęšio L_1 , d_2 – atstumas tarp lęšių, d_3 – dominančios plokštumos atstumas nuo antrojo lęšio L_2 , D_1 ir D_2 yra atitinkamai pirmojo ir antrojo lęšių laužiamosios gebos, r_{out} – spindulio atstumas nuo optinės ašies ties dominančia plokštuma, θ_{out} – kampo tarp optinės ašies ir spindulio krypties už optinės sistemos tangentas.



2.7 pav. Žadinimo formavimo lęšių sistemos schematinis vaizdas.

Skaičiuojant žadinimo intensyvumą pasirinktoje plokštumoje, reikalingi tik spindulių atstumai iki optinės ašies r_{out} , tuo tarpu spindulių kampai θ_{out} nėra svarbūs. Taigi iš (2.4) lygties gauname:

$$\begin{aligned} r_{out} = & [1 - d_3 D_2 - ((1 - d_3 D_2) d_2 + d_3) D_1] r_{in} + \\ & + [(1 - d_3 D_2 - ((1 - d_3 D_2) d_2 + d_3) D_1) d_1 + \\ & + (1 - d_3 D_2) d_2 + d_3] \theta_{in} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Šią lygtį galima užrašyti taip:

$$r_{out} = k_r(d_3) \cdot r_{in} + k_\theta(d_3) \cdot \theta_{in}, \quad (2.6)$$

kur

$$k_r = 1 - d_3 D_2 - ((1 - d_3 D_2) d_2 + d_3) D_1, \quad (2.7)$$

$$k_\theta = (1 - d_3 D_2 - ((1 - d_3 D_2) d_2 + d_3) D_1) d_1 + (1 - d_3 D_2) d_2 + d_3. \quad (2.8)$$

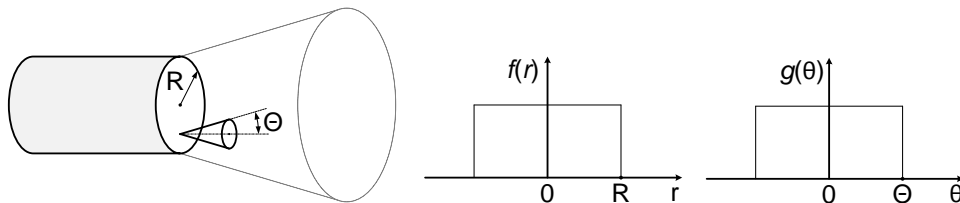
Iš šviesolaidžio šerdies išeinančius spindulius galima aprašyti kaip intensyvumo funkciją, priklausančią nuo erdvinės r ir kampinės θ koordinatų $I(r, \theta)$. Laikant, jog iš kiekvieno šviesolaidžio šerdies taško sklindančios spinduliuotės kampinis spektras yra vienodas, ši funkcija tampa:

$$I(r, \theta) = f(r) \cdot g(\theta) \quad (2.9)$$

kur $f(r)$ yra erdvinis intensyvumo skirstinys, o $g(\theta)$ - kampinis skirstinys. Svarbu pabrėžti, jog tiek $f(r)$, tiek $g(\theta)$ yra dvimatės funkcijos. Praktiniu požiūriu patogiu, jei šios funkcijos turi radialinę simetriją. Tačiau tai nėra būtina sąlyga tol, kol išpildoma sąlyga, jog iš kiekvieno šviesolaidžio šerdies taško sklindančios spinduliuotės kampinis spektras yra vienodas. Atsižvelgiant į aukščiau paminėtas prielaidas, intensyvumo skirstinys pasirinktoje plokštumoje už optinės sistemos yra funkcijų $f(k_r r)$ ir $g(k_\theta \theta)$ sąsūka (konvoliucija):

$$I_{d_3}(r) = f(k_r r) * g(k_\theta \theta) \quad (2.10)$$

Paprasčiausiu atveju, galima laikyti jog spinduliuotės intensyvumas visame šviesolaidžio šerdies išvadinio paviršiaus plote yra tolygus, o kampinis skirstinys taip pat tolygus ir apribotas šviesolaidžio skaitinės apertūros (2.8 pav.). Tada intensyvumo skirstinys pasirinktoje plokštumoje už optinės sistemos bus dviejų skritulių, kurių spinduliai yra $|k_r|R$ ir $|k_\theta|\Theta$, sąsūka.

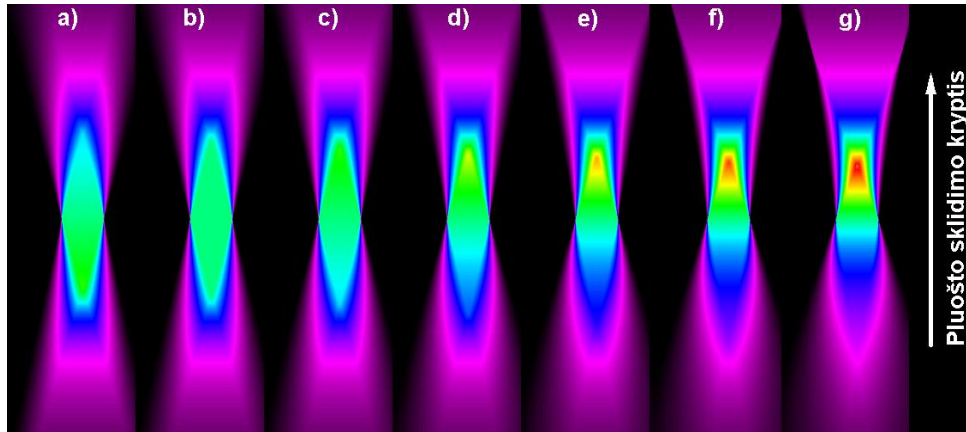


2.8 pav. Iš šviesolaidžio išeinančių spindulių geometrinis modelis bei paprasčiausi erdvinis ir kampinis skirstiniai.

Kadangi k_r ir k_θ nevienodai priklauso nuo atstumo d_3 , tai žadinančio pluošto intensyvumo skirstinys yra besikeičiantis. Pluoštui sklindant per optinę sistemą ir už jos, tipinį k_r ir k_θ kitimą vaizduoja atitinkamai (2) ir (1) linijos (2.7 pav.).

Kai kolimuojantis lęšis yra jo židinio nuotolio atstumu nuo šviesolaidžio galo ir erdvinis bei kampinis skirstiniai yra „stačiakampės“ funkcijos

(2.8 pav.), pluošto intensyvumo skirstinių kitimai, esant skirtingiems atstumams tarp lęšių, pavaizduoti 2.9 pav. Ši supaprastinta vizualizacija parodo, jog kaupinančio pluošto sąsmauka gali būti nesimetriška ir kad pluošto intensyvumo skersinis profilis kinta. Taigi į šią savybę reikia atkreipti dėmesį, kai kaupinimo pluošto kelias medžiagoje yra ilgas.

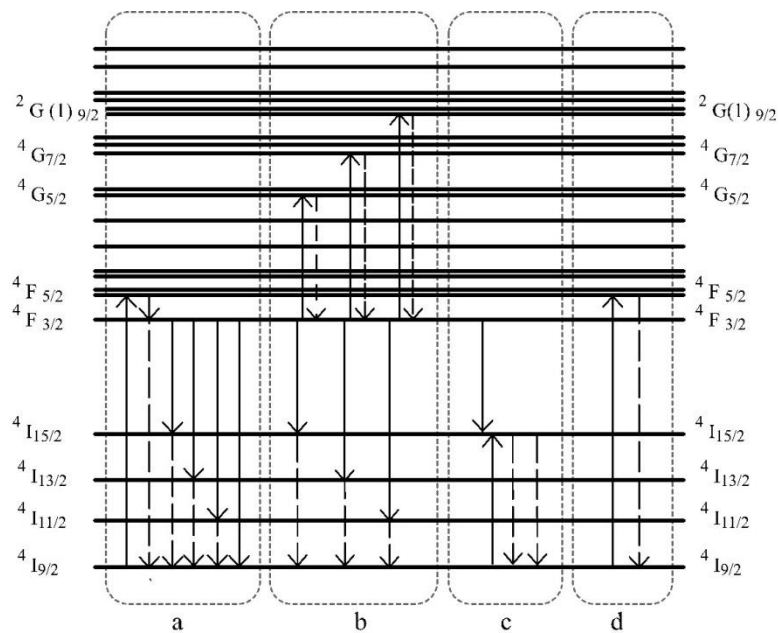


2.9 pav. Tipiniai kaupinimo pluošto intensyvumo skirtinio kitimai, esant skirtingiems atstumams tarp kolimuojančio ir fokusuojančio lęšių: a) 0; b) $F_1 + F_2$; c) $2(F_1 + F_2)$; d) $3(F_1 + F_2)$; e) $4(F_1 + F_2)$; f) $5(F_1 + F_2)$; g) $6(F_1 + F_2)$. Čia F_1 ir F_2 yra lęšių židinių nuotoliai.

Šiame skyriuje pateikto kaupinančio pluošto sklaidimo modelio eksperimentinis patvirtinimas pateiktas 3.2.1 skyriuje.

2.3 Nd:IAG sugertis, stiprinimas, šilumos išsiskyrimas

Kaip jau minėta 1.5 skyriuje, pasirinkta aktyvioji lazerinė terpė buvo trivalenčio neodimio jonais legiruotas itrio aliuminio granatas (Nd^{3+} :IAG). Paprasčiausiu atveju laikoma, jog Nd^{3+} yra klasikinė keturių energetinių lygmenų lazerinė sistema. Dažnai tokia aproksimacija yra pakankama siekiant aprašyti ir analizuoti optines savybes. Tačiau tam tikrais atvejais (didelė aktyvių jonų koncentracija ar didelis sužadinimo tankis) tokio aprašymo nepakanka, nes realiai Nd:IAG energetinių lygmenų struktūra yra gerokai sudėtingesnė (2.10 pav.) [21-23]. Šie papildomi lygmenys sąlygoja kitokių šuolių galimybes, kurie nėra įvertinami keturių lygmenų lazerinės sistemos analizėje.

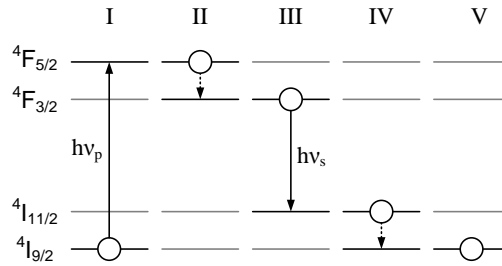


2.10 pav. Nd:IAG energetinių lygmenų struktūra.

Toliau šiame poskyryje aprašoma klasikinė sužadavimo dinamika, kuri vėliau patikslinama įvedant jonų tarpusavio sąveikas, kurias sąlygoja sudėtinga energetinių lygmenų struktūra. Poskyrio pabaigoje parodomi skirtumai tarp klasikinio ir papildyto aprašymų.

2.3.1 Klasikinis sužadavimo dinamikos aprašymas

Klasikiniu atveju, Nd:IAG sužadavimo dinamika nagrinėjama kaip keturių lygmenų sistemos dinamika. Nd jono sužadimas ir relaksacija vyksta keturiais etapais. Dažniausiai žadinama į didžiausią sugerties skerspjuvį turintį $^4F_{5/2}$ lygmenį, kas atitinka 808 nm bangos ilgį (2.11 pav. I). Tada sužadimas sparčiai relaksuoja į viršutinį lazerinį lygmenį $^4F_{3/2}$ (2.11 pav. II). Iš čia savaiminiu ar priverstiniu būdu vyksta lazerinis šuolis į žemiau esantį lygmenį $^4I_{11/2}$ (2.11 pav. III). Galiausiai sužadimas relaksuoja į pagrindinį lygmenį $^4I_{9/2}$ (2.11 pav. IV) iš kurio vėl gali būti sužadintas.



2.11 pav. Klasikinė Nd:YAG sužadavimo relaksacijos schema.

Reikia paminėti, jog lazeriniai šuoliai iš $4F_{3/2}$ gali vykti nebūtinai į $4I_{11/2}$ lygmenį, bet ir į $4I_{15/2}$, $4I_{13/2}$ ar netgi tiesiai į pagrindinį lygmenį (2.10 pav. a). Tačiau savaiminio lazerinio šuolio į $4I_{11/2}$ lygmenį tikimybė yra didžiausia. Todėl paprasčiausiu atveju laikoma, jog lazeriniai šuoliai vyksta tik į $4I_{11/2}$ lygmenį.

Sugerto žadinančio fotono energija iš esmės pasiskirsto į dvi dalis: išspinduliuoto fotono energiją $h\nu_s$, o likusi dalis perduodama fononams (gardelės virpesiams), kas atitinka šiluminę energiją. Skirtumas tarp žadinančio fotono ir išspinduliuoto fotono energijų vadinamas kvantiniu defektu.

Bendru atveju, nagrinėjant aktyvių jonų sužadavimo dinamiką, reikėtų vertinti jonų skaičių kiekvienoje energetinėje būsenoje. Tačiau, lyginant su žadinimo, savaiminės ir priverstinės spindulinės relaksacijos spartomis, tiek sužadintos būsenos nespindulinė relaksacija į viršutinį lazerinį lygmenį, tiek nespindulinė relaksacija iš apatinio lazerinio lygmens į pagrindinį lygmenį, yra daug spartesni procesai. Todėl laikoma, jog sužadinti jonai iš karto relaksuoja į viršutinį lazerinį lygmenį, o po spindulinės relaksacijos iš karto relaksuoja iš apatinio lazerinio į pagrindinį lygmenį. Tokiu atveju galima laikyti jog aktyvūs jonai gali būti dviejose būsenose: pagrindinėje ($4I_{9/2}$) ir sužadintoje ($4F_{3/2}$). Jonai, esantys pagrindinėje būsenoje, gali sugerti žadinimo fotoną ir pereiti į sužadintą būseną. Tuo tarpu jonai, esantys sužadintoje būsenoje, savaiminiu arba priverstiniu būdu išspinduliuoja fotoną ir pereina į pagrindinę būseną. Akivaizdu, jog aktyvių jonų, esančių pagrindinėje ir sužadintoje būsenose skaičius turi būti lygus visų jonų skaičiui:

$$N_1 + N_2 = N_t, \quad (2.11)$$

kur N_1 yra jonų, esančių pagrindiniame lygmenyje, skaičius, N_2 - jonų skaičius sužadintame lygmenyje, o N_t – visų aktyvių jonų skaičius.

Pagrindinėje būsenoje esančių jonų sužadavimo dažnis yra proporcingas jų skaičiui N_1 ir žadinimo spartai W_p :

$$\frac{dN_1^{(p)}}{dt} = -W_p N_1. \quad (2.12)$$

Iš sužadintos būsenos jonas gali relaksuoti savaime arba priverstinai, todėl relaksacijos dažnis susideda iš dviejų dėmenų:

$$\frac{dN_2^{(r+s)}}{dt} = -W_r N_2 - W_s N_2, \quad (2.13)$$

kur W_r yra savaiminės relaksacijos (spontaninės emisijos) sparta, o W_s – priverstinės relaksacijos sparta.

Iš (2.11), (2.12) ir (2.13) gauname sužadinių dinamikos lygtį:

$$\frac{dN_{1 \rightarrow 2}}{dt} = W_p N_1 - W_r N_2 - W_s N_2. \quad (2.14)$$

Padalinę abi lygčių (2.14) ir (2.11) puses iš visų aktyvių jonų skaičiaus N_t bei pažymėję $\frac{N_1}{N_t} = n_1$ ir $\frac{N_2}{N_t} = n_2$, gauname:

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = W_p n_1 - W_r n_2 - W_s n_2, \\ n_1 + n_2 = 1 \end{cases}, \quad (2.15)$$

kur n_1 yra nesužadintų lygmenų populiacija, o n_2 - sužadintų lygmenų populiacija.

Žadinimo sparta W_p priklauso nuo sugerties skerspjūvio σ_p ir žadinančios spinduliuotės fotonų srauto:

$$W_p = \frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p}, \quad (2.16)$$

kur I_p yra žadinančios spinduliuotės intensyvumas, o $h\nu_p$ - žadinančio fotono energija.

Analogiškai, priverstinės spinduliuotės sparta priklauso nuo stiprinimo skerspjūvio σ_s , stiprinamos spinduliuotės intensyvumo I_s ir fotono energijos $h\nu_s$:

$$W_s = \frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s}. \quad (2.17)$$

Savaiminės relaksacijos sparta W_r yra atvirkščiai proporcinga sužadintos būsenos gyvavimo trukmei τ_r :

$$W_r = \frac{1}{\tau_r}. \quad (2.18)$$

Stacionariu atveju, kai žadinimas ir stiprinama spinduliuotė yra nuostovūs, $\frac{dn}{dt} = 0$, tada iš (2.15) gauname:

$$W_p(1 - n_2) - W_r n_2 - W_s n_2 = 0. \quad (2.19)$$

Iš čia išreiškiame sužadintų lygmenų populiaciją n_2 :

$$n_2 = \frac{W_p}{W_p + W_r + W_s}. \quad (2.20)$$

Sugerties koeficientas:

$$\alpha = C_{Nd} \sigma_p n_1 = C_{Nd} \sigma_p (1 - n_2), \quad (2.21)$$

kur C_{Nd} yra aktyvių jonų koncentracija.

Stiprinimo koeficientas:

$$g = C_{Nd} \sigma_s n_2 \quad (2.22)$$

Šilumos išsiskyrimas vyksta tik dėl kvantinio defekto ir yra proporcingas žadinimo intensyvumui, žadinančio ir išspinduliuojamo fotonų energijų skirtumui bei nesužadintų jonų populiacijai:

$$P_Q = W_p (h\nu_p - h\nu_s) n_1 = W_p (h\nu_p - h\nu_s) (1 - n_2) \quad (2.23)$$

Išsiskiriančios šiluminės ir sugertos optinės galių santykis yra pastovus dydis, nepriklausantis nuo žadinimo intensyvumo.

Reikia atkreipti dėmesį, jog (2.15) lygčių sistema ir iš jos išvestos lygtys (2.20) bei (2.23) galioja tik jei aktyvūs jonai tarpusavyje nesąveikauja. Tai reiškia, jog Nd^{3+} jonų koncentracija (legiravimo laipsnis) turi būti maža.

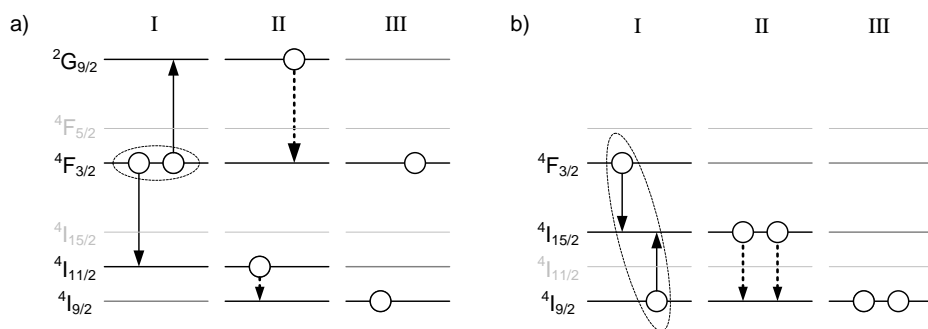
2.3.2 Aktyvių jonų tarpusavio sąveika

Kai aktyvių jonų koncentracija medžiagoje yra didelė, atstumai tarp atomų gali būti pakankamai maži, jog jie pradėtų sąveikauti tarpusavyje. Nd:LAG atveju, kai legiravimo laipsnis didelis, galima išskirti dviejų tipų sąveikas: tarp dviejų sužadintų jonų ir tarp sužadinto ir nesužadinto jonų (2.12 pav.). Abiem atvejais, galutinis rezultatas yra vieno sužadinto jono relaksacija į pagrindinį

lygmenį, o sužadavimo energija dažniausiai išlaisvinama fononų pavidalu (šiluminė energija).

Deja, dviejų sužadintų jonų tarpusavio sąveikos mechanizmui (procesui) nepavyko rasti tinkamo lietuviško pavadinimo (termino). Todėl šiame darbe įvestas ir toliau naudojamas akronimas „SJEM“, reiškiantis **S**užadintų **J**onų **E**nergijos **M**ainus. Angliškoje literatūroje dažniausiai sutinkamas terminas yra „*upconversion*“; taip pat naudojamas akronimas „*ETU*“ (*Energy Transfer Upconversion*) ir rečiau „*cooperative (Auger) upconversion*“.

SJEM vyksta tarp dviejų sužadintų jonų, kai vienas jonas peršoka į žemesnį energetinį lygmenį, o jo energija perduodama kitam sužadintam jonui, kuris sužadinas į aukštesnį lygmenį (2.12 pav. a I). Tada pirmasis jonas sparčiai relaksuoja į pagrindinį lygmenį, o antrasis taip pat sparčiai grįžta į viršutinį lazerinį lygmenį (2.12 pav. a II). Rezultate, vienas iš jonų nespinduliniu būdu atsiduria pagrindiniame lygmenyje, savo energiją atiduodamas fononų pavidalu. Tai mažina sužadintų jonų populiaciją, bei didina šilumos išsiskyrimą. SJEM sparta priklauso nuo lazerinės medžiagos legiravimo laipsnio (aktyvių jonų koncentracijai) ir yra proporcinga sužadintų jonų populiacijos kvadratui (n_2^2) [12,22,24-28]. Reikia paminėti, jog SJEM procese gali dalyvauti ir kiti energetiniai lygmenys (pavaizduoti 2.10 pav. b), tačiau galutinis rezultatas yra toks pats – prarandama vieno jono sužadavimo energija.



2.12 pav. Aktyvių jonų tarpusavio sąveikos mechanizmai: a) SJEM, b) kryžminė relaksacija

Kitas jonų tarpusavio sąveikos mechanizmas yra kryžminė relaksacija, kuri vyksta tarp sužadinto ir nesužadinto jonų, kai sužadintas jonas atiduoda dalį savo energijos nesužadintam jonui (2.12 pav. b I). Tada jonai, atsidūrę

naujuose energetiniuose lygmenyse, sparčiai relaksuoja į pagrindinį lygmenį, savo energijas perduodami fononams (2.12 pav. b II). Kaip ir SJEM atveju, dėl kryžminės relaksacijos mažėja sužadintų jonų populiacija, bei didėja šilumos išsiskyrimas. Taip pat, kryžminės relaksacijos sparta priklauso nuo legiravimo laipsnio, tačiau proporcinga sužadintų ir nesužadintų jonų populiacijų sandaugai ($n_1 n_2$) [12,21,22,24,29,30]. Kryžminės relaksacijos mechanizmas taip pat pavaizduotas 2.10 pav. c.

Neodimiu legiruotuose kristaluose pastebėta dar viena nespindulinių šuolių rūšis, kur Nd^{3+} jonas, sugėręs žadinimo fotoną, neįneša indėlio į užpildos apgražą, o grįžta atgal į pagrindinį lygmenį (2.10 pav. d). Šio proceso metu sugerto fotono energija taip pat atiduodama fononų pavidalu. Tokių šuolių kilmė nėra išsamiai ištirta, tačiau laikoma, jog tai susiję su atsiradusiais kristalų defektais gamybos metu [29-32]. Sužadinimo dinamikos lygtyse šis efektas gali būti įtrauktas kaip žadinimo efektyvumas (sugerties kvantinis efektyvumas). Tokio parametro įvedimas reiškia, jog nors fotonai ir buvo sugerti, tačiau tik tam tikra dalis jų dalyvauja užpildos apgražoje.

Pridėjus šiuos tris efektus, sužadinimo dinamikos lygtis (2.15) atrodo taip:

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = \eta_{qe} W_p n_1 - W_r n_2 - W_s n_2 - W_{cr} n_1 n_2 - W_{up} n_2^2 \\ n_1 + n_2 = 1 \end{cases} \quad (2.24)$$

W_p - žadinimo sparta (2.16), η_{qe} yra sugerties kvantinis efektyvumas, W_r - savaiminės relaksacijos sparta (2.18), W_s - priverstinės relaksacijos sparta (2.17), W_{cr} - kryžminės relaksacijos sparta, W_{up} - SJEM sparta.

Nuostovaus žadinimo atveju $\frac{dn}{dt} = 0$. Tada sužadintų lygmenų populiacija:

$$n_2 = \frac{\sqrt{(\eta_{qe} W_p + W_r + W_s + W_{cr})^2 + 4\eta_{qe} W_p (W_{up} - W_{cr})}}{2(W_{up} - W_{cr})} - \frac{(\eta_{qe} W_p + W_r + W_s + W_{cr})}{2(W_{up} - W_{cr})} \quad (2.25)$$

Kaip ir klasikinio aprašymo atveju, sugerties ir stiprinimo koeficientai aprašomi atitinkamai (2.21) ir (2.22) lygtimis.

Šiuo atveju šilumos išsiskyrimas turi keturis šaltinius: tai šiluma dėl kvantinio defekto

$$Q_{qd} = \eta_{qe} W_p (h\nu_p - h\nu_s)(1 - n_2) , \quad (2.26)$$

šiluma dėl žadinimo kvantinio našumo

$$Q_{qe} = W_p (1 - \eta_{qe}) h\nu_p (1 - n_2) , \quad (2.27)$$

šiluma dėl kryžminės relaksacijos

$$Q_{cr} = W_{cr} h\nu_s (1 - n_2) n_2 , \quad (2.28)$$

ir šiluma dėl SJEM

$$Q_{up} = W_{up} h\nu_s n_2^2 . \quad (2.29)$$

Taigi bendras šilumos išsiskyrimas:

$$Q = Q_{qd} + Q_{cr} + Q_{up} + Q_{qe} . \quad (2.30)$$

2.3.3 Nd:IAG medžiagos parametrai

Siekiant suskaičiuoti sugertį, stiprinimą ar šilumos išsiskyrimą pagal aukščiau pateiktas lygtis, reikia žinoti sugerties ir stiprinimo skerspjūvius, jonų koncentraciją medžiagoje, sužadintos būsenos gyvavimo trukmę, SJEM ir kryžminės relaksacijos spartas bei žadinimo kvantinį efektyvumą.

Nd:IAG sugerties ir stiprinimo skerspjūvius surasti nesunku ir dažniausiai sutinkamos vertės yra atitinkamai $\sigma_{808} = 7.7 \cdot 10^{-24} m^2$ bei $\sigma_{1064} = 28 \cdot 10^{-24} m^2$. Tačiau reikia atkreipti dėmesį, jog tai yra maksimalios vertės, gautos iš sugerties ir stiprinimo spektrų. Realiu atveju lazerinio diodo, naudojamo žadinimui, spektras paprastai būna santykinai platus (lyginant su didžiausios sugerties smailės pločiu) ir todėl efektyvus sugerties koeficientas gali būti netgi kelis kartus mažesnis.

Neodimio jonų koncentraciją IAG kristale nesunku suskaičiuoti, kai legiravimo laipsnis yra žinomas. Nd^{3+} jonų koncentraciją esant 1 at % (itrio atomų dalis, pakeista neodimio jonais) legiravimo laipsniui yra nesunkiai randamas arba suskaičiuojamas parametras: $C_{Nd1at\%} = 1.37 \cdot 10^{26} m^{-3}$. Tik šioje vietoje reikia būti atsargiems, nes yra du legiravimo laipsnio skaičiavimo būdai, kur legiravimo laipsnis gali būti išreikštas atominiais (moliniais) arba masės procentais. Deja kristalų gamintojai ir netgi straipsnių autoriai ne visada nurodo, kokį legiravimo apibūdinimą naudoja. Ši problematika išsamiau aprašyta [33] „Doping concentration“.

Ieškant Nd:IAG sužadintos būsenos gyvavimo trukmės, literatūroje ir gamintojų puslapiuose galima rasti įvairių verčių, kintančių nuo 100 μ s iki 260 μ s. Taip yra todėl, kad efektyvioji (matuojama) sužadintos būsenos gyvavimo trukmė priklauso nuo aktyvių jonų koncentracijos. Ši priklausomybė yra sąlygojama kryžminės relaksacijos. Tuo nesunku įsitikinti pertvarkius (2.24) lygčių sistemą ir atmetus priverstinę relaksaciją:

$$\frac{dn}{dt} = \eta_{qe} W_p n_1 - W_r n_2 - W_{cr} n_2 + W_{cr} n_2^2 - W_{up} n_2^2. \quad (2.31)$$

Esant mažam žadinimo intensyvumui, narius su n_2^2 galime atmesti. Tada gauname:

$$\frac{dn}{dt} = \eta_{qe} W_p n_1 - (W_r + W_{cr}) n_2. \quad (2.32)$$

Kaip matome, prie savaiminės relaksacijos spartos prisideda ir kryžminės relaksacijos sparta, kas reiškia efektyviosios (matuojamos) gyvavimo trukmės sumažėjimą. Kadangi kryžminės relaksacijos sparta didėja didėjant Nd^{3+} jonų koncentracijai, gauname efektyviosios sužadintos būsenos gyvavimo trukmės sumažėjimą. Tikroji Nd:IAG aktyvių jonų sužadintos būsenos gyvavimo trukmė, kai nėra kryžminės relaksacijos, įvertinta [29], kur gauta reikšmė yra 260 μ s.

Išmatavus efektyviosios sužadintos būsenos gyvavimo trukmės priklausomybę nuo legiravimo laipsnio, pagal (2.32) galime suskaičiuoti ir kryžminės relaksacijos spartos priklausomybę nuo legiravimo laipsnio. Analitinė aproksimacija, naudota šiame darbe, paimta iš [29]:

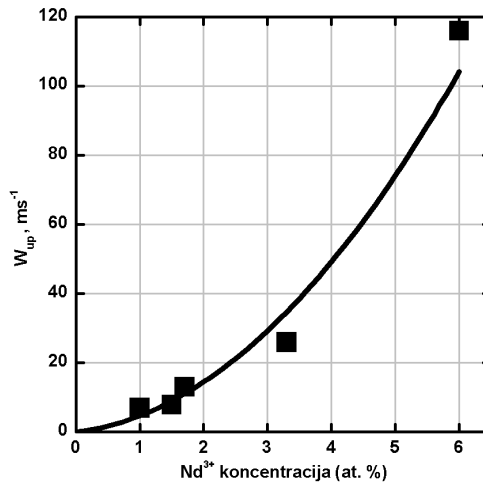
$$\tau(\rho) = 260 \mu s \cdot \exp(-0.0668 \rho^{2.67}), \quad (2.33)$$

kur ρ yra legiravimo laipsnis moliniais (atominiais) procentais (at. %).

SJEM sparta yra sunkiai išmatuojamas dydis, todėl šis parametras (mūsų žiniomis) nėra tiksliai įvertintas. Geriausia, ką pavyko rasti, yra aprašyta [25] straipsnyje. Pagal [25] straipsnyje pateiktus duomenis, SJEM spartos priklausomybė nuo legiravimo laipsnio (ρ) buvo aproksimuota antro laipsnio polinomu (2.13 pav.):

$$W_{up} = 2.176 \text{ ms}^{-1} \cdot \rho + 2.53 \text{ ms}^{-1} \cdot \rho^2. \quad (2.34)$$

Ši išvestinė priklausomybė tiksliai neaprašo SJEM spartos, tačiau bent jau leidžia ją įvertinti.



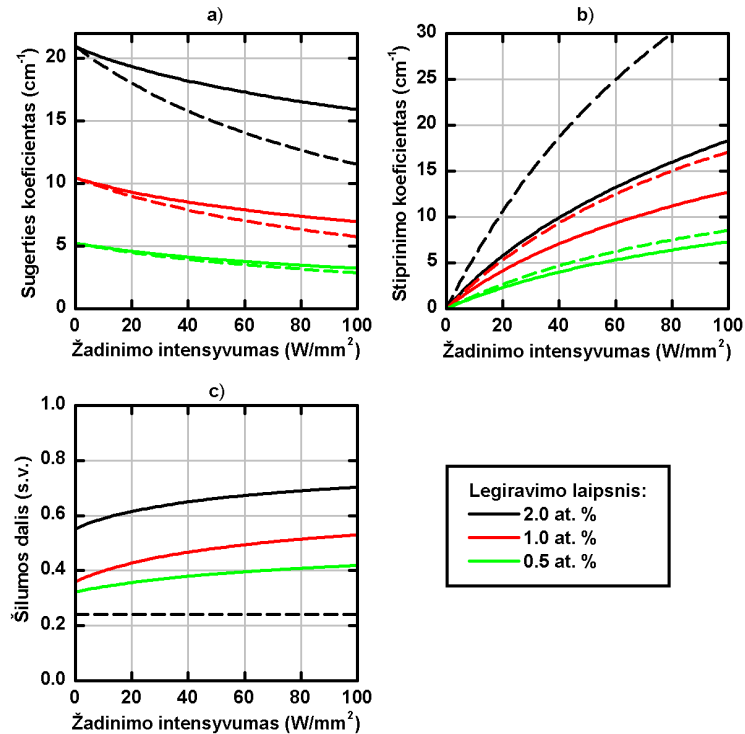
2.13 pav. SJEM spartos priklausomybė nuo Nd:IAG legiravimo laipsnio pagal [25] (taškai) ir šios priklausomybės aproksimacija (2.34) polinomu (linija).

Sugerties kvantinis efektyvumas taip pat yra mažai ištirtinėta sritis. Bendros tendencijos yra jog šis parametras priklauso nuo kristalų gamybos technologijų ir principų, taip pat ir legiravimo laipsnio. Toliau šiame darbe buvo laikoma, jog „neaktyvių“ jonų yra 10% nepriklausomai nuo legiravimo laipsnio, taigi sugerties kvantinis efektyvumas $\eta_{QE} = 0.9$.

2.3.4 Papildyto Nd:IAG modelio palyginimas su paprasčiausiu modeliu

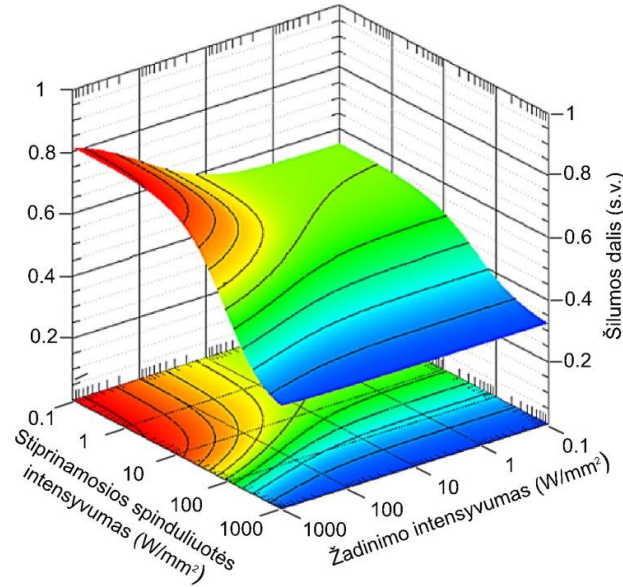
Lyginant sugerties koeficientų priklausomybes nuo žadinimo intensyvumo, atrodytų, jog jonų tarpusavio sąveikos efektai turi teigiamą įtaką sugerties koeficientui esant dideliame žadinimo intensyvumui (2.14 pav. a). Tačiau, dėl jonų tarpusavio sąveikos, silpno signalo stiprinimo koeficientas gaunamas mažesnis (2.14 pav. b). Šis skirtumas (santykis) didėja, didėjant legiravimo laipsniui. Bet kokiame atveju, tendencija, jog sugertis ir stiprinimas didėja, didėjant legiravimo laipsniui, išlieka. Plonų legiruotų sluoksnių atveju tai yra svarbu. Tačiau legiravimo laipsnio didinimas gali kelti problemų dėl didėjančio šilumos išsiskyrimo. Išsiskiriančios šilumos santykio su sugerta galia priklausomybė pavaizduota 2.14 pav. c. Šiame grafike punktyrinė linija rodo šilumos dalį, jei šiluma išsiskirtų tik dėl kvantinio defekto, kuris yra 24%, žadinančios spinduliuotės bangos ilgis yra 808nm. Nors 0.5at.% legiravimo

laipsnis gali būti laikomas mažu, 2.14 pav. c grafike matomas didesnis šilumos išsiskyrimas yra dėl padarytos prielaidos, jog žadinimo kvantinis efektyvumas yra $\eta_{QE} = 0.9$, nepriklausomai nuo legiravimo laipsnio.



2.14 pav. Sugerties koeficiento (a), silpno signalo stiprinimo koeficiento (b) ir šilumos dalies nuo sugertos galios priklausomybės nuo žadinimo intensyvumo esant skirtingiems legiravimo laipsniams. Punktyrinė linija rodo rezultatus nevertinant jonų tarpusavio sąveikos.

Kai turime ne tik žadinimo bet ir stiprinamą signalą, išsiskiriančios šilumos dalies nuo sugertos galios priklausomybė pavaizduota 2.15 pav. Iš šio grafiko matome, jog didėjant signalui, šilumos išsiskyrimas mažėja. Tai paaiškina „šilumos išnešimo“ efektą, kai esant lazerio generacijai ar stiprinamam pluoštui, lazeriniame Nd:IAG elemente stebimas sumažėjęs šiluminis lęšis. Atsižvelgiant į tai, kai lazerio rezonatoriuje yra Nd:IAG elementas su dideliu legiravimo laipsniu, patartina naudoti mažesnio skaidrumo išvadinį veidrodį, taip padidinant lazerinės spinduliuotės intensyvumą rezonatoriaus viduje ir sumažinant šilumos išsiskyrimą aktyviajame elemente.



2.15 pav. Išsiskiriančios šiluminės galios ir sugertos kaupinimo galios santykio priklausomybė nuo žadinančios ir signalinės (stiprinamos) spinduliuotės intensyvumo.

2.4 Šilumos srautų ir deformacijų skaičiavimai

Kadangi žadinimo zonose aktyviojoje terpėje išsiskiria šiluma, tai kelia terpės temperatūrą. Dėl susidariusių temperatūros gradientų, atsiranda šilumos srautai, kurie pasiskirsto sistemoje. Temperatūros pasiskirstymo medžiagoje įvertinimas yra svarbus todėl, kad nuo temperatūros priklauso medžiagos optinės ir mechaninės savybės, kurios savo ruožtu įtakoja lazerinių pluoštų sklaidimą jose. Svarbiausi temperatūriniai efektai yra medžiagos lūžio rodiklio priklausomybė nuo temperatūros dn/dT ir medžiagos šiluminis plėtimasis kuris, esant nevienalyčiam temperatūros pasiskirstymui, sukelia įtempimus ir mechanines medžiagos deformacijas.

Bendru atveju, šilumos laidumo lygtis homogeninei medžiagai, yra:

$$\frac{\partial T(x,y,z,t)}{\partial t} - \nabla[\alpha(T)\nabla T(x,y,z,t)] + \frac{1}{c_p\rho}Q(x,y,z,t) = 0, \quad (2.35)$$

kur $T(x,y,z,t)$ yra temperatūros skirstinys, priklausantis nuo laiko, $\alpha = k/c_p\rho$ – šilumos difuzijos koeficientas, k – šilumos laidumo koeficientas, c_p – specifinė šiluminė talpa, ρ – medžiagos tankis ir Q – šilumos šaltinio tankis.

Esant nuostovioms sąlygoms ($\partial T/\partial t = 0$), iš (2.35) gauname stacionarią šilumos laidumo lygtį:

$$-\nabla[k(T)\nabla T(x, y, z)] + Q(x, y, z) = 0. \quad (2.36)$$

Bendru atveju, uždavus kraštines sąlygas, analitiškai tokias lygtis spręsti yra sudėtinga ar net neįmanoma, todėl dažnai pasitelkiami programiniai paketai, kurie tokius uždavinius skaitmeniškai sprendžia taikydami baigtinių elementų analizės metodus [34].

Šiame darbe buvo naudojamas COMSOL Multiphysics® programinis paketas, skaičiuojantis temperatūros pasiskirstymą užduotai konfigūracijai, kuri gali būti sudaryta iš įvairių medžiagų su reikiamomis kraštinėmis sąlygomis. Taip pat, turint temperatūros pasiskirstymą medžiagose, galima suskaičiuoti dėl šiluminio plėtimosi susidarančius įtempimus ir dėl to atsirandančias paviršių deformacijas.

Bendru atveju, medžiagų parametrai (šilumos laidumo koeficientas, šiluminio plėtimosi koeficientas, Jungo modulis, Puasono koeficientas ir kt.) yra anizotropiniai (skirtingi įvairiomis kryptimis) ir priklauso nuo temperatūros. Šiame darbe buvo laikoma jog medžiagos yra izotropinės.

Kristalų (pvz. IAG) šilumos laidumo koeficiento priklausomybę nuo temperatūros galima aproksimuoti formule [35-37]:

$$k(T) = k_0 \frac{T_0}{T}, \quad (2.37)$$

kur k_0 yra šilumos laidumo koeficientas, esant temperatūrai T_0 .

Kai temperatūros pokyčiai yra nedideli, galima laikyti jog šilumos laidumo koeficientas yra konstanta k . Tada (2.36) lygtis tampa tiesine:

$$-k\nabla^2 T(x, y, z) + Q(x, y, z) = 0. \quad (2.38)$$

Termo-elastiniai IAG parametrai nagrinėjami [38,39]. Šių straipsnių rezultatus naudoja Comsol Multiphysics programinis paketas, kai užduodama jog deformacijos būtų skaičiuojamos atsižvelgiant į termo-elastinių koeficientų priklausomybes nuo temperatūros. Šiame darbe daugeliu atvejų buvo laikoma, jog termo-elastiniai medžiagų parametrai nuo temperatūros nepriklauso.

2.4.1 Temperatūros pasiskirstymo ir deformacijų skaičiavimas tiesiniu atveju

Temperatūros pasiskirstymo, o po to deformacijų skaičiavimas baigtinių elementų analizės būdu yra daug kompiuterio resursų reikalaujantis procedūras. Pavieniams skaičiavimams, siekiant rezultatų tikslumo, tai yra priimtina. Tačiau kai norima tik įvertinti pokyčius esant skirtingiems šilumos šaltiniams (pvz. kaupinančio pluošto skirstinio pokyčiai), kiekvieno atvejo perskaičiavimas yra nepraktiškas.

Jei analizuojama sistema yra tiesinė (pasižymi homogeniškumo, adityvumo ir postūmio invariantiškumo savybėmis), tada pakanka tik vieną kartą suskaičiuoti temperatūros ir deformacijų skirstinius naudojant baigtinių elementų analizės metodą.

Homogeniškumo ir adityvumo sąlygos išpildomos, kai laikoma, jog medžiagos parametrai (šilumos laidumo koeficientas, šiluminio plėtimosi koeficientas, Jungo modulis, Puasono koeficientas ir kt.) nuo temperatūros nepriklauso. Siekiant išpildyti postūmio invariantiškumo sąlygą, reikia daryti prielaidą, jog elementas yra begalinis plonojo aktyvaus sluoksnio plokštumoje. Nors ši sąlyga realiu atveju nėra tenkinama, tačiau tipiniu atveju, kai šilumos šaltinis yra kelis kartus mažesnis už sistemos skersinius matmenis, rezultatai dideliu tikslumu sutampa.

Turint tiesinę sistemą, jai galima taikyti tiesinių sistemų atsako į signalą analizės metodus [40,41]. Tai reiškia, jog pakanka suskaičiuoti sistemos atsaką į Dirako delta funkciją (signalą), o vėliau nesunkiai suskaičiuoti sistemos atsaką į pasirinktą signalą (šilumos tankio skirstinį) nebenaudojant daug resursų reikalaujantis baigtinių elementų analizės. Kaip žinoma, tiesinės sistemos atsakas į pasirinktą signalą yra to signalo ir sistemos atsako į Dirako delta funkciją sąsūka (konvoliucija):

$$F = f * \Delta, \quad (2.39)$$

kur F yra sistemos atsakas į signalą, f – signalas ir Δ – sistemos atsakas į Dirako delta funkciją (signalą).

Siekiant dar labiau supaprastinti skaičiavimus, buvo padaryta dar viena prielaida: buvo laikoma, jog šilumos šaltinis aktyvioje zonoje z kryptimi (per visą storį) yra vienodas. Tokia prielaida plonų aktyvių sluoksnių atveju yra teisinga su dideliu tikslumu ir paprastai nėra vertinama, kaip šilumos šaltinis kinta z kryptimi [10,18,42-44]. Ši aproksimacija įgalina skaičiavimus atlikti dvimatėje erdvėje vietoje trimatės.

Izotropinės ir invariantinės postūmiui (xy plokštumoje) sistemos atsakas į Dirako delta funkciją pasižymi radialine simetrija. Sistemos, turinčios radialinę simetriją, skaičiavimas baigtinių elementų analizės metodu duoda tikslesnį rezultatą, o taip pat reikalauja mažiau kompiuterio resursų. Tačiau yra keletas ypatybių, į kurias reikia atsižvelgti prieš generuojant sistemos atsako į „delta signalą“ masyvą.

Skaičiuojant sistemos atsaką į Dirako delta funkciją, baigtinių elementų analizės programai reikėtų užduoti begalo mažą ir begalo stiprų šiluminį šaltinį. To padaryti negalima. Tačiau atsižvelgiant, jog toliau skaičiavimai atliekami su diskretiniais signalais (skirstiniai aprašomi masyvais), Dirako delta funkciją galima pakeisti į Kronekerio delta funkciją, kuri yra baigtinių matmenų ir baigtinės amplitudės, ką galima įvesti į baigtinių elementų analizės programą. Siekiant neprarasti skaičiavimų rezultatų skyros (rezoliucijos), reikia, jog mažo (geometrine prasme) signalo g , imituojančio Kronekerio delta funkciją, dydis nebūtų didesnis už vėliau naudojamų masyvų vieno elemento dydį. Tai nėra būtina sąlyga, bet pasirinkus per didelį „mažą“ signalą, sumažės skaičiavimų rezultatų skyra (duomenys bus glotnesni). Tą galima numatyti pasinaudojus sąsūkos asociatyvumo savybe:

$$F_G = f * G = f * (g * \Delta) = (f * \Delta) * g = F * g, \quad (2.40)$$

kur F_G yra suskaičiuotas sistemos atsakas į signalą, f – signalas, G – sistemos atsakas į „mažą“ signalą g , Δ – sistemos atsakas į Dirako delta funkciją ir F – tikras sistemos atsakas į signalą. Kaip matome, suskaičiuotas sistemos atsakas į signalą yra tikrojo sistemos atsako ir „mažo“ signalo sąsūka. Diskretinio skaičiavimo atveju tai reiškia, jog jei „mažas“ signalas yra mažesnis už

naudojamų masyvų Kronekerio delta funkciją, gausime tokį patį (tikrąjį) rezultatą. Priešingu atveju, rezultatas bus „užglotnintas“.

Reikia atkreipti dėmesį, jog dvimačiu masyvu yra aprašomas stačiakampis (kvadratinis) plotas. Plotas, aprašomas vienu masyvo elementu, taip pat yra kvadratinis. Tuo tarpu, skaičiuojant sistemos atsaką į delta funkciją, naudojama radialinė simetrija kas reiškia jog rezultatas yra funkcija nuo spindulio $f(r)$ (vienmatis masyvas). Todėl reikia atitinkamai sugeneruoti dvimatį masyvą pagal gautą vienmatį masyvą. Analitiniu atveju tai reikštų perėjimą iš polinės koordinačių sistemos į Dekarto koordinačių sistemą. Analitiniu atveju toks pakeitimas yra paprastas ir tikslus, tačiau diskretiniu atveju iškyla papildomų sunkumų, susijusių su tuo, jog masyvo elementas aprašo baigtinį plotą.

Problematikos pavaizdavimui, paimta funkcija:

$$f(r) = \begin{cases} \frac{5}{\pi}(1 - \sqrt{r}), & \text{kai } 0 \leq r \leq 1 \\ 0, & \text{kai } r > 1 \end{cases}. \quad (2.41)$$

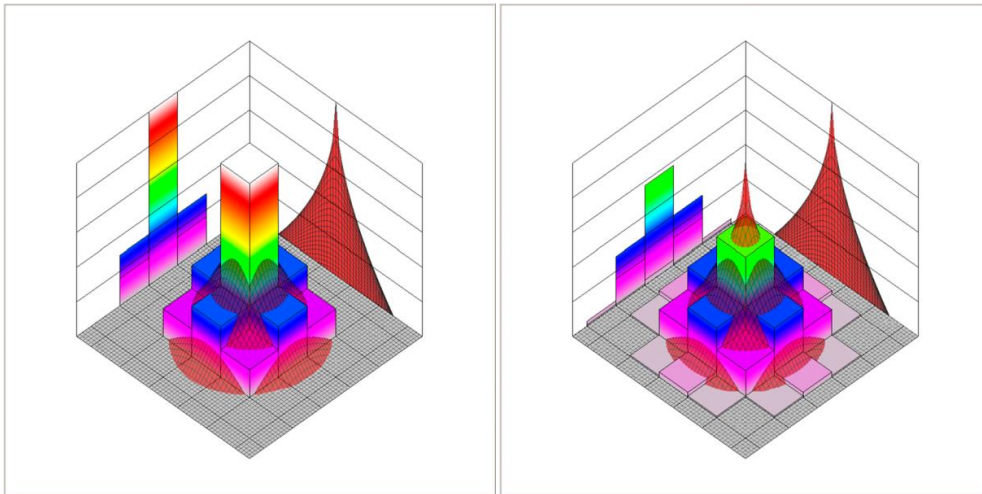
Radialinės simetrijos atveju, tokios dvimatės funkcijos integralas yra lygus 1. Tarkime, jog norime sugeneruoti masyvą, kurio vieno elemento dydis yra 0.5×0.5 . Kai masyvų vertės tiesiogiai paimamos pagal jų koordinates, masyvo elementų suma (diskretinis integralas) bus:

$$0.5^2 \cdot \sum_l \sum_m f\left(\sqrt{(0.5l)^2 + (0.5m)^2}\right) \approx 1.117, \quad (2.42)$$

kur l ir m yra reliatyvūs (centro atžvilgiu) masyvo indeksai, funkcija $f(r)$ yra (2.41) funkcija, o daugiklis 0.5^2 yra vieno masyvo elemento plotas. Vaizdžiai toks masyvas parodytas 2.16 pav. a. Matome, jog toks masyvo generavimas yra netinkamas.

Teisingas masyvo generavimas yra tada, kai masyvo elemento vertė yra funkcijos integralas, apribotas to masyvo elemento matmenimis. Tokiu principu sugeneruotas masyvas pavaizduotas 2.16 pav. b. Skaitmeniškai tokia procedūra įgyvendinama skaidant masyvo elementą į smulkesnius elementus ir juos sumuojant, neužmirštant padauginti iš tų smulkesnių elementų ploto. Natūralu, jog smulkesnis skaidymas duoda tikslesnį rezultatą. Tai savo ruožtu reikalauja, jog baigtinių elementų analizės programos sugeneruotas vienmatis

masyvas būtų pakankamos skyros (rezoliucijos) arba/ir reikia pasitelkti tinkamus interpoliacijos algoritmus.



2.16 pav. Masyvai sugeneruoti pagal (2.41) funkciją: a) kai masyvo elemento vertė suskaičiuojama pagal jo koordinates; b) kai masyvo elemento vertė skaičiuojama pagal funkcijos integralą to elemento apribotam plote.

Turint dvimačio masyvo pavidalu sugeneruotą nagrinėjamos sistemos atsaką į mažą (geometrines prasme) signalą, sistemos atsakas į pasirinktą signalą (šilumos šaltinio skirstinį) gaunamas atlikus signalo ir atsako į „mažą“ signalą sąsūką (konvoliuciją). Paprastai sąsūka atliekama sudauginant masyvų Furjė spektrus, nes tai leidžia išnaudoti greitosios Furjė transformacijos efektyvumą. Tik reikia atkreipti dėmesį, jog dviejų masyvų sąsūkos rezultatas yra masyvas, kurio dydis yra tų masyvų dydžių suma. Todėl, prieš atliekant Furjė transformacijas, reikia atitinkamai padidinti masyvus, užpildant nuliais.

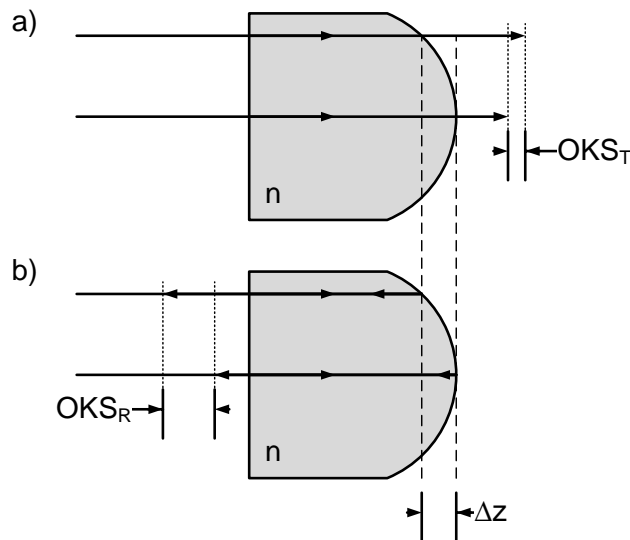
2.5 Optinės aberacijos

Lazerio pluoštui sklindant terpe, kurioje temperatūra yra pasiskirsčiusi nevienodai, dėl termo-optinio efekto sąlygotos lūžio rodiklio variacijų, skirtingos pluošto dalys nueina skirtingą optinį kelią. Taip pat optinį kelią keičia paviršius, kuriuos kerta ar nuo jų atsispindi optinis pluoštas, deformacija. Skirtingoms lazerio pluošto dalims susidaręs optinis kelių skirtumas (OKS) keičia to pluošto bangos fazes, sąlygodamas bangos fronto iškraipymus (aberacijas). Dažniausiai bangos fronto iškraipymas sąlygoja lazerio pluošto

fokusuojamumo (kokybės) pokyčius ir, deja, labai retai į gerąją pusę. Todėl svarbu yra įvertinti naudojamų lazerio elementų optines savybes bangos fronto iškraipymo atžvilgiu.

Paprastai didelio tūrio lazeriniuose elementuose (pvz. strypo ar plokštės tipo geometrijos), įvertinus paviršių deformacijas (dėl šiluminio plėtimosi), priedėlis prie dėl termo-optinio efekto sąlygotos OKS yra santykinai nedidelis ir dažnai apsiribojama OKS skaičiavimu tik dėl termo-optinio efekto [45-49]. Tuo tarpu disko geometrijos atveju, paviršių deformacijos (ypač atspindinčio paviršiaus) yra labai svarbūs [18,43,50,51].

Atspindinčio paviršiaus deformacijos įtaka optinių kelių skirtumui, lyginant su skaidraus paviršiaus deformacijos įtaka OKS, galima pailustruoti suskaičiavus abu atvejus (2.17 pav.).



2.17 pav. Optinių kelių skirtumo (OKS) palyginimas esant tai pačiai paviršiaus deformacijai: a) pralaidumo geometrija; b) atspindžio geometrija.

Optinių kelių skirtumas, esant pralaidumo geometrijai:

$$OKS_T = n\Delta z - \Delta z = \Delta z(n - 1), \quad (2.43)$$

kur n yra medžiagos lūžio rodiklis (aplinkos lūžio rodiklis 1), o Δz – geometrinis terpės pailgėjimas (deformacija). Tuo tarpu atspindžio geometrijos atveju:

$$OKS_R = 2n\Delta z. \quad (2.44)$$

Taigi, jei medžiagos lūžio rodiklis yra 1,5, optinis kelių skirtumas atspindžio geometrijos atveju yra net 6 kartus didesnis lyginant su pralaidumo geometrijos atveju. Į tai nebuvo atsižvelgta [11] straipsnyje, kur autorius diskinio elemento paviršių deformacijų įtaką vertino pralaidumo geometrijoje.

Termo-optinio efekto įtaka optiniam keliui skaičiuojama integruojant lūžio rodiklio vertes išilgai spindulio sklaidimo ašies:

$$s_{opt} = \int_0^l n(T) ds, \quad (2.45)$$

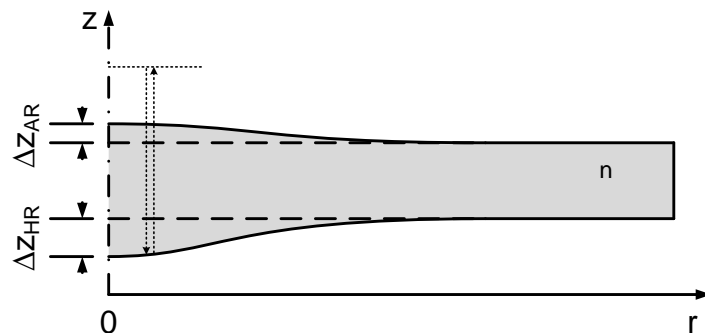
kur s_{opt} yra optinis kelias, $n(T)$ – medžiagos lūžio rodiklis, priklausantis nuo temperatūros ir l – spindulio nueitas geometrinis kelias. Kai termo-optinis koeficientas nuo temperatūros nepriklauso, medžiagos lūžio rodiklio priklausomybė nuo temperatūros yra:

$$n(T) = n_0 + \frac{dn}{dT} (T - T_0), \quad (2.46)$$

kur n_0 yra medžiagos lūžio rodiklis esant temperatūrai T_0 , o $\frac{dn}{dT}$ yra termo-optinis koeficientas. Pastarąją lygtį įstačius į (2.45) ir pažymėjus $\Delta T = T - T_0$, gausime optinio kelio skirtumą dėl pasikeitusios temperatūros medžiagoje:

$$OKS_{temp} = \frac{dn}{dT} \int_0^l \Delta T ds. \quad (2.47)$$

Plonojo disko atveju, kai lazerio spindulys krenta statmenai disko plokštumai, vertinant deformacijų įtaką OKS, reikia įskaičiuoti abiejų paviršių deformacijas (2.18 pav.).



2.18 pav. Optinių kelių skirtumo dėl deformacijų skaičiavimo schema.

Pagal (2.43) ir (2.44) lygtis, atsižvelgiant, jog spindulys po atspindžio grįžta atgal, galime užrašyti tokią optinių kelių skirtumo deformuotam diskui lygtį:

$$OKS_{def} = 2(\Delta z_{AR}(n - 1) - \Delta z_{HR}n), \quad (2.48)$$

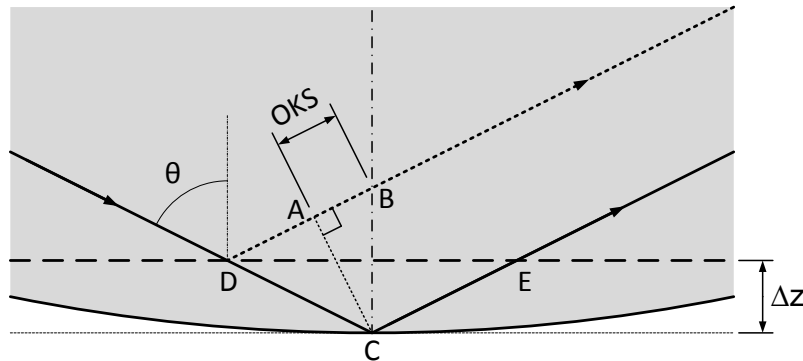
kur Δz_{AR} yra skaidraus paviršiaus santykinis poslinkis, o Δz_{HR} – atspindinčio paviršiaus santykinis poslinkis.

Apjungę (2.47) ir (2.48) lygtis, gauname disko geometrijos elemento, kai spindulys krenta statmenai disko plokštumai, optinių kelių skirtumo priklausomybę nuo spindulio r :

$$OKS(r) = 2 \left((n - 1)\Delta z_{AR}(r) - n\Delta z_{HR}(r) + \frac{dn}{dT} \int_0^D \Delta T(r, z) dz \right), \quad (2.49)$$

kur temperatūros integravimas atliekamas, laikant jog atspindinčio paviršiaus z koordinatė yra 0, o skaidraus paviršiaus – D (D storio diskas).

Kai turime plokštės tipo konfigūraciją, kur lazerio pluoštas krinta kampu į atspindintį paviršių, OKS skaičiavimas dėl termo-optinio koeficiento išlieka toks pats, kaip aprašo (2.47) lygtis (integruojama pagal spindulio kelią). Tuo tarpu atspindinčio paviršiaus deformacijos įtaka turi kiek kitokį pobūdį. OKS dėl deformacijos skaičiavimo geometrija parodyta 2.19 pav.



2.19 pav. OKS dėl atspindinčio paviršiaus deformacijos skaičiavimas, kai spindulys krenta kampu į paviršių.

Skaičiuojant OKS dėl paviršiaus deformacijos, kai spindulys krenta kampu, kartais daroma klaida (pvz.: [52]), kai OKS laikomas spindulio nueitas kelias DCE (2.19 pav.). Tai nėra teisinga, nes pagal 2.19 pav. pavaizduotą brėžinį, vienodos fazės taškai yra B ir C. Atsižvelgus į atspindėto spindulio kryptį, fazės vėlavimas yra atkarpa AB. Taigi geometrinis kelių skirtumas, susidaręs atspindinčiai plokštumai pasislinkus atstumu Δz yra:

$$OKS = AB = BC \cdot \cos(\angle ABC) = 2 \cdot \Delta z \cdot \cos(\theta), \quad (2.50)$$

kur θ yra kritimo kampas. Įprastai deformacijos būna kelių mikrometrų eilės, o lazerio pluoštai šimtų mikrometrų ar milimetrų eilės, todėl spindulio postūmio

pagal jo skersinę koordinatę galime nepaisyti. Atsižvelgę, jog spindulys sklinda medžiagoje su lūžio rodikliu n , susidariusį optinį kelių skirtumą dėl paviršiaus deformacijos (poslinkio) gauname:

$$OKS_{def} = 2 \cdot n \cdot \Delta z \cdot \cos(\theta) . \quad (2.51)$$

2.6 Aberacijų vertinimo metodika

Turint suskaičiuotą (ar išmatuotą) lazerio pluošto patiriamą OKS pasiskirstymą paprastai yra sunku pasakyti, kokią įtaką tai padarys lazerio pluošto sklidimo parametrams. Difrakciškai riboto pluošto atveju, pasikeitęs bangos frontas paprastai reiškia pluošto sklidimo faktoriaus M^2 padidėjimą. Difrakciškai riboto pluošto sklidimo faktorius nepasikeičia tik vienu atveju – kai bangos fronto pokytis atitinka parabolinę funkciją. Šiuo atveju pasikeičia tik pluošto skėstis, tačiau fokusuojamumas išlieka nepakitęs. Todėl dažnai, bandant įvertinti aberacijų mastą, gautas OKS išskiriamas į dvi dalis: parabolinę ir tai kas liko [5]. Literatūroje kartais sutinkama ir kitokia terminologija – atskyrimas į sferinę ir asferinę komponentes [35,50]. Praktiškai tai reiškia tą patį ir atskyrimas vykdomas tokiu pačiu būdu – aproksimuojant paraboline funkcija. Tai kas lieka atmetus parabolinę dalį, laikoma jog gadina pluošto fokusuojamumą. Paprastai apsiribojama tik neparabolinės dalies OKS kitimo diapazono paskaičiavimu, naudojant šią vertę kaip aberacijų lygio rodiklį [5,35,50].

Tačiau toks aberacijų vertinimas turi bent du esminius trūkumus. Visų pirma, aproksimacija paraboline funkcija nėra vienareikšmė ir priklauso nuo pasirinkto aproksimacijos algoritmo bei nuo srities, kuriai taikoma aproksimacija. Nuo to priklauso, koks bus gautas neparabolinės dalies OKS kitimo diapazonas ir netgi pats pasiskirstymas. Tokį atvejį galima pailiustruoti [5] straipsniu, kur autorius tam pačiam išmatuotam bangos frontui pritaikė skirtingas paraboles ir atitinkamai skirtingai apibūdino gautus rezultatus. Kitas trūkumas yra tai, jog turint du skirtingus neparabolinės dalies OKS kitimo pasiskirstymus su vienodu OKS kitimo diapazonu, negalime teigti, jog jie turės

tą pačią įtaką lazerio pluoštui. Taigi nors toks skaičiavimas dalinai parodo aberacijų pobūdį, tačiau nesuteikia galimybės palyginti skirtingus OKS pasiskirstymus.

Mūsų siūlomas aberacijų vertinimo būdas yra atspindėto difrakciškai riboto pluošto sklidimo parametro M^2 suskaičiavimas. Toks būdas automatiškai vertina tik neparabolinę bangos fronto dalį, nes parabolinė dalis neįtakoja M^2 parametro. Analogiškai parabolinės aproksimacijos atvejui, aberacijų įvertinimas priklauso nuo analizuojamos srities dydžio pasirinkimo, tik šiuo atveju srities dydį apsprendžia pasirinktas Gauso pluošto skersmuo. Nors tai gali pasirodyti kaip analogiškas trūkumas, žvelgiant iš praktinės pusės tai suteikia naudingos informacijos, kai yra vertinamas optimalus pluošto dydis, siekiant neviršyti pasirinktos atspindėto pluošto sklidimo parametro vertės. Taip pat šiuo atveju išvengiama daugiaprasmiškumo, kai parabolinės dalies nustatymas priklauso dar ir nuo naudojamo aproksimacijos algoritmo.

Gana dažnai, pavyzdžiui projektuojant lazerio rezonatorių, parabolinė OKS dalis taip pat yra svarbi, nes nusako susidariusio šiluminio lęšio stiprumą. Pasiūlytas aberacijų vertinimo metodas šio parametro įvertinti negali. Kita vertus, parabolinės aproksimacijos metodas taip pat vienareikšmiškai negali įvertinti šio parametro dėl priklausomybės nuo analizuojamos srities ir aproksimacijos algoritmo.

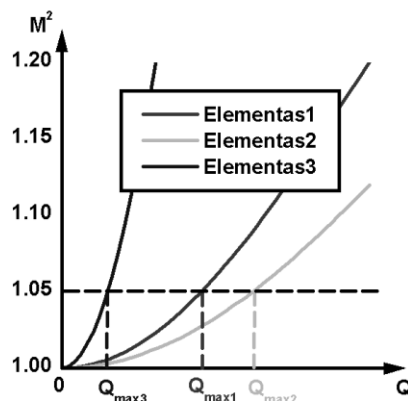
Pasinaudojant mūsų siūlomo aberacijų vertinimo algoritmo reikalavimu apibrėžti krentančio Gauso pluošto dydį, buvo sugalvotas ir efektyviosios parabolinės dalies nustatymo algoritmas. Iš principo tai yra vienas iš parabolinės aproksimacijos algoritmų, tiesiog šiuo atveju turimas OKS skirstinys aproksimuojamas paraboloidu su svertiniais koeficientais, kurie yra proporcingi užduoto Gauso pluošto intensyvumui atitinkamuose taškuose. Kadangi difrakciškai riboto Gauso pluošto skirstinys turi radialinę simetriją, svertiniai koeficientai κ priklauso tik nuo atstumo nuo centro:

$$\kappa(r) = r \cdot G(r), \quad (2.52)$$

kur $G(r) = I_0 \cdot \exp(-r^2/w^2)$ yra zonduojančio pluošto intensyvumo skirstinio Gauso funkcija.

Šis efektyviosios parabolinės dalies nustatymo metodas buvo tikrinamas skaičiuojant Gauso pluošto su iškraipytu bangos frontu, iš kurio atimta parabolinė dalis, sklidimą. Visais atvejais buvo gauta, jog taip „paveiktas“ pluoštas yra kolimuotas – pluošto sąsmaukos padėtis yra toje pačioje plokštumoje, kurioje buvo atimta parabolinė bangos fronto dalis. Nors šis parabolinės dalies (efektyvaus lęšio) skaičiavimo metodas turi potencialą lazerinių sistemų analizėje, šiame darbe jis detaliau nebuvo nagrinėjamas.

Grįžtant prie analizuojamų disko tipo elementų su nelegiruotu sluoksniu tarpusavio palyginimo, tiesioginis atspindėto pluošto M^2 parametro suskaičiavimas ne visada yra patogus analizuojant priklausomybes nuo tokių parametrų, kaip kaupinančio pluošto (šilumos šaltinio) ar zonduojančio spindulio dydžių. Paprastai nepatogumas kyla tada, kai esant užduotam šilumos šaltinio tankiui M^2 parametras yra artimas vienetui. Siekiant išvengti šio nepatogumo, buvo įvestas netiesioginis parametras Q_{max} , kuris parodo prie kokio šilumos šaltinio galios tankio atspindėto pluošto sklidimo parametras M^2 pasiekia nustatytą vertę. Šio parametro nustatymo principas pavaizduotas 2.20 pav., kur linijos vaizduoja tipines atspindėto Gauso pluošto M^2 parametro priklausomybes nuo šilumos šaltinio galios tankio.



2.20 pav. Tipinės M^2 parametro priklausomybes nuo šilumos šaltinio galios tankio ir Q_{max} parametro nustatymo principas.

Padarius prielaidą, jog aktyvios terpės sugerties ir stiprinimo savybės nepriklauso nuo temperatūros ir įtempimų medžiagoje, ant plono disko esančio nelegiruoto sluoksnio palyginamoji įtaka gali būti vertinama pagal Q_{max} parametą. Praktiniu požiūriu, šis Q_{max} parametras nusako kiek šilumos, kuri paprastai yra proporcinga kaupinimo galiai, gali išsklaidyti analizuojamas elementas, neviršijant užduotos atspindėto Gauso pluošto sklidimo parametro M^2 vertės.

Svarbu paminėti, jog šis parametras priklauso nuo šilumos šaltinio ir zonduojančio pluošto dydžių. Todėl skirtingi analizuojami elementai turi būti lyginami prie tokių pačių šiluminio šaltinio ir zonduojančio pluošto parametų.

2.7 Lazerio pluošto parametų skaičiavimas

2.7.1 Koherentinio pluošto sklidimo skaičiavimas

Nors klasikiniu atveju šviesos bangos yra aprašomos kaip skersinės elektromagnetinės bangos, daugeliui reiškinį aprašyti naudojamos ne pilnai vektorinės, o skaliarinės bangos lygtys. Laisvoje erdvėje skaliarinė bangos lygtis:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}, \quad (2.53)$$

šioje lygtyje ψ yra elektrinio arba magnetinio lauko dedamoji; x , y , z – koordinatės, c – šviesos greitis ir t – laikas. Monochromatinei koherentinei bangai galime užrašyti:

$$\psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z, 0)e^{-i\omega t}. \quad (2.54)$$

Įstačius šią lygtį į bangos lygtį (2.53) gauname Helmholco lygtį:

$$\frac{\delta^2 \psi}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 \psi}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 \psi}{\delta z^2} = -k^2 \psi, \quad (2.55)$$

kur $\omega/k = c$.

Tarkime, kad banga sklinda beveik lygiagrečiai z ašiai, tada

$$\psi(x, y, z, 0) = f_z(x, y)e^{ikz}, \quad (2.56)$$

kur $f_z(x, y)$ yra lėtai kintanti funkcija nuo z .

Įstačius (2.56) į Helmholco lygtį (2.55), gauname:

$$e^{ikz} \left[\frac{\delta^2 f_z}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 f_z}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 f_z}{\delta z^2} + 2ik \frac{\delta f_z}{\delta z} - k^2 f_z \right] = -k^2 f_z e^{ikz} . \quad (2.57)$$

Paraksialinio artinio atveju galima atmesti $\delta^2 f_z / \delta z^2$, kadangi f_z lėtai kinta nuo z . Atsižvelgiant į tai, gauname paraksialinės bangos lygtį:

$$\frac{\delta^2 f_z}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 f_z}{\delta y^2} + 2ik \frac{\delta f_z}{\delta z} = 0 . \quad (2.58)$$

Jei žinome pradinę funkciją $f_{z_1}(x, y)$, pastarosios diferencialinės lygties sprendinys duoda amplitudės skirstinį atstumu $z = z_2$.

Paraksialinės bangos lygti lengviausia spręsti pasitelkiant dvimates Furjė transformacijas. Bendru atveju dvimatės funkcijos $g(x, y)$ Furjė transformacija yra:

$$G(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} g(x, y) \exp[-i2\pi(ux + vy)] dx dy . \quad (2.59)$$

Atitinkamai atvirkštinė Furjė transformacija:

$$g(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} G(u, v) \exp[+i2\pi(ux + vy)] du dv . \quad (2.60)$$

Grįžkime prie paraksialinės bangos lygties (2.58). Tegul $F_z(u, v)$ yra funkcijos $f_z(x, y)$ dvimatė Furjė transformacija. Tada paraksialinės bangos lygties Furjė transformacija yra:

$$(i2\pi u)^2 F_z + (i2\pi v)^2 F_z + 2ik \frac{\delta F_z}{\delta z} = 0 \quad (2.61)$$

Arba

$$\frac{\delta F_z}{\delta z} = \left(\frac{2\pi^2}{ik} \right) (u^2 + v^2) F_z(u, v) \quad (2.62)$$

Suintegravę (2.62) lygtį gauname:

$$F_z(u, v) = F_0(u, v) \exp \left[-\frac{i2\pi^2}{k} (u^2 + v^2) z \right] . \quad (2.63)$$

Antrąjį daugybos narį pažymėjus

$$H(u, v) = \exp[-i2\pi^2(u^2 + v^2)z/k] , \quad (2.64)$$

gauname jog bangos lygties, atstumu z , Furjė transformacija yra pradinės bangos lygties Furjė transformacijos ir papildomos funkcijos $H(u, v)$ sandauga:

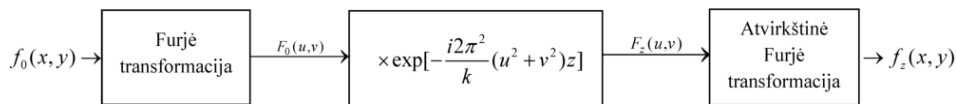
$$F_z(u, v) = F_0(u, v) H(u, v) . \quad (2.65)$$

Nors matematinio požiūriu bangos sklidimo lygties sprendimas neužbaigtas, tačiau pastarųjų lygčių pakanka skaitmeniškai skaičiuojant pluošto

kompleksinės amplitudės skirstinio kitimą priklausomai nuo nusklisto atstumo. Todėl toliau į analitinę matematiką nebesigilinsime, o pereisime prie skaitinio modeliavimo.

Aprašant bangos kompleksinių amplitudžių skirstinį pasirinktoje plokštumoje sudaromas kompleksinių skaičių masyvas $A[l, m]$, kur l ir m yra masyvo elementų indeksai (indeksuojant nuo nulio). Kompleksiniai skaičiai reikalingi, nes svarbu aprašyti ne tik amplitudę, bet ir fazę. Masyvo dydis (elementų skaičius) priklauso nuo pasirinkto aprašomo ploto ir elementų dydžio. Natūralu, jog didesnis masyvas (mažesni elementai) tiksliau aprašo lazerio pluošto skirstinį, tačiau reikia atsižvelgti į skaičiavimo resursus, kurie paprastai ir riboja naudojamų masyvų dydžius.

Turint masyvą, aprašantį pluošto kompleksinių amplitudžių skirstinį, galima suskaičiuoti skirstinį plokštumoje, esančioje z atstumu nuo pradinės plokštumos $A_z[l, m]$. Atsižvelgiant į (2.65) skaičiavimo procedūra yra paprasta: atlikti masyvo Furjė transformaciją, rezultatą padauginti iš fazinio daugiklio (pagal (2.64)) ir atlikti atvirkštinę Furjė transformaciją. Grafiškai tokia procedūra pavaizduota 2.21 pav.

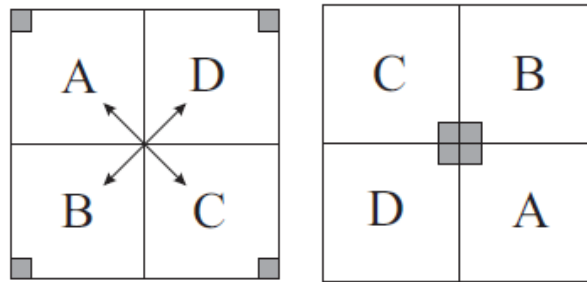


2.21 pav. Pluošto sklaidimo skaičiavimo schema

Daugelis programavimo kalbų turi modulius įgalinančius atlikti Furjė transformacijas, todėl šioje vietoje paprastai klausimų nekyla. Tačiau dažnai iškyla klausimas, kaip teisingai sugeneruoti masyvą su faziniais daugikliais, su kuriais vėliau reikia sudauginti Furjė spektrą.

Visų pirma reikia atkreipti dėmesį, jog (pagal nutylėjimą daugelyje programavimo kalbų) atlikus masyvo Furjė transformaciją, žemo dažnio komponentės yra gauto masyvo kampuose. Tačiau generuojant fazinių daugiklių masyvą yra patogiau, kai žemo dažnio spektrinės komponentės yra masyvo centre. Todėl, jei programavimo kalba tą leidžia, Furjė transformacijas geriau atlikti su masyvo perstūmimu. Priešingu atveju, reikėtų perstumti

sugeneruotą fazinių daugiklių masyvą (kas gali sutaupyti kompiuterio resursų). Vienas iš perstūmimo procedūros variantų pavaizduotas 2.22 pav.



2.22 pav. Masyvo perstūmimo procedūros schema

Tarkime, jog turime kvadratinį $N \times N$ taškų masyvą, kuris aprašo lazerio spindulio intensyvumo skirstinį $D \times D$ plote (čia D – masyvo kraštinės ilgis ilgio vienetais). Jo Furjė transformacija, taip pat bus $N \times N$ taškų masyvas, kur, po perstūmimo, žemi dažniai yra masyvo viduryje. Šiam masyvui reikia sugeneruoti fazinių daugiklių masyvą. Pagal (2.64), įstačius $k = 2\pi/\lambda$ ir atsižvelgiant į skaitmeninės Furjė transformacijos savybes, galime užrašyti formulę, pagal kurią sugeneruojamas fazinių daugiklių masyvas:

$$H[l, m] = \exp \left[-i \frac{\pi \lambda z}{D^2} ((l - N/2)^2 + (m - N/2)^2) \right], \quad (2.66)$$

kur l ir m yra masyvo indeksai (pradedant nuo nulio), λ – lazerio bangos ilgis, z – nusklistas atstumas (atstumas iki dominančios plokštumos), D – masyvo, kuriam atlikta Furjė transformacija, kraštinės ilgis ir N – masyvo dydis. Kadangi N gali būti ir nelyginis skaičius, o (2.66) formulėje $N/2$ žymi masyvo vidurį, tai nelyginio masyvo dydžio atveju reikia apvalinti į didesniąją pusę. Priklausomai nuo programavimo kalbos darbo pobūdžio su kompleksiniais skaičiais, gali būti pravartu pasinaudoti Eulerio formule:

$$e^{i\phi} = \cos(\phi) + i\sin(\phi). \quad (2.67)$$

Sudauginus masyvus ir atlikus atvirkštinę Furjė transformaciją (jei reikia, prieš tai perstumdžius atitinkamus masyvus), gauname naują kompleksinių amplitudžių skirstinį, atitinkantį skirstinį, esantį z atstumu nuo pradinės plokštumos. Intensyvumo skirstinį gauname amplitudes (kompleksinių amplitudžių modulį) pakėlę kvadratu:

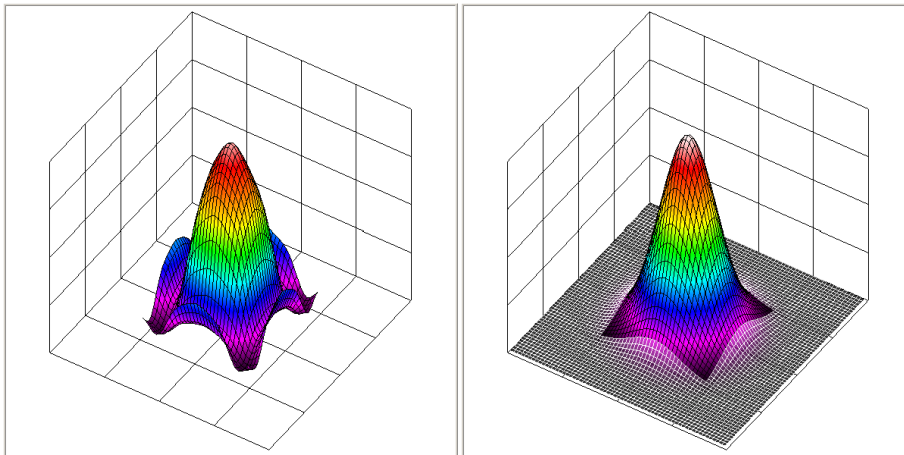
$$I[l, m] = |A[l, m]|^2. \quad (2.68)$$

Apibendrinant, skaitmeniniu atveju, lazerio pluošto, nusklidusio atstumą z nuo pradinės plokštumos, kompleksinių amplitudžių skirstinys:

$$A_z[l, m] = AFT(FT(A[l, m]) \cdot H[l, m]), \quad (2.69)$$

kur FT yra Furjė transformacija, o AFT – atvirkštinė Furjė transformacija.

Viena iš Furjė analizės savybių yra cikliškumas, į kurią reikia atkreipti dėmesį, skaičiuojant lazerinių pluoštų sklidimą. Į tai neatsižvelgiant, gali gautis efektas, jog pluošto dalis, kuri sklisdama išeina iš masyvo ribų, atsiranda kitoje masyvo pusėje, kur interferuoja su tikruoju pluoštu (2.23 pav. a). Siekiant to išvengti, prieš skaičiuojant Furjė transformaciją, reikėtų padidinti masyvo dydį (elementų skaičių), užpildant nuliais. Masyvo padidinimo mastas priklauso nuo pluošto skėsties, tačiau reikia atsižvelgti ir į kompiuterio resursus, nes didesni masyvai reiškia daugiau skaičiavimų. Taip pat svarbu nepamiršti, jog masyvo aprašomo ploto dydis D taip pat pasikeičia. Atlikus skaičiavimus, priklausomai nuo poreikių, gautą masyvą galima apkarpyti, taip imituojant kietą apertūrą, arba naudoti tolimesniems skaičiavimams, atsižvelgiant į tai, jog masyvo dydis D atitinkamai pasikeitęs (2.23 pav. b).



2.23 pav. Suskaičiuotas Gauso pluošto intensyvumo skirstinys, kai sklisdamas jis išsiplečia tiek, jog nebetelpa į jį aprašantį masyvą: a) kai neatsižvelgiama į Furjė transformacijos cikliškumą; b) kai atitinkamai padidinamas pradinis masyvas.

2.7.2 Pluošto diametro skaičiavimas

Populiariausias lazerio pluošto sklidimo parametro M^2 apibrėžimas yra jog M^2 yra skaičius, nurodantis, kiek skiriasi pluošto skėstis lyginant su difrakciškai riboto (Gauso) pluošto skėstimi, esant tam pačiam sąsmaukos

diametriui. Šio apibrėžimo formuluočių yra įvairių ir jos visos reiškia tą patį, tačiau visas jas sieja bendras kintamasis – pluošto diametras, kuris neturi vieningo apibrėžimo ir gali būti skaičiuojamas daugeliu būdų.

Sigmanas (*Siegman*) [53] parodė, jog skaičiuojant pluošto sklaidimo faktorių M^2 , teisingiausia yra skaičiuoti pluošto diametrus antrųjų momentų būdu. Naudojant tokį diametro skaičiavimo būdą, gauname jog hiperbolinis diametro kitimo dėsnis galioja praktiškai visiems pluoštams (net ir nekoherentiniams):

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 + (M^2)^2 \left(\frac{\lambda}{\pi \omega_0} \right)^2 (z - z_0)^2, \quad (2.70)$$

kur $\omega(z)$ yra pluošto diametras, ω_0 – pluošto diametras sąsmaukoje, λ – bangos ilgis ir $(z - z_0)$ – atstumas nuo sąsmaukos. Tuo tarpu esant kitokiems pluošto diametro apibrėžimams, ši sąlyga dažnai netenkinama.

Pagal ISO11146 standartą, stigmatiniams ir paprastiesiems astigmatiniams pluoštams spindulio su intensyvumo skirstiniu $I(x, y)$ diametras x ir y kryptimis užrašomas taip:

$$\omega_{\sigma x} = 2\sqrt{2} \sqrt{(\sigma_x^2 + \sigma_y^2) + \gamma \sqrt{(\sigma_x^2 + \sigma_y^2)^2 + 4(\sigma_{xy}^2)^2}}, \quad (2.71)$$

$$\omega_{\sigma y} = 2\sqrt{2} \sqrt{(\sigma_x^2 + \sigma_y^2) + \gamma \sqrt{(\sigma_x^2 + \sigma_y^2)^2 + 4(\sigma_{xy}^2)^2}}, \quad (2.72)$$

kur

$$\sigma_x^2(z) = \langle x^2 \rangle = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} I(x, y)(x - \bar{x})^2 dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} I(x, y) dx dy}, \quad (2.73)$$

$$\sigma_y^2(z) = \langle y^2 \rangle = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} I(x, y)(y - \bar{y})^2 dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} I(x, y) dx dy}, \quad (2.74)$$

$$\sigma_{xy}^2(z) = \langle xy \rangle = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} I(x, y)(x - \bar{x})(y - \bar{y}) dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} I(x, y) dx dy}, \quad (2.75)$$

$$\gamma = \text{sgn}(\sigma_x^2 - \sigma_y^2) = \frac{\sigma_x^2 - \sigma_y^2}{|\sigma_x^2 - \sigma_y^2|}, \quad (2.76)$$

$$\bar{x} = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} I(x, y)x dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} I(x, y) dx dy}, \quad (2.77)$$

$$\bar{y} = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} I(x, y)y dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} I(x, y) dx dy}. \quad (2.78)$$

Jei spindulys turi apskritiminę simetriją, skaičiuoti diametrą užtenka tik viena kryptimi ir formulės supaprastėja iki:

$$\omega_{\sigma}(z) = 4 \sqrt{\frac{\iint_{-\infty}^{\infty} I(x,y)(x-\bar{x})^2 dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} I(x,y) dx dy}}, \quad (2.79)$$

kur

$$\bar{x} = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} I(x,y)x dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} I(x,y) dx dy}. \quad (2.80)$$

Šiame darbe naudotų skaitmeninių skaičiavimų principų pademonstravimui apsiribosime apskritiminės simetrijos atveju. Tarkime, jog turime lazerio pluošto intensyvumo skirstinio masyvą, kurio dydis $N \times N$. Paprastai pluošto, su apskritimine simetrija, centras sutampa su masyvo viduriu, tačiau kartais gali būti jog pluoštas sklinda kampu z ašiai ir reikia suskaičiuoti pasislinkusio centro poziciją. Tokiu atveju, centro koordinatės skaičiuojamos pagal (2.80) formulę, kuri skaitmeniniu atveju atrodo taip:

$$l_c = \frac{\sum_{l=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{N-1} I[l,m]l}{\sum_{l=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{N-1} I[l,m]}, \quad (2.81)$$

kur l ir m yra masyvo elementų indeksai, N – masyvo kraštinės dydis (elementų skaičius), o $I[l,m]$ yra intensyvumas. Kai pluošto centras sutampa su masyvo viduriu, galima laikyti, jog $l_c = N/2$, nelyginio N atveju apvalinant į didesniąją pusę.

Žinant ar suskaičiavus apskritiminės simetrijos pluošto centro padėtį, pluošto diametro skaičiavimas pagal (2.79) lygtį skaitmeniniu atveju atrodo taip:

$$\omega_{\sigma} = 4 \sqrt{\frac{\sum_{l=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{N-1} I[l,m](l-l_c)^2}{\sum_{l=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{N-1} I[l,m]}}. \quad (2.82)$$

Reikia atkreipti dėmesį, jog tiek centro pozicija l_c , tiek suskaičiuotas pluošto diametras yra išreikšti masyvo indeksais (bedimensinis dydis). Todėl norint sužinoti tikrąjį pluošto diametrą, reikia gautą skaičių padauginti iš masyvo elemento dydžio, kuris yra $\Delta l = D/N$ (masyvo kraštinės ilgis padalintas iš elementų skaičiaus toje kraštinėje).

2.7.3 Pluošto sklidimo parametro M^2 skaičiavimas

Iš (2.70) lygties išreiškiame M^2 :

$$M^2 = \frac{\pi\omega_0\sqrt{\omega^2(z)-\omega_0^2}}{\lambda(z-z_0)}. \quad (2.83)$$

Kaip matome, norint suskaičiuoti pluošto M^2 parametą, reikia žinoti sąsmaukos diametrą ω_0 bei jos padėtį z ašyje z_0 ir pluošto diametrą $\omega(z)$ laisvai pasirinkamam atstumui nuo sąsmaukos ($z - z_0$).

Sąsmaukos padėties nustatymas.

Kadangi pluošto diametro priklausomybės nuo atstumo funkcija turi tik vieną minimumą, sąsmaukos padėtis nustatoma ieškant tokio z , kur pluošto diametras yra mažiausias. Egzistuoja daug įvairių paieškos algoritmų [54], kurie tarpusavyje skiriasi efektyvumu ir sudėtingumu. Atsižvelgiant į analizuojamos funkcijos specifiką, šiame darbe buvo naudojamas kelių algoritmų derinys (rekursinio tipo, dinaminio programavimo, dalinai veikiantis „skaldyk ir valdyk“ principu). Algoritmas susideda iš trijų pagrindinių etapų: paieškos krypties nustatymas, grubus minimumo nustatymas ir minimumo lokalizacija.

Plokštuma, kurioje duotas lazerio pluošto kompleksinių amplitudžių skirstinys, laikoma z koordinatės atskaitos tašku ($z = 0$). Šio taško atžvilgiu toliau skaičiuojamas lazerio pluošto sklidimas pagal (2.69) formulę. Algoritmo specifiškai reikalauja iš anksto nustatyti norimą sąsmaukos pozicijos nustatymo tikslumą Δz .

Pirmas algoritmo etapas, paieškos krypties (z_0 ženklo) nustatymas, įvykdomas paprasčiausiai suskaičiuojant pluošto diametrą $\omega(\Delta z)$ atstumu Δz ir palyginant su pradiniu pluošto diametru $\omega(0)$:

$$\text{sgn}(z_0) = \begin{cases} 1, & \text{kai } \omega(0) > \omega(\Delta z) \\ -1, & \text{kai } \omega(0) < \omega(\Delta z) \end{cases}. \quad (2.84)$$

Antrame algoritmo etape lazerio pluošto sklidimo atstumas eksponentiškai didinamas, kol pluošto diametras pradeda didėti, t.y. išpildoma sąlyga:

$$\omega(\text{sgn}(z_0)\Delta z \cdot 2^n) > \omega(\text{sgn}(z_0)\Delta z \cdot 2^{n-1}), \quad (2.85)$$

kur n yra iteracijos numeris.

Trečiojo algoritmo inicializacijai suskaičiuojamas lazerio pluošto diametras atstumu $z = \text{sgn}(z_0)\Delta z(2^{n-1} + 2^{n-2})$, kur n yra paskutinis antrajame etape gautas iteracijos numeris. Tada iš paskutinių keturių taškų išrenkamas mažiausias ir paimami du gretimi (kaimyniniai) taškai. Gauname du intervalus ir viename iš jų yra minimumas (sąsmauka). Tada daliname intervalus per pusę ir vėl (suskaiciavę du papildomus taškus) gauname penkis taškus, iš kurių išrenkame mažiausią ir paimame kartu su kaimynais. Vėl gauname du intervalus, kuriuos vėl daliname per pusę... Pastarąsias dvi procedūras kartojame, kol padalinti intervalai tampa Δz ilgio, iš gautų taškų išrenkame mažiausią ir tokiu būdu gauname sąsmaukos poziciją z_0 (su tikslumu Δz) bei jos diametrą ω_0 .

Reikia atkreipti dėmesį, jog dėl eksponentinio minimumo paieškos pobūdžio, pluošto diametro skaičiavimų skaičius yra proporcingas atstumo iki sąsmaukos $|z_0|$ ir užduoto tikslumo Δz santykio logaritmui ($N \approx 3 \log_2(|z_0|/\Delta z) + 2$). Tuo tarpu paprasčiausio „žingsniavimo, kol pasiekiamas minimumas“ algoritmo atveju, ši priklausomybė būtų tiesinė ($N \approx |z_0|/\Delta z + 2$).

Po sąsmaukos paieškos, iš algoritmo gauname ne tik z_0 ir ω_0 bet ir daugiau taškų $\omega(z)$, kuriuos galima statyti tiesiai į (2.83) formulę. Tačiau dėl tikslumo pageidautina, jog $\omega(z)$ būtų bent du kartus didesnė už ω_0 . Jei ši sąlyga netenkinama, suskaičiuojamas papildomas(-i) taškas(-ai) tokiu atstumu, jog sąlyga būtų tenkinama. Dar geriau yra prie visų taškų, gautų po sąsmaukos paieškos algoritmo, priderinti (2.70) lygtį, tokiu būdu sumažinant skaitmeninio triukšmo (mašininio ϵ) sąlygotas paklaidas.

3 Eksperimentai

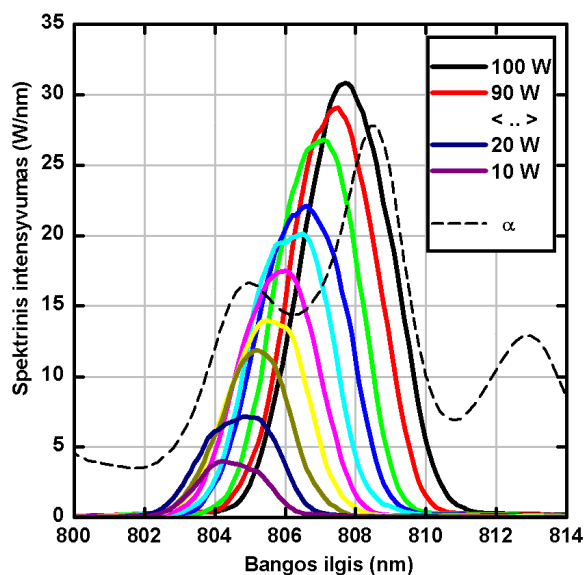
Šiame skyriuje pateikti atliktų eksperimentų schemas ir gauti duomenys. Pirmiausia pateikiami svarbiausi rezultatai, gauti charakterizuojant turimą sudėtinį elementą (aprašytas 2.1.1 skyriuje). Kadangi šių eksperimentų rezultatai buvo ne tokie, kokių tikėtasi, buvo sukurti teoriniai modeliai siekiant suprasti ir paaiškinti gautus rezultatus. Teorinių modelių patikrinimui buvo atlikti papildomi eksperimentai, kurie parodė gerą išmatuotų ir suskaičiuotų duomenų atitikimą.

3.1 Sudėtinis elementas

3.1.1 Kaupinimo charakterizavimas

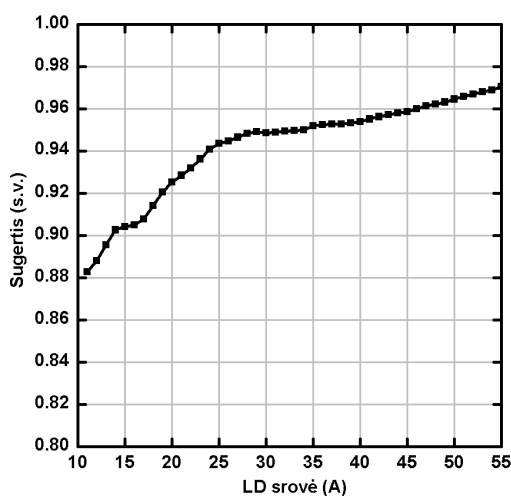
Lazerinio diodo spektrinės charakteristikos

Eksperimentuose lazerinio elemento kaupinimui buvo naudojamas lazerinis diodas su šviesolaidiniu išėjimu, generuojantis iki 110 W ties 808 nm bangos ilgiu. Kaip žinoma, dėl lokalaus kristalo įkaitimo, lazerinio diodo išvadinės spinduliuotės optinio spektro charakteristika keičiasi priklausomai nuo lazeriniu diodu tekančios srovės, bei aušintuvo temperatūros. Dėl pakitusio kaupinimo spinduliuotės spektro keičiasi ir aktyvios medžiagos sugertis. Todėl eksperimentų metu yra svarbu arba užtikrinti, jog kaupinimo spektras nesikeistų, arba įvertinti spektro kitimo įtaką. Spektro stabilumą galima gauti priklausomai nuo juo tekančios srovės parenkant atitinkamą lazerinio diodo aušintuvo temperatūrą. Tačiau paprastai aušintuvo temperatūros keitimas yra lėtas procesas, nes galingi lazeriniai diodai dažniausiai aušinami vandeniu, kurio tūris gali būti didelis. Paprasčiau yra įvertinti, kokią įtaką turi pasikeitęs kaupinimo spektras. Nors tai yra mažiau tikslu, daugeliu atvejų paprasto įvertinimo pakanka. Pamatuota lazerinio diodo spinduliuotės spektro priklausomybė nuo diodo išvadinės galios, pavaizduota 3.1 pav. Taip pat tame pačiame grafike punktyrine linija pavaizduotas ir tipinis Nd:YAG sugerties spektras.



3.1 pav. Kaupinimo optinio spektro priklausomybė nuo lazerinio diodo išvadinės galios. Punktyrinė linija rodo tipinę Nd:IAG sugerties koeficiento priklausomybę nuo bangos ilgio (s.v.).

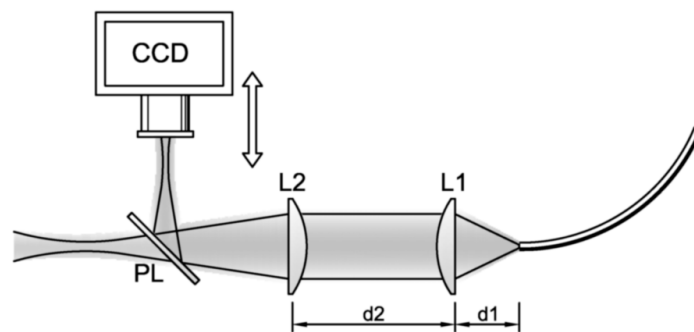
Vandens, aušinančio lazerinį diodą, temperatūra buvo nustatyta tokia, jog esant maksimaliai išvadinei galiai, elemento sugertis būtų didžiausia. Elemento sugerties priklausomybė nuo lazeriniu diodu tekančios srovės pavaizduota 3.2 pav. Pagal šią priklausomybę toliau buvo skaičiuojama lazerinio elemento sugerta galia, atsižvelgiant ir į tai, jog optika, formuojanti ir nukreipianti kaupinantį pluoštą, įneša galios nuostolius.



3.2 pav. Sudėtinio elemento sugerties priklausomybė nuo lazeriniu diodu tekančios srovės.

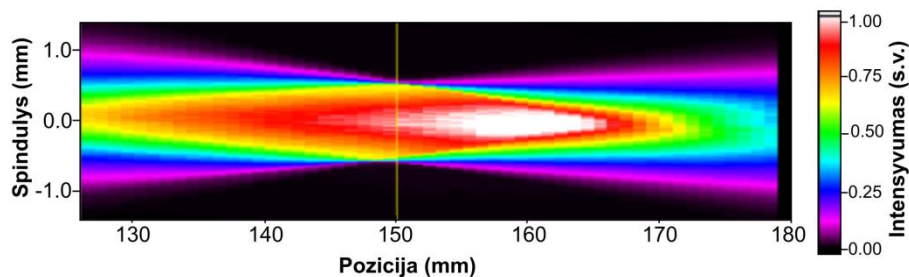
Kaupinančio pluošto formavimas

Iš šviesolaidžio išėjęs kaupinimo pluoštas buvo formuojamas dviejų lęšių pagalba (3.3 pav.). Kolimuojantis lęšis $L1$ buvo pastatytas jo židinio nuotolio atstumu nuo šviesolaidžio galo ($d1 = F_1 = 37 \text{ mm}$). Dėl vėliau naudotos kaupinimo schemos ypatumų, antras fokusuojantis lęšis buvo $d2 = 500 \text{ mm}$ atstumu nuo pirmojo lęšio. Antrojo lęšio židinio nuotolis buvo $F_2 = 150 \text{ mm}$, taigi vaizdo pernešimo plokštumoje didinimas buvo apie 4 kartai. Naudojamo šviesolaidžio šerdies skersmuo buvo $400 \mu\text{m}$, taigi vaizdo pernešimo plokštumoje buvo suformuotas apie $1,2 \text{ mm}$ skersmens kaupinantis pluoštas. Pastebėta, jog didžiausias kaupinančio pluošto intensyvumas yra ne vaizdo pernešimo plokštumoje, o už jos, kas daro pluoštą nesimetrišku sąsmaukos atžvilgiu. Toks nesimetriškumas gali turėti įtakos derinant elemento kaupinimo iš abiejų galų schemą (2.3 pav. c) siekiant sutapatinti priešpriešais sklindančius kaupinimo spindulius.



3.3 pav. Kaupinančio pluošto intensyvumo skirstinio kitimo nuo nusklisto atstumo matavimo schema.

Siekiant geriau suprasti kaupinančio pluošto intensyvumo pasiskirstymo kitimą jam sklindant, skirstinio kitimas buvo pamatuotas pagal 3.3 pav. pavaizduotą schemą. Šioje schemoje PL yra neskaidrinta plokštelė, atspindinti dalį kaupinimo pluošto į profilometrą, esantį ant judančio staliuko su mikrometriniu sraigtu. Išmatuota kaupinančio pluošto intensyvumo skirstinio priklausomybė nuo nusklisto atstumo pavaizduota 3.4 pav.



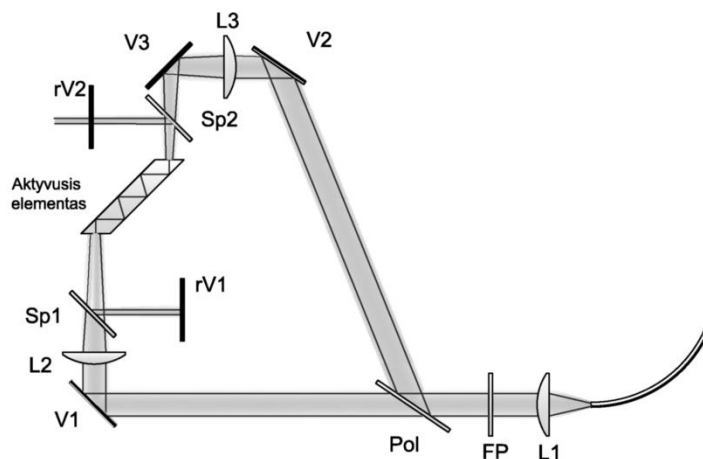
3.4 pav. Suformuoto kaupinančio pluošto intensyvumo skirstinio priklausomybė nuo nusklinto atstumo.

Kaip matome, nors vizualiai pluošto skersmuo yra mažiausias ties vaizdo pernešimo plokštuma (pažymėta geltona linija), didžiausias pluošto intensyvumas pasiekiamas apie 10 mm už jos. Siekiant geriau suprasti tokio pobūdžio kaupinančio pluošto sklidimą, buvo sukurtas paprastas tai aprašantis teorinis modelis, pateiktas 2.2 skyriuje, bei patikrintas 3.2.1 skyriuje, kur pademonstruotas geras atitikimas su 3.4 pav. pateiktais duomenimis.

3.1.2 Generacija

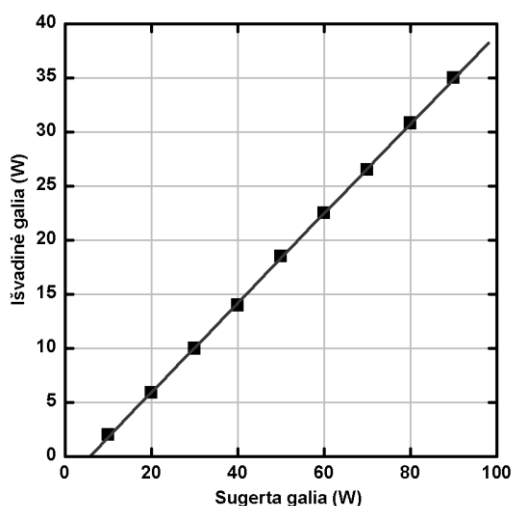
Sudėtinio lazerinio elemento, aprašyto 2.1.1 skyriuje, aušinimas buvo realizuotas suspaudžiant jį tarp vandeniui aušinamų varinių plokščių. Tarpinis sluoksnis tarp sudėtinio elemento ir varinio aušintuvo buvo 100 μm storio indžio folija.

Generacijos tyrimo schema pavaizduota 3.5 pav. Šioje schemeje iš kaupinimo šviesolaidžio išėjusi spinduliuotė kolimuojama lęšiu $L1$. Sukolimuotas pluoštas padalinamas į dvi dalis poliarizatoriumi Pol , kur ketvirčio bangos ilgio fazinės plokštelės FP pagalba užtikrinama, jog pluoštas būtų padalinamas į dvi dalis. Toliau kaupinimo pluoštas veidrodžių pagalba nukreipiamas į lazerinį elementą, bei fokusuojamas vienodais lęšiais $L2$ ir $L3$.



3.5 pav. Sudėtinio elemento generacijos tyrimo schema.

Lazerio rezonatorius buvo sudarytas iš separatorių $Sp1$ ir $Sp2$, galinio plokščio rezonatoriaus veidrodžio $rV1$, bei 5% pralaidumo išvadinio rezonatoriaus veidrodžio $rV2$. Toks rezonatorius generavo daugiamodį pluoštą. Išvadinės galios priklausomybė nuo sugertos kaupinimo galios pavaizduota 3.6 pav. Kaip matome, priklausomybė yra tiesinė. Generacijos slenkstis buvo apie 7 W sugertos kaupinimo galios, o suskaičiuotas generuojamos galios nuo sugertos kaupinimo galios priklausomybės kreivės polinkis yra 40%.



3.6 pav. Išvadinės galios priklausomybės nuo sugertos kaupinimo galios.

Nors šis lazerinis elementas rodė geras charakteristikas daugiamodžio pluošto generacijos režime, vienos skersinės modos generavimas buvo sudėtingas. Priklausomai nuo rezonatoriaus konfigūracijos, difrakciškai riboto pluošto generavimas buvo arba neefektyvus, arba išsilaikydavo tik esant

mažoms sugerto kaupinimo galioms. Priklausomai nuo rezonatoriaus konfigūracijos (lazerio modos dydžio aktyviajame elemente), maksimali pasiekta difrakciškai riboto pluošto galia buvo $2,5 W$, kai sugerta kaupinimo galia buvo apie $60 W$ arba $1,8 W$ prie $20 W$ sugertos kaupinimo galios. Buvo akivaizdu, jog elemento optinės aberacijos dėl išsiskiriančios šilumos yra daug kartų didesnės, nei kad buvo įvertinta 2.1.2.3 skyriuje.

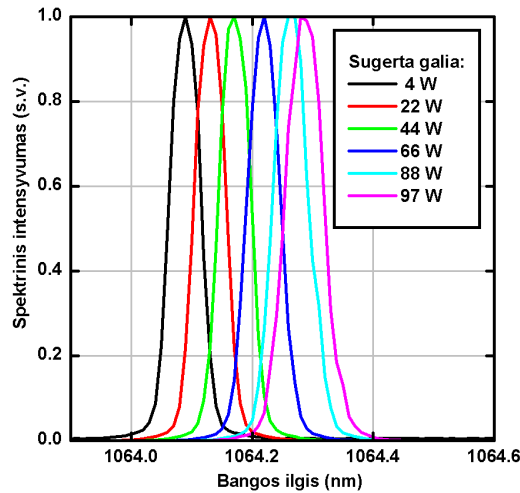
Kaip buvo pastebėta vėliau, sudėtinio elemento suspaudimas per indžio foliją buvo nepakankamas geram šiluminiam kontaktui užtikrinti. Labiausiai tai įtakojo didelis šaldomų elemento paviršių plotas, dėl ko pasiekiamas slėgis buvo per mažas geram indžio folijos prigludimui. Todėl indžio folija buvo pakeista epoksidine plėvele su deimantiniu užpildu. Naudotos epoksidinės plėvelės šiluminis laidumas buvo $12 \frac{W}{m \cdot K}$, o storis $75 \mu m$.

Pakartotiniai daugiamodžio pluošto generacijos eksperimentai parodė tokią pačią išvadinės galios priklausomybę nuo sugertos kaupinimo galios kaip ir 3.6 pav. Tačiau šiuo atveju difrakciškai riboto pluošto generacijos režime pavyko pasiekti $4,2 W$ galią, kas parodo gero šiluminio kontakto (tarp aktyvaus elemento ir aušintuvo) svarbą. Nors šilumos nuvedimą pavyko pagerinti, kylančios aberacijos dėl išsiskiriančios šilumos vis dar buvo daug didesnės nei numatyta pirminiuose skaičiavimuose.

Tiesiogiai pamatuoti temperatūrą aktyviojo elemento viduje nėra galimybių, todėl buvo pasitelktas netiesioginis temperatūros įvertinimo būdas. Kylant temperatūrai legiruotame Nd:IAG sluoksnyje, keičiasi jo stiprinimo spektras, dėl ko keičiasi ir rezonatoriuje generuojamas bangos ilgis. Išmatavus generuojamo bangos ilgio pokytį, galima įvertinti ir temperatūros pokytį aktyviosiose zonose. Tačiau reikia atsižvelgti, jog toks būdas įvertina tik tam tikra prasme vidutinę temperatūrą, kurios rezultatas taip pat priklauso nuo to, kaip medžiagoje pasiskirstęs stiprinimas. Išmatuoti rezonatoriaus generuojami spektrai, esant skirtingai sugertai kaupinimo galiai, pavaizduota 3.7 pav.

Nd:IAG kristalo stiprinimo spektro maksimumo pokyčio nuo temperatūros pokyčio koeficientas yra apie $4,3 pm/K$. Išmatuotas generuojamo spektro

poslinkis yra apie $0,2 \text{ nm}$, taigi „vidutinis“ temperatūros prieaugis gaunamas apie 46 K .

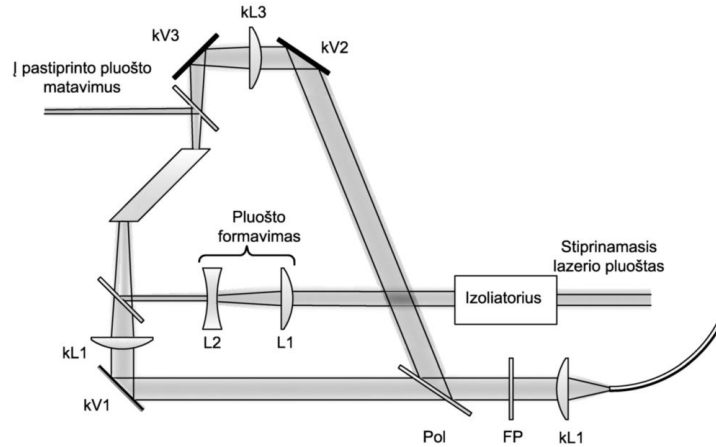


3.7 pav. Generuojamos spinduliuotės spektro priklausomybė nuo sugertos galios.

Šie rezultatai rodo, jog pirminiuose skaičiavimuose naudotas šilumos srautų modelis nėra teisingas. Visų pirma, buvo neteisingai parinktos kraštinės sąlygos, laikant jog šiluminis kontaktas tarp aktyvaus elemento ir tarpinio sluoksnio yra idealus. Taip pat, kaip buvo parodyta 2.3.2 skyriuje, šilumos išsiskyrimas aktyviajame elemente gali būti net dvigubai didesnis už pirminiuose skaičiavimuose naudotą šiluminės galios santykį su sugerta galia.

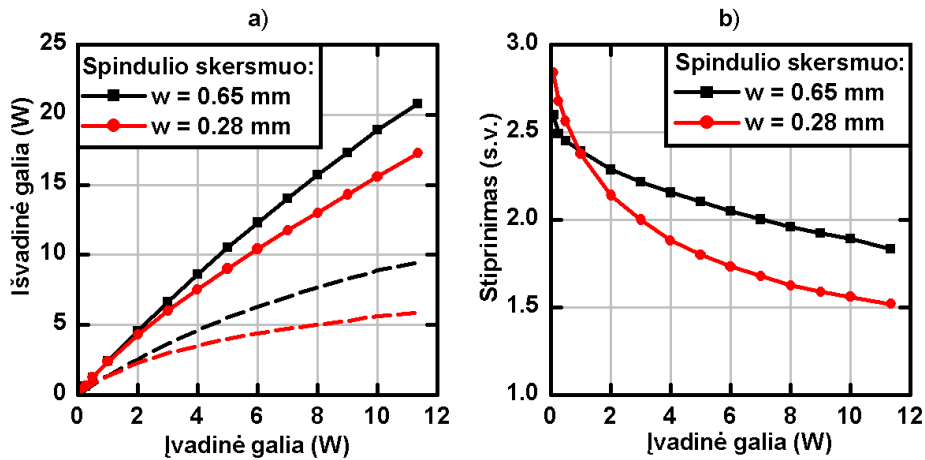
3.1.3 Stiprinimas

Elemento stiprinimo savybėms matuoti buvo naudojama tokia pati kaupinimo schema kaip ir generacijos matavimuose (3.5 pav.), tik pašalinus rezonatoriaus veidrodžius, į elementą buvo įleidžiamas kito lazerio pluoštas (3.8 pav.). Stiprinamo lazerio pluošto dydis ir skėstis buvo formuojama lęšiais $L1$ ir $L2$ (3.8 pav.). Stiprinamas lazerio pluoštas buvo 500 kHz pasikartojimo dažnio pikosekundinių impulsų seka, su galimybe keisti vidutinę galią iki $11,5 \text{ W}$. Nors tai ne nuolatinės veikos lazeris, laiko tarpas tarp impulsų ($2 \mu\text{s}$) yra daug mažesnis už Nd:IAG jono sužadinto jono gyvavimo trukmę ($\sim 230 \mu\text{s}$), todėl galima laikyti, jog spinduliuotė yra nuostovi ir pakanka matuoti tik galią.



3.8 pav. Sudėtinio elemento stiprinimo matavimo schema.

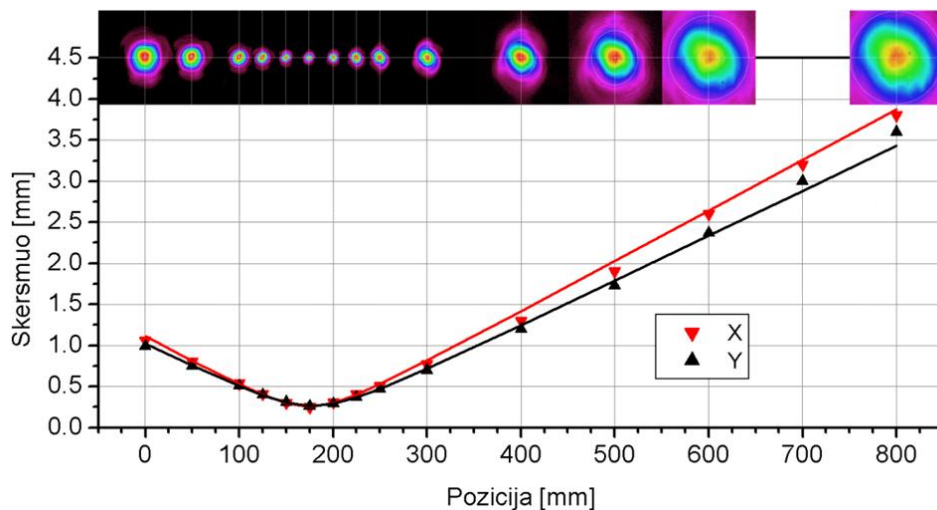
Stiprinamo pluošto skersmuo, matuojant pusės aukštyje, buvo $0,65\text{ mm}$ ir $0,28\text{ mm}$. Stiprinimo matavimų rezultatai pateikti 3.9 pav. Kaip ir tikėtasi, stiprinimas sotinasi greičiau esant mažesniame stiprinamam pluoštui, nes užpildos apgražos pavidalu sukaupia energija paimama iš mažesnio sužadintos aktyvios medžiagos tūrio.



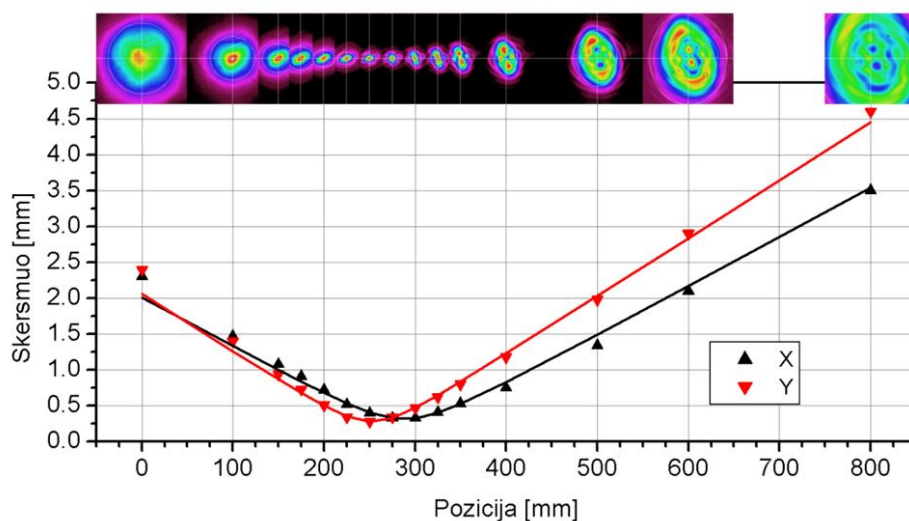
3.9 pav. Stiprinimo matavimo rezultatai prie skirtingų įvadinio spindulio diametrų esant maksimaliam kaupinimui: a) Išėjimo galios priklausomybės nuo įvadinės galios; b) suskaičiuotas stiprinimas. Punktyrinės linijos rodo išvadinės ir įvadinės galių skirtumą.

Didinant stiprinamo pluošto dydį galima pasiekti ir didesnę efektyvumą (stiprinimą). Tačiau pastebėta, jog netgi stiprinamo pluošto dydžiui ($0,65\text{ mm}$) esant beveik dvigubai mažesniame už kaupinančio pluošto sąsmaukos dydį ($1,2\text{ mm}$), pastiprinto pluošto sklaidimo savybės stipriai pablogėja. Šis efektas

pavaizduotas 3.10 pav. ir 3.11 pav., kur matome, jog pastiprintas didesnis pluoštas sklisdamas nebeišlaiko glotnaus intensyvumo skirstinio, kas reiškia pluošto fokusuojamumo pablogėjimą. Taip pat matome jog, abiem atvejais, pastiprinti pluoštai praranda radialinę simetriją ir tampa šiek tiek astigmatiniai.



3.10 pav. Pastiprinto lazerio pluošto sklidimas, kai įvadinio lazerio pluošto diametras pusės aukštyje yra 0.28 mm.



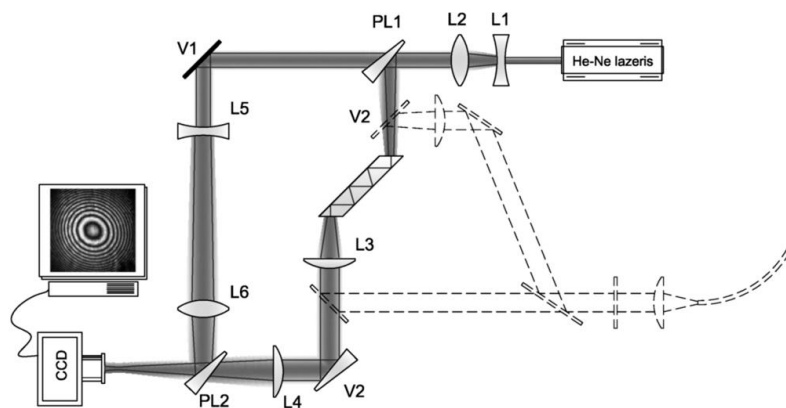
3.11 pav. Pastiprinto lazerio pluošto sklidimas, kai įvadinio lazerio pluošto diametras pusės aukštyje yra 0.65 mm.

Sužadintas elementas taip pat pasižymėjo stipriu šiluminio lęšio efektu, dėl ko pastiprintas spindulys, esant maksimaliai kaupinimo galiai, fokusavosi nedideliu (apie 80 mm) atstumu už sudėtinio elemento. Todėl, matuojant pluošto intensyvumo skirstinio kitimą jam sklindant, pluošto formavimui buvo naudoti du lęšiai – vienas dalinai kolimuoja persifokusavusį pluoštą, o kitas

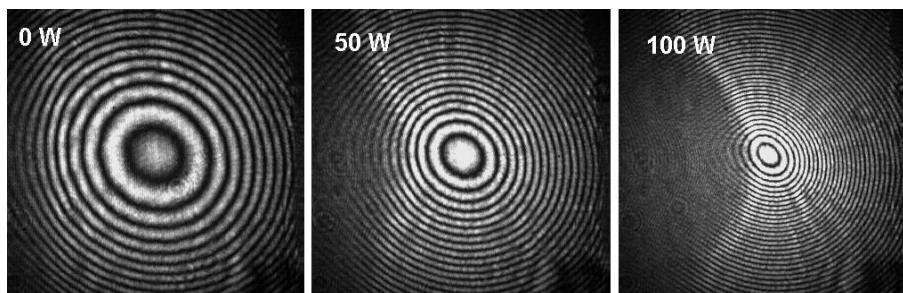
švelniai fokusuoja į profilometrą. Reikia paminėti, jog grafikuose (3.10 pav. ir 3.11 pav.) pozicija reiškia ne atstumą nuo paskutinio lęšio, o tiesiog tam tikrą profilometro poziciją.

3.1.4 Aberacijų matavimai

Sužadinto sudėtinio elemento sukelti bangos fronto iškraipymai buvo matuojami Macho-Zenderio (*Mach-Zehnder*) interferometru pagalba. Eksperimento schema pavaizduota 3.12 pav., kur *He-Ne* lazerio pluoštas padalinamas į dvi dalis, viena jų sklinda per tiriamą elementą ir paskui abu pluoštai suvedami į profilometrą, kur gaunamas interferencinis vaizdas. Schemoje lęšis *L4* buvo parinktas toks, jog į profilometro jutiklį būtų pernešamas sudėtinio elemento galo vaizdas. Tada pagal interferencinių linijų pokyčius galima įvertinti optinio kelio pokyčius elemente. Tipinės išmatuotos interferogramos pavaizduotos 3.13 pav.

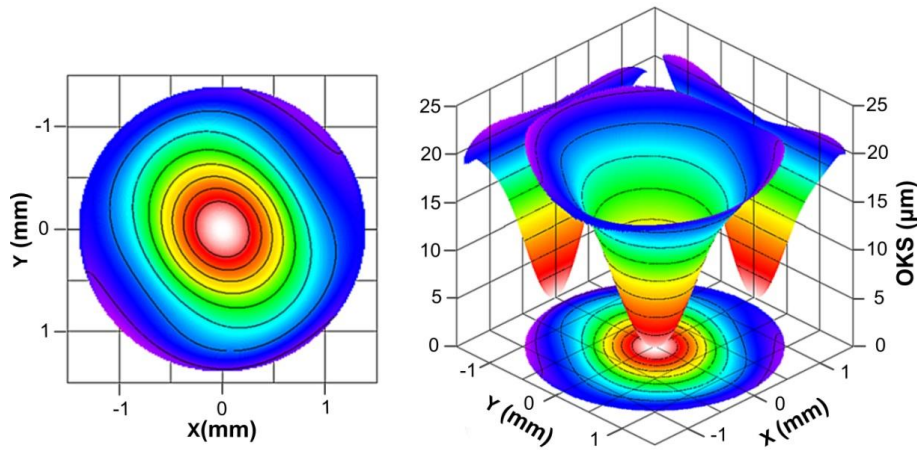


3.12 pav. Bangos fronto iškraipymų su Macho-Zenderio interferometru matavimo schema.



3.13 pav. Pamatuotos interferogramos esant skirtingoms kaupinimo galioms.

Apdorojus gautas interferogramas, buvo suskaičiuoti optinių kelių skirtumo pasiskirstymai skersai elemento apertūros. Optinių kelių skirtumo skirstinys esant maksimaliai kaupinimo galiai pavaizduotas 3.14 pav. Iš šio pasiskirstymo matome, jog šiluminis lęšis yra stiprus ir astigmatinis. Taip pat pasiskirstymas nėra parabolinis, kas reiškia jog šiluminis lęšis yra su aberacijomis dideliems lazerio pluoštams. Tuo tarpu nedidelėje srityje aplink centrą skirstinys yra artimas paraboloidui, kas paaiškina, kodėl mažas stiprinamas pluoštas išlaikė geras sklidimo savybes (3.10 pav.).



3.14 pav. Iš gautos interferogramos suskaičiuotas optinis kelių skirtumas, esant maksimaliai kaupinimo galiai (100 W).

Pagal simetrijos taisykles, astigmatizmas turėtų būti orientuotas pagal x arba y koordinates, tačiau iš 3.14 pav. matome pasisukimą. To priežastis buvo simetrijos neišlaikymas eksperimento metu – dėl elemento pažeidimo spinduliai buvo leidžiami arčiau vieno sudėtinio elemento krašto, kas įtakojo nesimetrišką temperatūros bei deformacijų pasiskirstymą.

3.1.5 Eksperimentinių rezultatų apibendrinimas

Nors turimas sudėtinis elementas pasižymėjo gera sugertimi (iki 97%) ir pakankamai geru generacijos efektyvumu daugiamodžiamame režime, išsiskiriančios šilumos sukeltos aberacijos neleido efektyviai generuoti difrakciškai riboto pluošto. Nors plono disko lazerių elementai paprastai pasižymi silpnais termo-optiniais efektais, tyrinėjamas plonų aktyvių sluoksnių sudėtinis elementas rodė stiprų šiluminį lęšį.

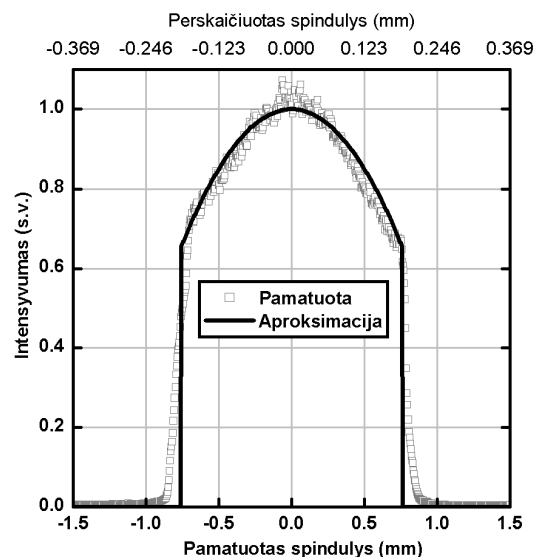
3.2 Teorinių modelių eksperimentinis patvirtinimas

Šiame skyriuje pateikiami naudojamų teorinių modelių eksperimentiniai patvirtinimai. Žadinančio ir lazerinio pluoštų sklidimo skaičiavimų patvirtinimui pasinaudota 3.1.1 skyriuje gautais matavimų duomenimis. Sugerties, šilumos išsiskyrimo, temperatūros skirstinio ir paviršių deformacijų, bei iš to kylančių optinių aberacijų modelių patvirtinimui buvo atlikti papildomi eksperimentai. Gauti rezultatai parodė gerą eksperimentinių duomenų ir teorinių modelių atitikimą.

3.2.1 Žadinančio pluošto sklidimas

Kaupinančio pluošto sklidimo skaičiavimų principų patikrinimui buvo pasinaudota 3.1 skyriuje gautais duomenimis. Pastebėta, jog šviesolaidžio galo vaizdo pernešimo plokštumoje intensyvumo skirstinys nėra stačiakampis (3.15 pav. grafiko taškai). Šis skirstinys buvo aproksimuotas paraboline funkcija su „nukirstais“ kraštais (3.15 pav. ištisinė linija). Atsižvelgiant, jog pamatuotas vaizdas yra padidintas, (2.68) lygties $f(r)$ funkcija yra:

$$f(r) = \begin{cases} 1 - 8.59 \cdot 10^6 m^{-2} \cdot r^2, & \text{kai } r \leq 2 \cdot 10^{-4} m \\ 0, & \text{kai } r > 2 \cdot 10^{-4} m \end{cases} \quad (3.1)$$

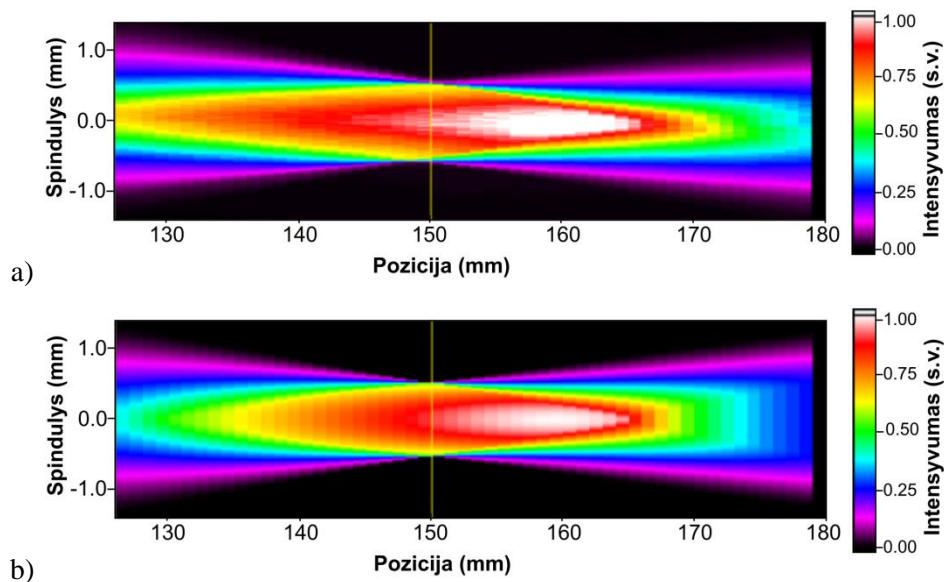


3.15 pav. Pamatuotas žadinančio pluošto skirstinys šviesolaidžio galo vaizdo pernešimo plokštumoje ir jos aprosimacija, naudota modeliavime.

Kampinį intensyvumo skirstinį ($g(\theta)$ funkcija (2.68) lygtyje) tiksliai pamatuoti yra sudėtinga, tačiau matavimuose matėsi stačiakampis šios funkcijos pobūdis. Todėl buvo laikyta, jog kampinis intensyvumo skirstinys yra tolygus ir apribotas šviesolaidžio skaitinės apertūros ($NA = 0.22$). Tokiu atveju, kampinis spektras yra:

$$g(\theta) = \begin{cases} 1, & \text{kai } \sin(\arctg(\theta)) \leq 0.22 \\ 0, & \text{kai } \sin(\arctg(\theta)) > 0.22 \end{cases} \quad (3.2)$$

Pagal pateiktas intensyvumo erdvinio (3.1) ir kampinio (3.2) skirstinio funkcijas suskaičiuotas žadinančio pluošto intensyvumo skirstinio kitimas nuo nusklisto atstumo (paskutinio lęšio atžvilgiu) pavaizduotas 3.16 pav. b, kur taip pat palyginamas su eksperimento duomenimis (3.16 pav. a). Kaip matome, atitikimas yra geras, pavirtinantis 2.2 skyriuje aprašytą skaičiavimo metodiką.



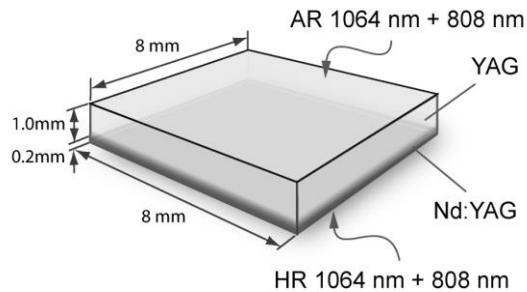
3.16 pav. Eksperimentiškai pamatuoto (a) ir teoriškai suskaičiuoto (b) kaupinančio spindulio intensyvumo priklausomybių nuo nusklisto atstumo palyginimas.

3.2.2 Nd:IAG sugertis

Pirminis sužadinimo dinamikos lygčių patikrinimas realiomis sąlygomis, buvo atliktas matuojant plono Nd:IAG sluoksnio sugertos galios priklausomybę nuo žadinančio pluošto galios. Laukiamas efektas buvo sumažėjusi sugertis esant dideliame žadinančios (kaupinančios) spinduliuotės intensyvumui. Paprastai tai gali būti paaiškinama aktyvių jonų, esančių

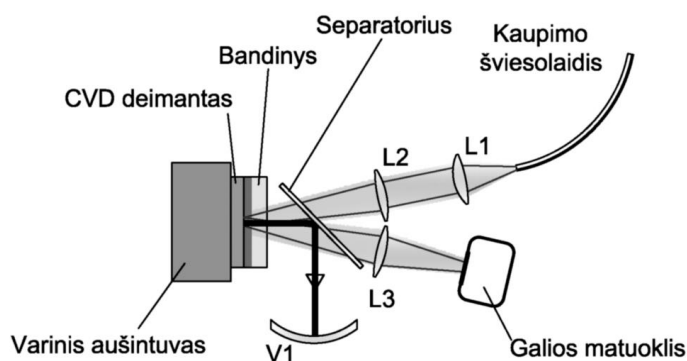
pagrindinėje būsenoje, koncentracijos mažėjimu, kai vis daugiau jų pereina į sužadintą būseną.

Ekperimentams buvo pagaminta 8x8x1.2 mm dydžio plokštelė iš kompozitinės (sudėtinės) Nd:YAG/IAG keramikos (3.17 pav.). Dalis bandinio buvo legiruota Nd³⁺ jonais, kur legiravimo laipsnis, pagal gamintojo pateiktus duomenis, buvo 2 at.%. Legiruoto sluoksnio storis 200 μm. Legiruota plokštelės pusė buvo padengta dielektrine danga, gerai atspindinčia 1064 nm ir 808 nm bangos ilgius. Kita bandinio pusė turėjo skaidrinančią dangą abiem bangos ilgiams.



3.17 pav. Sudėtinės plokštelės, naudotos eksperimentuose, geometrija.

Bandinys buvo kaupinamas (žadinamas) nuolatinės veikos lazeriniu diodu su šviesolaidiniu išėjimu, suformuojant padidintą šviesolaidžio galo vaizdą ant bandinio atspindinčios plokštumos. Lazerinio diodo maksimali išvadinė galia buvo 110 W, bangos ilgis – 808 nm. Šviesolaidžio, kurio šerdies skersmuo 400 μm, galo vaizdas buvo perkeliamas 5,5 karto didinančiu teleskopu (lęšiai L1 ir L2 3.18 pav.), taip suformuojant 2,2 mm skersmens kaupinimo dėmę. Nuo bandinio atspindėta šviesa buvo surenkama lęšiu L3 ir nukreipiama į galios matuoklį.

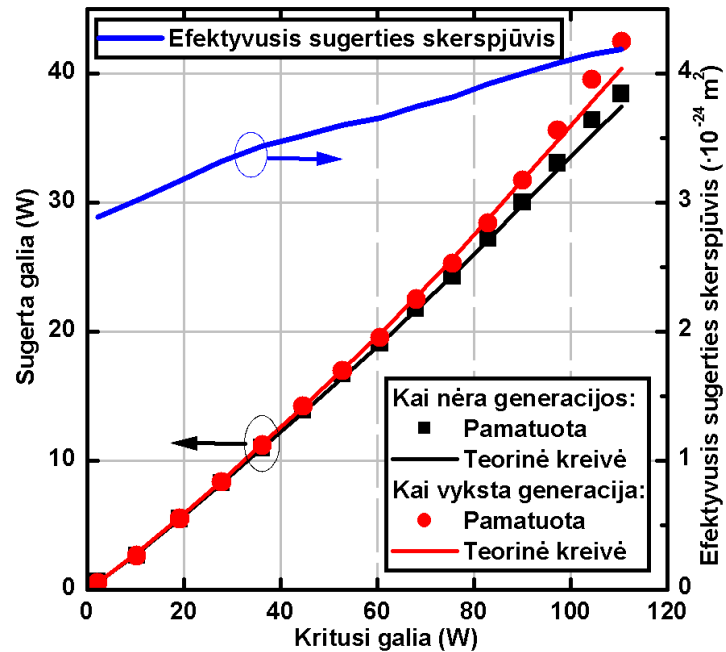


3.18 pav. Kaupinimo sugerties matavimo schema.

Į bandinį kritusi kaupinimo galia buvo matuojama vietoje bandinio pastačius galios matuoklį. Separatoriaus ir atspindėtą spinduliuotę surenkančio lęšio sąlygoti nuostoliai buvo įvertinti vietoje bandinio pastačius plokščią veidrodį, atspindintį kaupinimo spinduliuotę. Pagal gautus kalibravimo duomenis vėliau buvo perskaičiuojama bandinio sugerta galia. Bandinio sugerta galia buvo laikoma nuo bandinio neatsispindėjusi galia (t.y. kritusios ir atspindėtos galių skirtumas).

Pagal 2.3 skyriuje pateiktą teoriją, didelio intensyvumo stiprinamas signalas turi sumažinti išotintos sugerties efektą. Šios teorijos patvirtinimui buvo surinktas trumpas daugiavodis rezonatorius su „išvadiniu“ veidrodžiu (rV 3.18 pav.), turinčiu didelį atspindžio koeficientą. Pagal klasikinį rezonatoriaus aprašymą, rezonatoriaus viduje lazerio spinduliuotės intensyvumas auga tol, kol stiprinimas pasidaro lygus rezonatoriaus nuostoliams. Kadangi stiprinimas priklauso nuo sužadintų jonų koncentracijos, o rezonatoriaus nuostoliai maži, reiškia, jog veikiančiame rezonatoriuje aktyvios terpės sužadintų jonų koncentracija yra maža. Likę nesužadinti jonai dalyvauja sugertyje, dėl ko ir turi sumažėti kaupinimo sugerties soties efektas veikiančiame rezonatoriuje.

Išmatuotos sugertos galios priklausomybės nuo kritusios kaupinimo galios, kai rezonatorius generuoja ir kai užblokuotas, pavaizduotos 3.19 pav. (taškai).



3.19 pav. Išmatuotos ir teoriškai suskaičiuotos sugertos galios priklausomybės nuo kaupinimo galios.

Skaičiuojant plono aktyvaus sluoksnio sugertį, esant dideliame žadinimo intensyvumui, svarbu atsižvelgti, jog spinduliuotė per medžiagą sklinda du kartus – atsispindėjusi nuo veidrodžio grįžta atgal. Tai reiškia, jog įėjusios ir grįžtančios spinduliuotės intensyvumai susideda. Kadangi, esant dideliame žadinančios spinduliuotės intensyvumui, sugertis mažėja, grįžtančios spinduliuotės intensyvumas auga, taip dar labiau mažindamas sugertį. Paprasčiausia tokį transcendentinį uždavinį spręsti iteraciniu būdu, kol sprendinys nusistovi.

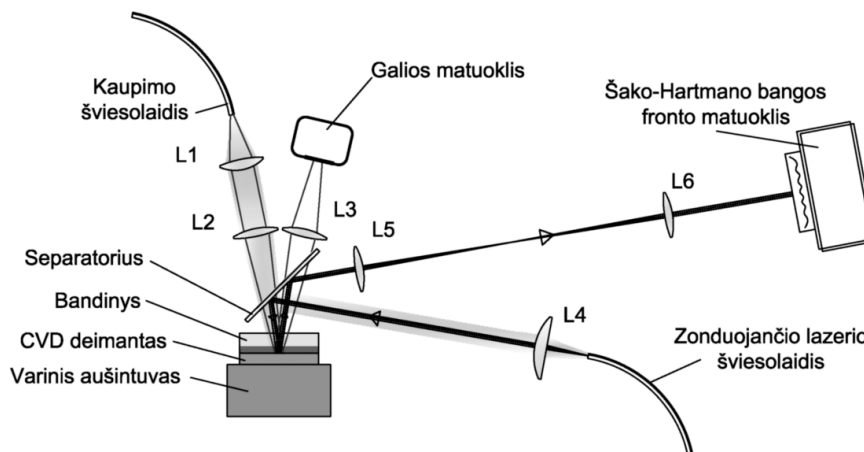
Mūsų atveju, kai diodo spektras priklauso nuo jo išvadinės galios (žr. 3.1 pav.), taip pat svarbu įvertinti efektyvųjų Nd^{3+} jonų sugerties skerspjūvį. Šis parametras buvo įvertintas suskaičiavus diodo spinduliuotės ir bandinio sugerties spektrų persiklojimą (3.19 pav. mėlyna linija).

Kaip matome 3.19 pav., buvo stebimas ne tik sugerties sotinimosi efektas, bet ir pamatuoti taškai gerai atitiko teorinius skaičiavimus.

3.2.3 Optinės aberacijos dėl šilumos

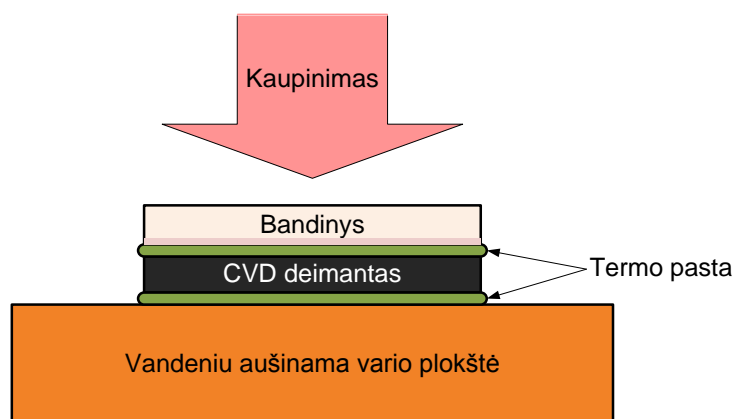
Bandinio sukeltų optinių aberacijų matavimams kaupinimo sugerties matavimo schema buvo papildyta (3.20 pav.). Zonduojantis spindulys buvo

suformuotas kolimuojant iš vienamodžio šviesolaidžio išėjusią lazerinio diodo spinduliuotę, kurios bangos ilgis yra 1064 nm. Nuo bandinio atspindėtas pluoštas buvo nukreiptas į Šako-Hartmano tipo bangos fronto matuoklį. Bandinio plokštumos vaizdo pernešimui į bangos fronto matuoklio jutiklį buvo naudojamas „4F“ tipo teleskopas, kuris yra sudarytas iš vienodų lęšių $L5$ ir $L6$ (3.20 pav.). Tokio tipo teleskopo naudojimas yra svarbus dėl to, jog jis ne tik perneša nepadidintą vaizdą, bet išlaiko ir bangos fronto informaciją. Tokiu būdu galima tiesiogiai išmatuoti bangos fronto pokyčius, kai bandinys yra žadinamas.



3.20 pav. Optinių aberacijų matavimo schema.

Sužadintoje aktyvioje zonoje neišvengiamai išsiskiria šiluma, kurią reikia kuo efektyviau pašalinti. Mūsų atveju, bandinys buvo prispaustas prie $8 \times 8 \times 0.5 \text{ mm}^3$ dydžio sintetinio (CVD) deimanto plokštelės ir vandeniui aušinamos varinės plokštės (3.21 pav.). Tarpinis sluoksnis tarp bandinio ir deimanto bei tarp deimanto ir vario, buvo šilumai laidži pasta (termo pasta) *Antec Formula 7*, pasižyminti dideliu šilumos laidumo koeficientu: $k \approx 8 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$. Išmatuoti šilumai laidžios pastos sluoksnio storiai buvo apie $25 \mu\text{m}$.



3.21 pav. Eksperimentuose naudota bandinio aušinimo schema

Teoriškai skaičiuojant bandinio sukeltus bangos fronto iškraipymus dėl jame išsiskiriančios šilumos ir iš to kylančių temperatūros pokyčių bandinyje bei jo paviršių deformacijų, vienas iš nežinomųjų yra šilumos šaltinio skirstinys. Kadangi sugerties skaičiavimai pagal 2.3 skyriuje išvestas lygtis gerai atitiko eksperimentinius duomenis, šilumos šaltinio skirstinys buvo skaičiuojamas pagal tame pačiame skyriuje išvestą šilumos išsiskyrimo lygtį (2.30). Kaupinimo skirstinys buvo laikomas toks kaip 3.15 pav., atitinkamai perskaičiavus pagal naują dėmės dydį ($r = 1,1\text{mm}$).

Skaičiuojant šilumos laidumo lygtį taip pat labai svarbu užduoti teisingas kraštines sąlygas. Paviršius, kontaktuojančius tik su aplinkiniu oru, daugeliu atvejų galima laikyti termiškai izoliuotais. Tuo tarpu šiluminis kontaktas (šilumos pernašos koeficientas) tarp bandinio ir aušintuvo turi būti bent jau apytiksliai įvertintas.

Tiesiogiai suskaičiavus šilumai laidžios pastos sluoksnio šilumos pernašos koeficientą gautume:

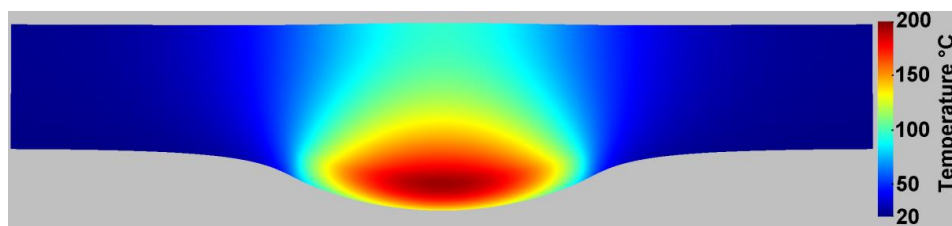
$$h_{tp} = \frac{k_{tp}}{d_{tp}} = \frac{8 \frac{W}{m \cdot K}}{2,5 \cdot 10^{-5} m} = 3,2 \cdot 10^5 \frac{W}{m^2 K} = 320 \frac{W}{cm^2 K}, \quad (3.3)$$

kas yra gerokai per didelė vertė tokiam aušinimo būdui. Paprastai šilumos perdavimo koeficientas būna apie $1 \div 10 \frac{W}{cm^2 K}$ [43,55-61]. Todėl šilumos perdavimo koeficientas buvo įvertintas eksperimentiškai. Tuo tikslu buvo sudėta 15 deimantinių plokštelių, tarp kurių yra šilumai laidži pasta ir ši struktūra buvo prispausta prie vandeniui aušinamos vario plokštės. Kadangi

deimantinės plokštelės pasižymėjo santykinai didele šviesos sugertimi (beveik nepermatomos), šiluma į išorinę plokštelę buvo įvedama tuo pačiu kaupinimo pluoštu, kaip ir Nd:YAG sugerties matavimuose, tik kaupinimo dėmė buvo paskirstyta per didelį plotą. Įvesta šiluminė galia suskaičiuota pagal neatspindėtą optinę galią. Pirmosios deimantinės plokštelės temperatūra buvo pamatuota su nekontaktiniu termometru. Pagal įvertintą šiluminę galią ir kaitinamos plokštelės temperatūros pokytį, suskaičiuota, jog vieno šilumai laidžios pastos sluoksnio šilumos perdavimo koeficientas yra: $h \approx 5 \frac{W}{cm^2K}$. Ši apytikslė vertė buvo naudojama šilumos srautų modelyje, kaip šilumos pernašos koeficientas tarp bandinio ir deimantinės plokštelės.

Deformacijų skaičiavimuose, dėl šilumai laidžios pastos plastiškumo, buvo laikyta jog bandinys gali deformuotis laisvai.

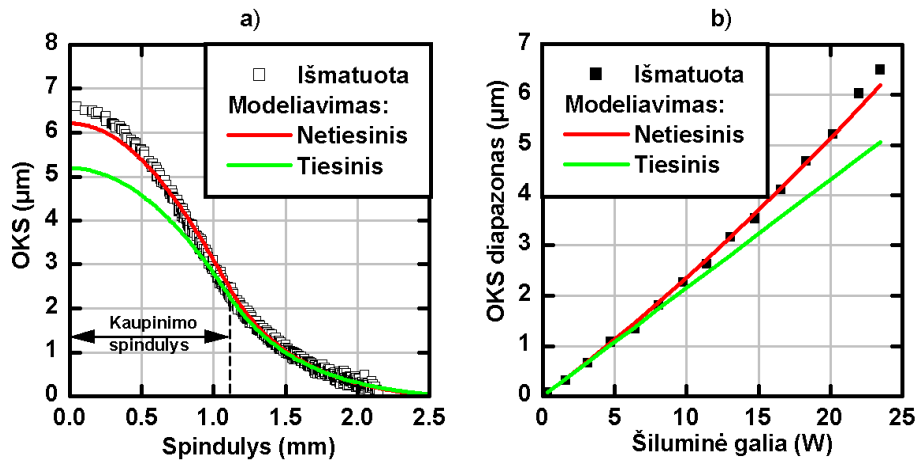
Temperatūros pasiskirstymo ir deformacijų skaičiavimai buvo atliekami baigtinių elementų analizės programiniu paketu „Comsol Multiphysics“. Įvertinus eksperimentuose pasiekiamą maksimalią šilumos šaltinio galią (23 W), temperatūros pasiskirstymo elemente rezultatai rodo, jog temperatūra pakyla beveik iki 200°C (3.22 pav.). Prie tokių temperatūrų pokyčių jau reikia įvertinti ir šiluminio laidumo bei plėtimosi koeficiento priklausomybes nuo temperatūros.



3.22 pav. Suskaičiuotas temperatūros pasiskirstymas ir paviršių deformacijos (padidintos 500 kartų), esant maksimaliam kaupinimui.

Nd:YAG šilumos laidumo koeficiento priklausomybė nuo temperatūros buvo skaičiuojama pagal (2.37) lygtį, kur $k_0 = 11 \frac{W}{m \cdot K}$ ir $T_0 = 300K$. Šiluminio plėtimosi koeficiento priklausomybė buvo paimta iš Comsol Multiphysics standartinių parametrų duomenų bazės. Palyginimui, buvo skaičiuojama ir laikant, jog tiek šiluminio plėtimosi, tiek šilumos laidumo koeficientai nuo

temperatūros nepriklauso. Suskaičiavus temperatūros skirstinį ir paviršių deformacijas, optinių kelių skirtumo (OKS) priklausomybė nuo spindulio buvo skaičiuojama pagal (2.49) lygtį.



3.23 pav. Išmatuotos ir suskaičiuotos OKS palyginimas: a) OKS priklausomybė nuo spindulio (maksimalus kaupinimas); b) OKS diapazono priklausomybė nuo įvertintos šiluminės galios.

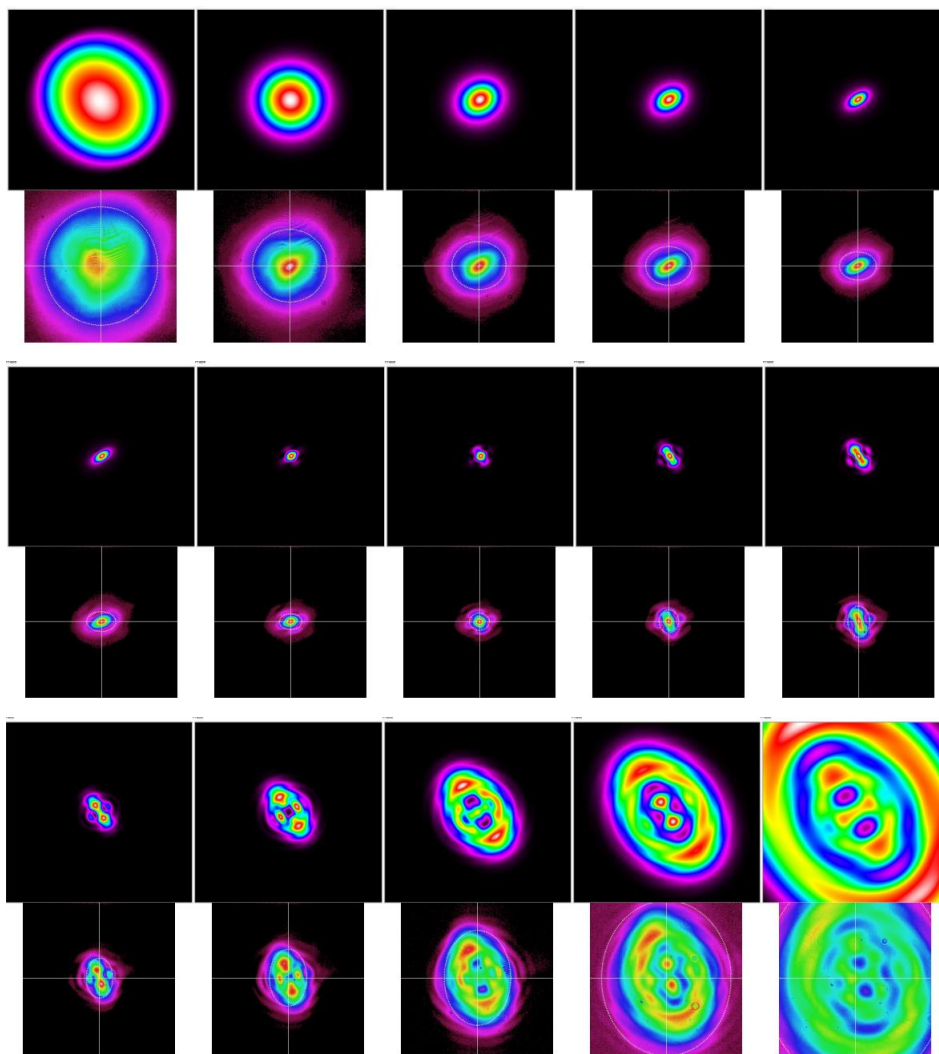
Teoriškai suskaičiuotas OKS kitimas nuo spindulio gerai atitiko eksperimentinius duomenis, tuo tarpu naudojant tiesinį šiluminį modelį gauname mažesnes OKS vertes ir šiek tiek bukesnę viršūnę (3.23 pav. a). Netiesinį pobūdį turi ir OKS diapazono (OKS skirtumas nuo minimumo iki maksimumo) priklausomybė nuo netiesiogiai įvertintos šiluminės galios (3.23 pav. b).

Apibendrinus pastaruosius rezultatus, šie matavimai parodė, jog tiek šilumos išsiskyrimo vertinimo, tiek temperatūros pasiskirstymo bei paviršių deformacijų skaičiavimai yra artimi realiems dydžiams.

3.2.4 Lazerio pluošto sklidimo skaičiavimas

Lazerio pluošto sklidimo skaičiavimo algoritmo (aprašyto 2.7.1 skyriuje) patikrinimui buvo panaudoti 3.1.4 skyriuje gauti duomenys. Pradinio Gauso pluošto (diametras pusės aukštyje 0,62 mm) bangos frontas buvo nustatytas pagal suskaičiuotą OKS (3.14 pav.). Gauto pluošto sklidimas buvo skaičiuojamas atsižvelgiant į optinius elementus (lęšius ir sferinius veidrodžius), kurie buvo naudojami eksperimentuose.

Suskaičiuotų Gauso pluošto, patyrusio bangos fronto iškraipymus, intensyvumo skirstinių palyginimas su eksperimentiškai išmatuotais intensyvumo skirstiniais, pavaizduoti 3.24 pav. Labai geras rezultatų sutapimas rodo, net tik pluošto skaičiavimo algoritmo tinkamumą bet ir pamatuotos interferogramos analizės kokybiškumą.



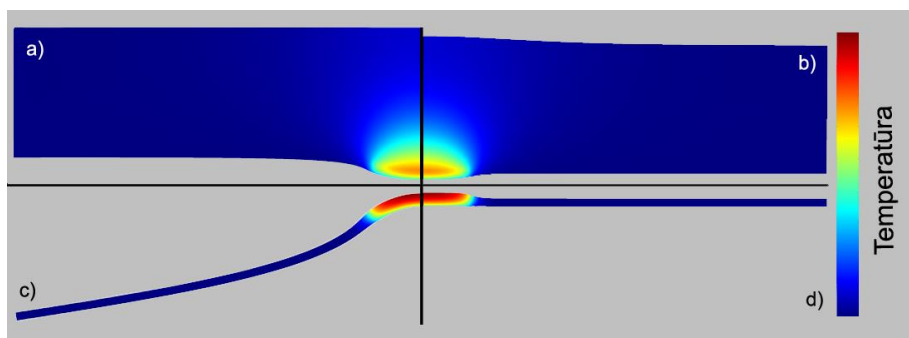
3.24 pav. Teoriškai suskaičiuotų ir eksperimentiškai pamatuotų sklindančio pluošto intensyvumo skirstinių palyginimas esant skirtingiems nusklistiems atstumams.

4 Teorinis sudėtinių plonų aktyvių terpių optinių savybių įvertinimas

Šiame darbe pasiūlytas sudėtinis daugiadiskis elementas yra panašus į keletą plonų aktyvių diskų su storais nelegiruotais sluoksniais. Todėl toliau šiame darbe nagrinėjamos atskiro plono disko, su nelegiruotu sluoksniu, savybės.

Kaip jau minėta (1.5 skyriuje), nelegiruotas sluoksnis turėtų sumažinti sustiprintos spontaninės emisijos efektą bei elementui suteikti mechaninio stabilumo. Taip pat [11] straipsnio autorius teoriškai suskaičiavo, jog nelegiruoto sluoksnio pridėjimas turėtų drastiškai sumažinti temperatūrą elemente, taigi ir atspindėtos bangos iškraipymai turėtų sumažėti eile. Tačiau skaičiuojant baigtinių elementų analizės būdu, mums nepavyko gauti tokio temperatūros pokyčio netgi keičiant įvairius medžiagos parametrus.

Bet kokių atveju, suskaičiavus temperatūros pasiskirstymą ir paviršių deformacijas (leista deformuotis laisvai), akivaizdu, jog nelegiruoto sluoksnio uždėjimas ant plono aktyvaus sluoksnio keičia tiek temperatūros skirstinį, tiek deformacijų pobūdį (4.1 pav. a ir c). Kai deformacijos yra dalinai apribotos (pavyzdžiui litavimui naudojamu indžio sluoksniu), dėl pasikeitusio deformacijų pobūdžio, optinės elemento savybės taip pat keičiasi (4.1 pav. b ir d).



4.1 pav. Suskaičiuoti temperatūros pasiskirstymai ir deformacijos (dėl vaizdumo padidintos) esant tokiam pačiam šilumos šaltiniui: a) laisvai besideformuojantis plonas diskas su storu nelegiruotu sluoksniu; b) plonas diskas su storu nelegiruotu sluoksniu, kai deformacijos apribotos indžio sluoksniu; c) laisvai besideformuojantis plonas diskas; d) plonas diskas, kai deformacijos apribotos indžio sluoksniu

Mūsų žiniomis, nelegiruoto sluoksnio įtaka termo-optinėms plono disko savybėms, nebuvo ištyrinėta. Todėl toliau šiame darbe buvo pabandyta įvertinti kokią įtaką atspindėtam lazerio pluoštui padaro pasikeitusios elemento optinės savybės dėl pakitusio temperatūros pasiskirstymo elemente bei paviršių deformacijų.

Atsižvelgiant į tai, jog teoriniai (skaitiniai) modeliai parodė gerą sutapimą su eksperimentų rezultatais (3.2 skyrius), šie modeliai toliau buvo naudojami sudėtinių aktyvių terpių su plonais aktyviais sluoksniais optinių savybių vertinime.

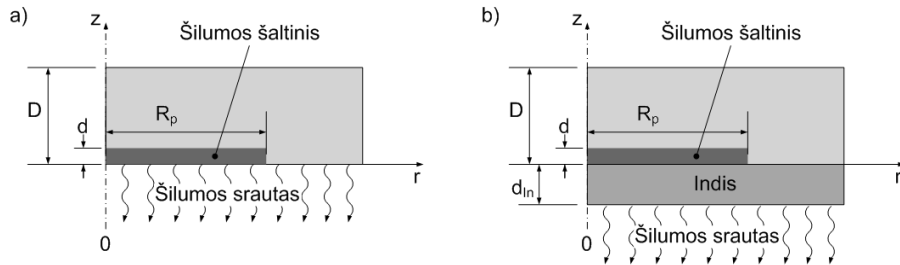
Buvo laikoma, jog analizuojamos sistemos yra tiesinės (pasižymi homogeniškumo, adityvumo ir postūmio invariantiškumo savybėmis). Tokiu atveju temperatūros pasiskirstymas elemente bei jo paviršių deformacijų skaičiavimas gali būti atliekamas pagal 2.4.1 skyriuje aprašytą metodiką. Toks supaprastinimas, esant dideliame šilumos šaltinio tankiui, neduoda tikslių rezultatų, tačiau vis tiek leidžia įvertinti šilumos šaltinio sąlygotus optinių elemento savybių pokyčius, bei palyginti su kitais panašiais elementais. Tuo tarpu tiesinio artinio įvedimas ženkliai sutrumpina skaičiavimų laiką.

4.1 Modelio geometrija

Analizuojama geometrija buvo radialinės simetrijos plonas diskas. Atsižvelgiant į toliau skaičiavimuose naudotų šilumos šaltinių dydžius, postūmio invariantiškumo sąlygai patenkinti, pasirinktas disko spindulys buvo $20mm$. Toks spindulys yra pakankamai didelis ir tolesnis didinimas nebeturėjo reikšmingo efekto.

Modelyje laikyta, jog legiruotos sudėtinio disko dalies medžiagos savybės nesiskiria nuo nelegiruotos dalies. Todėl sudėtinis elementas buvo laikomas vientisa medžiaga, kurioje šilumos šaltinis yra apribotas legiruoto sluoksnio storium $d = 200\mu m$ ir kaupinančio pluošto spindulium R_p (4.2 pav.).

Nelegiruoto sluoksnio storis buvo keičiamas nustatant bendrą disko storį D . Naudoti storiai buvo: $0,2mm$, $0,4mm$, $0,8mm$, $1,6mm$ ir $3,2mm$, kur $D = 0,2mm$ atitinka diską be nelegiruoto sluoksnio.



4.2 pav. Skaičiavimuose naudota modelio geometrija: a) kai deformuojasi laisvai; b) kai deformacijos apribotos indžio sluoksniu.

Vietoje kaupinančio pluošto sugerties ir išsiskiriančios šilumos skaičiavimų, buvo tiesiogiai užduodamas homogeniškas z kryptimi (4.2 pav.) šilumos šaltinis. Šilumos šaltinio galios tankio skirstiniai skersinėje r koordinatėje buvo dviejų tipų: stačiakampio („*hat-top*“) ir Gauso. Stačiakampio šilumos šaltinio skirstinio dydis apibrėžiamas kaip šilumos šaltinio skirstinio skersmuo, o Gauso formos šilumos šaltinio dydis apibrėžiamas kaip skersmuo $1/e^2$ lygyje. Reikia paminėti, jog esant tokiems šilumos šaltinio dydžio apibrėžimams, bendra šilumos galia stačiakampio skirstinio atveju yra dvigubai didesnė už bendrą šilumos galią Gauso skirstinio atveju, kai maksimali šilumos šaltinio tankio vertė išlaikoma tokia pati.

Vienu atveju, laikyta jog diskas gali deformuotis laisvai (4.2 pav. a). Tai atitiktų tiesiogiai vandeniui aušinamą diską ar diską ant plastiškos šilumai laidžios pastos. Kitu atveju laikyta, jog disko deformacijas dalinai riboja $d_{in} = 100\mu m$ storio indžio sluoksnis, kurio kita pusė yra mechaniškai įtvirtinta (4.2 pav. b). Toks modelis atitinka litavimo būdu prie aušintuvo pritvirtintą diską.

Laisvų deformacijų atveju, laikyta, jog šilumos pernašos iš elemento į aušintuvą koeficientas yra $h = 10 W/cm^2K$. Tuo atveju, kai yra indžio sluoksnis, šilumos pernašos (tarp elemento ir indžio) koeficientas parinktas toks, jog efektyvus pernašos koeficientas tarp elemento ir aušintuvo išliktų toks pats, kaip ir laisvų deformacijų atveju. Aušintuvo temperatūra buvo fiksuota

$T = 20^{\circ}C$. Visi kiti elemento paviršiai buvo laikomi izoliuotais šiluminiu požiūriu.

Elemento medžiagos parametrai atitiko tipinius IAG kristalo parametrus: šilumos laidumas $k = 11W/m \cdot K$, šiluminio plėtimosi koeficientas $\alpha = 8 \cdot 10^{-6}K^{-1}$, Jungo modulis $Y = 308GPa$, Puasono koeficientas $\nu = 0.23$ ir termo-optinis koeficientas $\frac{dn}{dt} = 7.3 \cdot 10^{-6}K^{-1}$. Atitinkamai indžio parametrai: $k_{In} = 82W/m \cdot K$, $\alpha_{In} = 32 \cdot 10^{-6}K^{-1}$ ir $\nu_{In} = 0.45$.

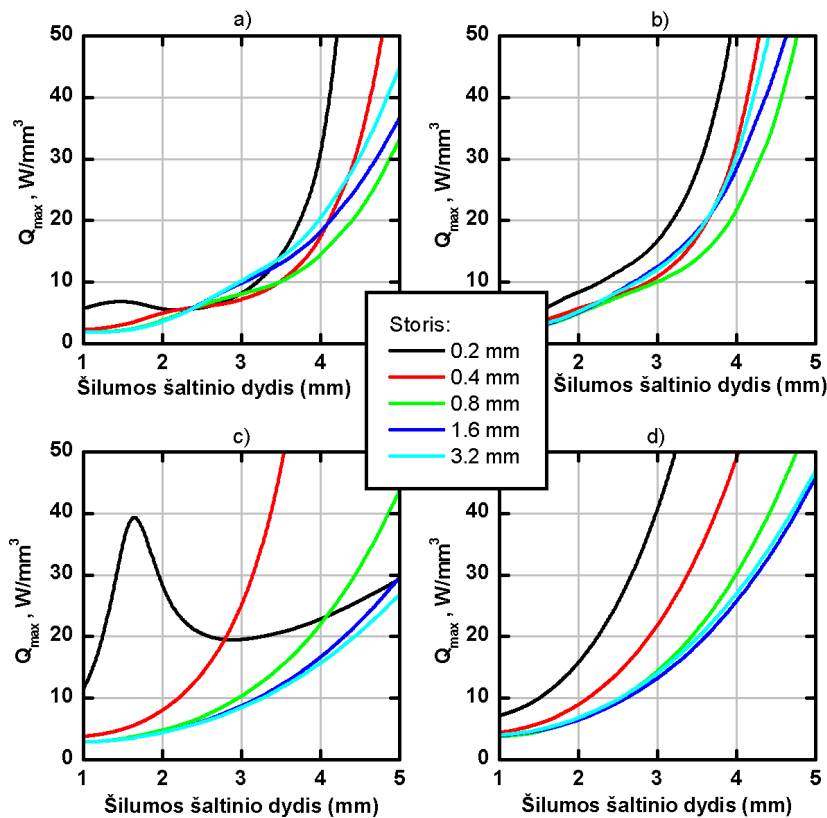
Iš suskaičiuotų temperatūros pasiskirstymo elemente ir jo paviršių deformacijų, susidaręs optinis kelių skirtumas (OKS) buvo skaičiuojamas pagal (2.49) lygtį.

4.2 Nelegiruoto sluoksnio įtakos įvertinimai

Užduota maksimali M^2 parametro vertė, pagal kurią skaičiuojamas Q_{max} parametras buvo 1,05 (2.20 pav.). Šis pasirinktas apibrėžimas galioja visiems toliau pateiktiems duomenims kur vaizduojamos Q_{max} parametro priklausomybės.

Suskaičiuoto Q_{max} parametro priklausomybės nuo šilumos šaltinio dydžio, kai zonduojančio spindulio dydis yra fiksuotas (2 mm), esant įvairiems analizuojamo elemento storiams, pavaizduotos 4.3 pav. Visų kreivių bendra tendencija rodo, jog didinant šilumos šaltinio dydį, galima arba gauti geresnę atspindėto pluošto fokusuojamumą, arba galima didinti šilumos šaltinio galios tankį, išlaikant nustatytą pluošto fokusuojamumą. Šio efekto buvo galima tikėtis, nes didesnis šiluminio šaltinio dydis reiškia, jog temperatūra elemente ir jo paviršių deformacijos tolygiau pasiskirsto efektyvaus zonduojančio spindulio ploto atžvilgiu. Praktiniu požiūriu, galimybė didinti šilumos šaltinio galios tankį reiškia galimybę didinti kaupinimo intensyvumą (galią) taip padidinant generuojamo ar stiprinamo pluošto galią. Tačiau šilumos šaltinio dydžio didinimas reiškia didesnę žadinamą plotą, kas reiškia, jog reikia didesnės kaupinimo galios. Kadangi lazerio pluošto dydis nesikeičia, kaupinamo ploto ir atitinkamai kaupinimo galios didinimas reiškia mažesnę

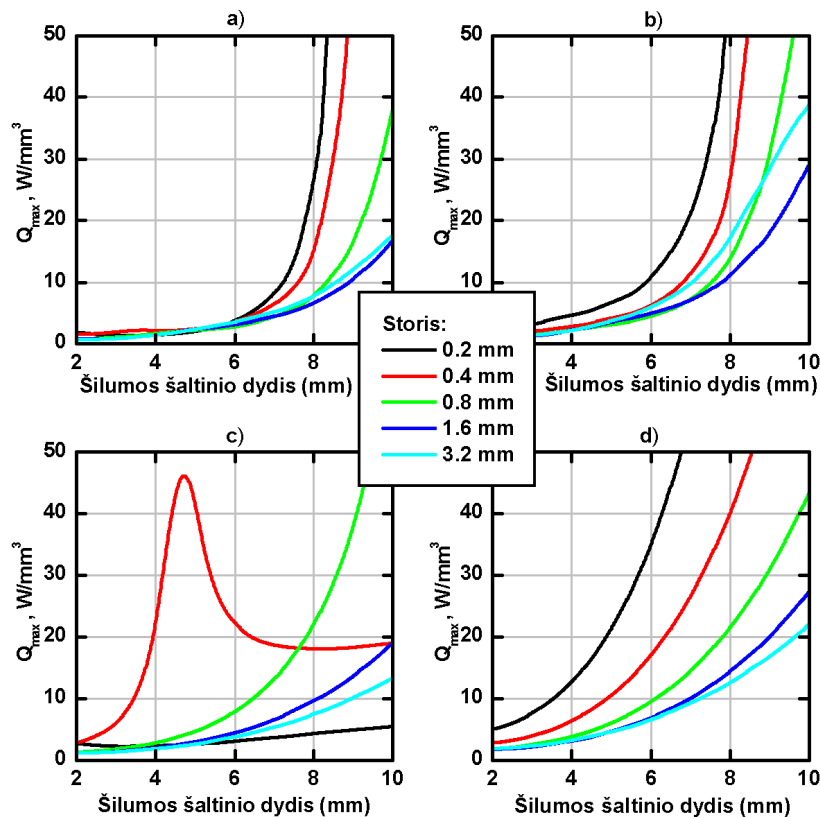
efektyvumą. Kitas kaupiamos srities dydžio didinimo trūkumas yra tai, jog tada stipriau pasireiškia sustiprinta savaiminė emisija (SSE). Siekiant to išvengti, pagal [8] reikėtų didinti nelegiruoto sluoksnio storį, tačiau, kaip matome iš 4.3 pav. parodytų grafikų, tai blogina atspindėto pluošto fokusuojamumą. Taip pat, kai sužadinta zona yra daug didesnė už generuojamo lazerio spindulio dydį, rezonatoriuose tampa sunkiau išvengti aukštesnių skersinių modų generacijos [18].



4.3 pav. Q_{max} parametro priklausomybės nuo šilumos šaltinio dydžio įvairiems analizuojamo elemento storiams, kai lazerio pluošto dydis yra 2 mm: a) ir c) laisva deformacija; b) ir d) deformacijos apribotos indžio sluoksniu; a) ir b) stačiakampis šilumos šaltinio skirstinys; c) ir d) Gauso formos šilumos šaltinio skirstinys.

Įdomi sritis yra laisvų deformacijų atveju, kai plonas diskas neturi nelegiruoto sluoksnio ir šilumos šaltinio dydis yra panašus į zondojuojančio pluošto dydį (4.3 pav. c). Teoriškai atrodo, jog tai yra sritis, kur gali būti pasiektas geras efektyvumas ir geras pluošto fokusuojamumas. Tai gali būti paaiškinama tuo, jog mechaninės disko deformacijos dalinai kompensuoja termo-optinio efekto sąlygojamas aberacijas. Tačiau praktiniu požiūriu ši sritis

yra nestabili, nes stipriai priklauso nuo šilumos šaltinio galios tankio skirstinio (4.3 pav. a ir c). Taip pat ši sritis priklauso ir nuo zondojančio pluošto dydžio. Tą galima pastebėti palyginus 4.3 pav. c ir 4.4 pav. c, kur pateiktos analogiškos priklausomybės esant 4 mm zondojančio spindulio dydžiui. Pastaruoju atveju (4.4 pav. c), esant laisvoms deformacijoms, diskas be nelegiruoto sluoksnio tampa prasčiausiu variantu, o tuo tarpu geras savybes rodo 0,4 mm storio diskas.



4.4 pav. Q_{max} parametro priklausomybės nuo šilumos šaltinio dydžio įvairiems analizuojamo elemento storiams, kai lazerio pluošto dydis yra 4 mm: a) ir c) laisva deformacija; b) ir d) deformacijos apribotos indžio sluoksniu; a) ir b) stačiakampis šilumos šaltinio skirstinys; c) ir d) Gauso formos šilumos šaltinio skirstinys.

Kai disko deformacijos yra dalinai apribotos indžio sluoksniu, rezultatai yra labiau nuspėjami ir kontroliuojami, kas yra pageidautina realių sistemų atveju. Bet kokių atveju, galime pastebėti, kad didinamas nelegiruoto sluoksnio storis turi neigiamą įtaką optinių aberacijų atžvilgiu. Kitaip tariant, arba prastėja atspindėto lazerio pluošto fokusuojamumas, arba mažėja galima kaupinimo galia, jei siekiama išlakyti pasirinktą atspindėto pluošto fokusuojamumą.

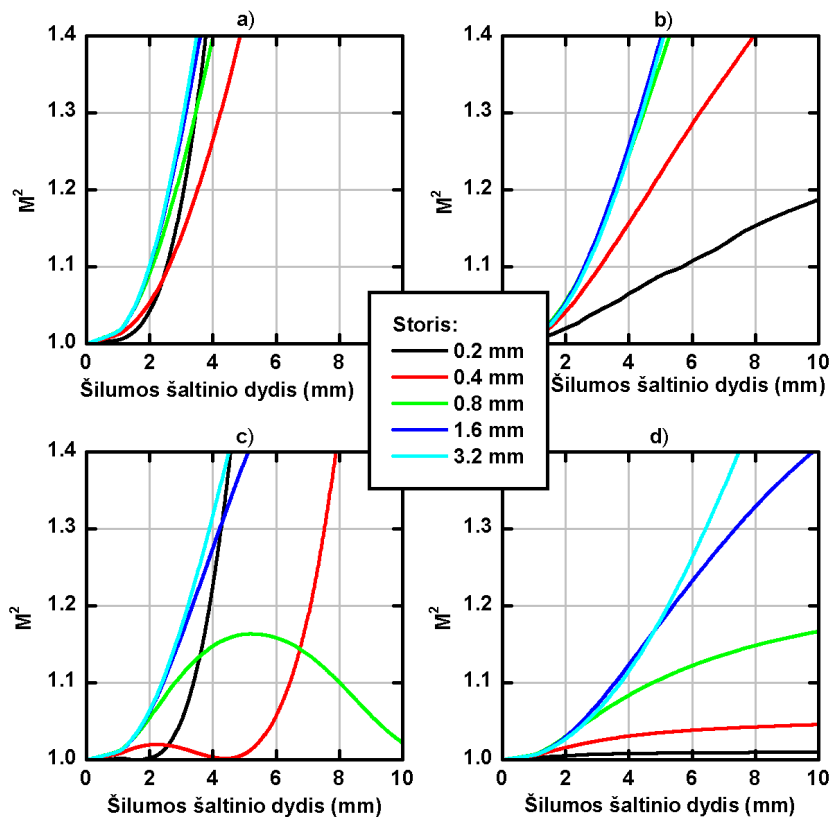
Dar vienas nepageidaujamas storo nelegiruoto sluoksnio sukeliamas efektas yra šiluminis lęšis. Šis efektas gerai matomas 3.22 pav., kur tiek temperatūros pasiskirstymas, tiek paviršių deformacijos veikia kaip teigiami lęšiai ir tų „lęšių“ laužiamosios gebos sumuojasi. Tuo tarpu plono disko be nelegiruoto sluoksnio atveju, deformacijos formuoja išgaubtą veidrodį, kuris dalinai kompensuoja, ar net viršija temperatūros pasiskirstymo sąlygotą teigiamą lęšį (4.1 pav.).

Aberacijų matavimo eksperimentų metu taip pat pastebėta dar viena nelegiruoto sluoksnio įtakojama neigiama savybė – depoliarizacija. Šis efektas nebuvo išsamiai tyrinėjamas ar analizuojamas, tačiau gali būti paaiškintas įtempimais medžiagoje dėl susidariusių skersinių šilumos srautų. Tuo tarpu įprasto plono disko be nelegiruoto sluoksnio atveju, depoliarizacija paprastai būna nereikšminga.

Viena iš deklaruojamų diskinių lazerių teigiamų savybių yra mastelio keitimo galimybė [3,9,50,51,62,63]. Suformuluotas diskinio lazerio mastelio keitimo principas pagal [3] yra toks: norint padvigubinti lazerio išvadinę galią, reikia dvigubai padidinti į diską krentančio lazerio pluošto modos dydį, išlaikant tą patį disko storį ir išvadinio veidrodžio skaidrumą. Toks apibrėžimas reiškia, jog kaupinimo intensyvumas (taigi ir šilumos šaltinio galios tankis) turi būti nekeičiamas, o proporcingai lazerio pluošto dydžiui keičiamas tik kaupinančio pluošto (šilumos šaltinio) dydis.

Šios mastelio keitimo koncepcijos patikrinimas diskiniams elementams su nelegiruotu sluoksniu buvo atliekamas, fiksuojant šilumos šaltinio galios tankį ir skaičiuojant M^2 parametro priklausomybę nuo šilumos šaltinio dydžio, proporcingai keičiant ir zonduojančio spindulio dydį. Pasirinktas šilumos šaltinio galios tankis buvo $Q = 5 \text{ W/mm}^3$, o šilumos šaltinio dydis lygus zonduojančio pluošto dydžiui. Pagal apibrėžtus kriterijus, M^2 parametro priklausomybė nuo šilumos šaltinio dydžio pavaizduota 4.5 pav. Bendra savybė yra ta, jog didinant lazerio pluošto dydį, jo fokusuojamumas blogėja (didėja M^2 parametras). Nors laisvų elemento deformacijų ir Gauso formos šilumos šaltinio atveju yra zonos su mažomis aberacijomis (4.5 pav. c), ši sritis

praktikoje yra sunkiai pritaikoma, nes stipriai priklauso nuo šilumos šaltinio skirstinio. Tą galime matyti palyginę 4.5 pav. c ir 4.5 pav. a grafikus.



4.5 pav. Atspindėto difrakciškai riboto lazerio pluošto M^2 parametro priklausomybės nuo šilumos šaltinio dydžio įvairiems analizuojamo elemento storiams, kai lazerio pluošto dydis yra toks pats, kaip ir šilumos šaltinio dydis: a) ir c) laisva deformacija; b) ir d) deformacijos apribotos indžio sluoksniu; a) ir b) stačiakampis šilumos šaltinio skirstinys; c) ir d) Gauso formos šilumos šaltinio skirstinys.

Kai elemento deformacijos yra dalinai apribotos indžio sluoksniu, rezultatai tampa labiau prognozuojami, o M^2 parametras santykinai sumažėja. Tai reiškia, jog galime gauti arba geresnį atspindėto pluošto fokusuojamumą, arba didesnę galią. Dar geresni rezultatai gaunami, kai vietoje stačiakampio šilumos šaltinio galios skirstinio yra Gauso formos skirstinys (4.5 pav. d). Kadangi šilumos šaltinio tankis yra proporcingas žadinimo intensyvumui, reiškia jog kaupinančio pluošto skirstinys taip pat turėtų būti artimas Gauso formos skirstiniui. Toks sužadino skirstinys taip pat yra pageidautinas diskinių lazerių rezonatoriuose, nes padeda išlaikyti fundamentinę rezonatoriaus modą [18]. Grįžtant prie mastelio keitimo koncepcijos, rezultatai, pateikti 4.5 pav.

rodo, jog ji galioja tik mechaniškai įtvirtinto plono disko be nelegiruoto sluoksnio atveju, kur M^2 parametro priklausomybė nuo pluošto dydžio rodo soties požymius. Tuo tarpu nelegiruoto sluoksnio pridėjimas mažina mastelio keitimo galimybes.

Kaip jau minėta anksčiau, paaukojus efektyvumą, t.y. padidinus kaupinančio ir lazerio pluoštų dydžių santykį, galime gauti geresnį lazerio pluošto fokusuojamumą arba padidinti galią. Tačiau, išlaikant mastelio keitimo sąlygas, gaunamos panašios savybės – nelegiruoto sluoksnio pridėjimas riboja mastelio keitimo galimybes.

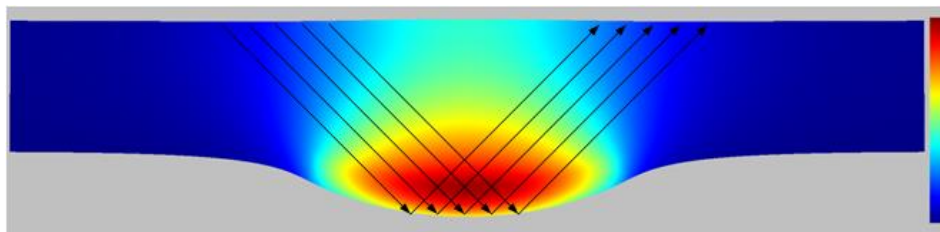
4.2.1 Pluošto kritimas kampu

Iki šiol buvo nagrinėjamos tik situacijos, kai žadinantis ir zonduojantis pluoštai krenta statmenai disko plokštumai. Tuo tarpu 1.5-ame skyriuje pasiūlytame daugiadiskiniame sudėtiniame elemente pluoštai krinta kampu į atspindinčią plokštumą. Šiame darbe ši situacija detaliai nėra nagrinėjama ir pateikiamas tik abstraktus optinių kelių skirtumo pasiskirstymo pokyčių įvertinimas, rodantis jog situacija iš esmės nepagerėja ir kad atsiranda papildomas nepageidautinas efektas – astigmatizmas.

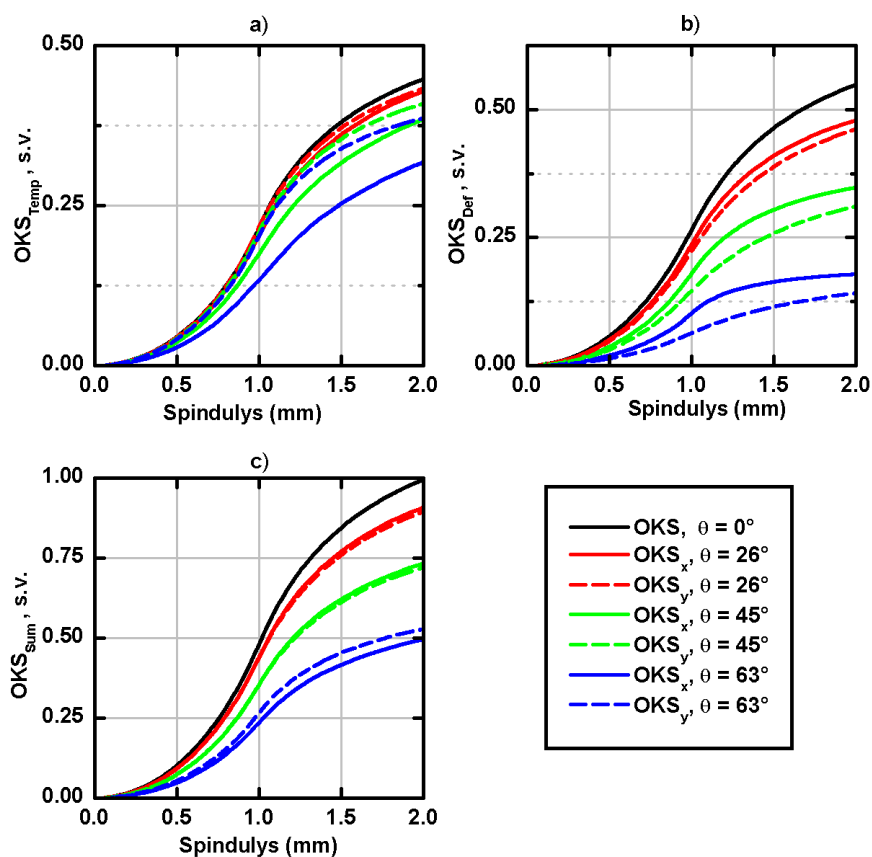
Kai pluoštai krinta kampu į atspindinčią plokštumą, sužadinama zona (šilumos šaltinio skirstinys) tampa elipsinė. Taigi apskritiminės simetrijos nebelyka, tačiau vis dar lieka dvi veidrodinės simetrijos plokštumos – spindulių kritimo ir jai statmena plokštumos. Tokios sistemos analizei taip pat galima pritaikyti tiesinės sistemos skaičiavimo metodiką, aprašytą 2.4.1 poskyryje. Tik reikia atsižvelgti, jog, priklausomai nuo to kas skaičiuojama, sistemos atsakas į mažą (geometrine prasme) signalą gali neturėti apskritiminės simetrijos.

Optinio kelio skirtumas (OKS) dėl termo-optinio efekto buvo skaičiuojamas pasinaudojant (2.47) lygtimi, o dėl atspindinčio paviršiaus deformacijų – pagal (2.51) lygtį. Modelio geometrija pasirinkta analogiška 4.2 pav. a paveiksle pavaizduotai geometrijai, kur legiruoto sluoksnio storis $d = 200\mu m$, o bendras bandinio storis $D = 2,5mm$. Pagrindinis OKS skaičiavimo skirtumas buvo tai,

jog nebuvo vertinama priešingo bandinio paviršiaus deformacijų įtaka (4.6 pav.). Šilumos šaltinio skirstinys buvo skaičiuojamas laikant, jog kaupinimo pluoštas turi apskritiminės simetrijos stačiakampį („top-hat“) intensyvumo skirstinį, kurio skersmuo yra 2mm . Buvo laikoma, jog sugerta galia (išsiskirianti šiluma) visais atvejais tokia pati.



4.6 pav. OKS skaičiavimo, kai pluoštai krinta kampu, vizualizacija.



4.7 pav. OKS priklausomybės nuo spindulio, esant įvairiems kritimo kampams: a) OKS dėl termo-optinio efekto; b) OKS dėl atspindinčio paviršiaus deformacijos; c) Suminis OKS. Kaupinančio pluošto dydis 2mm .

Skaiciavimų rezultatai esant skirtingiems kritimo kampams θ pavaizduoti 4.7 pav., kur pateikti OKS pjūviai lazerio pluošto kritimo plokštumoje (y kryptis) ir jai statmena kryptimi x . Žvelgiant į susidarancius optinių kelių

skirtumus dėl termo-optinio efekto ir dėl atspindinčio paviršiaus deformacijų atskirai, matome jog didėjant kritimo kampui, didėja astigmatizmas (4.7 pav. a ir b). Tuo tarpu jų suminis rezultatas duoda sumažėjusį astigmatizmą – dalinai vienas kitą kompensuoja (4.7 pav. c). Tačiau šis sukompensavimas priklauso nuo silpnai tarpusavyje susijusių termo-optinių ir termo-mechaninių medžiagos savybių, kurios realybėje gali būti kiek kitokios nei aprašančiame modelyje. Todėl bendru atveju reikėtų laikyti, jog dėl pluošto kritimo kampu atsiranda ir astigmatizmas. Astigmatizmas taip pat buvo matomas sudėtinio elemento aberacijų matavimo eksperimentuose (žr. 3.1.4 poskyrį).

Skaičiavimų rezultatai taip pat rodo, jog kai pluoštas krinta kampu, OKS kitimo diapazonas mažėja – t.y. mažėja aberacijos. Toks rezultatas gautas todėl, kad buvo padaryta prielaida, jog bendras išsiskiriančios šilumos kiekis yra toks pats visais atvejais. Tuo tarpu plotas, kuriame pasiskirsto šilumos šaltinis, didėja, didėjant kritimo kampui, taigi šilumos šaltinio tankis mažėja. Bet kokiu atveju, pluoštams krintant kampu, optinių aberacijų pobūdis iš esmės nepasikeičia.

4.3 Daugiadiskinės konfigūracijos alternatyvos įvertinimas

Laikantis prielaidos, jog nagrinėtoms sistemoms galioja adityvumo savybės (vienas iš reikalavimų tiesinėms sistemoms), gauname, jog tame pačiame elemente esančios atskiros aktyvios zonos tarpusavyje nesąveikauja, o juose indukuoti optiniai efektai sumuojasi. Todėl galima teigti, jog 1.5 skyriuje pasiūlytam sudėtiniam elementui galima pritaikyti plono disko su nelegiruotu sluoksniu optinių savybių vertinimus, kai pluoštas krinta kampu. Tuo tarpu, kaip buvo parodyta, pluoštui krintant kampu, lyginant su pluošto kritimu statmenai atspindinčiam paviršiui, šiluminių reiškinių sukeltos optinės savybės iš esmės nepasikeičia. Tai reiškia, jog pasiūlyto elemento pagrindinės neigiamos savybės, neleidusios generuoti didelės galios aukštos kokybės lazerinio pluošto, yra susijusios su nelegiruotu „užpildu“ tarp plonų aktyvių

sluoksnių. Buvo atliekami skaičiavimai ir kai analizuojamų elementų matmenys yra baigtiniai (nebegalioja tiesinės sistemos savybės). Tačiau tai didelės įtakos rezultatams neturėjo, o nedideli pokyčiai buvo tik aberacijų didėjimo linkme. Todėl, atsižvelgiant į turimus skaičiavimo resursus, modeliai, aprašantys realius elementų gabaritus nebuvo detaliam nagrinėjami.

Atsižvelgiant į nelegiruoto sluoksnio neigiamą įtaką (šiluminių reiškinių požiūriu), logiškas sprendimas būtų šio sluoksnio atsisakyti. Tokiu atveju, būtų grįžtama prie atskirų diskelių struktūros (daugiadiskinis lazerio aktyvusis elementas), kuri pavaizduota 1.1 pav. Tai galėtų būti tolimesnė daugiadiskinių kolineariai žadinamų lazerinių aktyviųjų elementų tyrimų ir vystymo kryptis.

Tarpusavyje lyginant monolitinės ir atskirų diskelių struktūros koncepcijas, būtų galima išskirti keletą svarbių skirtumų (kurie iš esmės jau aprašyti 1.5 skyriuje). Pagrindinis atskirų diskelių elementų privalumas būtų mažesnė šiluminių reiškinių įtaka. Taip pat atsirastų galimybė optimizuoti išsiskiriančios šiluminės galios pasiskirstymą tarp atskirų diskelių, tinkamai parenkant jų storį ar legiravimo laipsnį. Tačiau atskirų diskelių atveju nebebūtų galima išnaudoti visiškojo vidaus atspindžio efekto, dėl ko papildomai reikėtų tiek skaidrinančių, tiek atspindinčių dielektrinių dangų. Taip pat reikalavimai kaupinimo pluoštui tampa griežtesni, nes pluoštai didžiąją dalį sklinda aplinkoje su mažu lūžio rodikliu. Kitas ribojantis faktorius gali būti SSE (sustiprinta spontaninė emisija), kuris yra aktualus įprastuose diskiniuose lazeriuose. Taip pat svarbu tinkamai pritvirtinti ir efektyviai aušinti atskirus diskelius, kas monolitiniu atveju yra paprasčiau. Tačiau atskirų diskelių lazerinio elemento pagaminimo kaina turėtų būti mažesnė, dėl didelės sudėtinio keraminio elemento gamybos kainos.

Išvados

- Pristatyta ir išanalizuota lazerinio sudėtinio elemento su plonais aktyviais sluoksniais koncepcija, kuri apjungia įvairių lazerinių aktyviųjų elementų tipų savybes: siūlomo elemento forma ir stiprinamo pluošto sklidimo jame pobūdis yra panašūs į plokštės tipo lazerinį elementą; siūlomas kaupinimo iš galo būdas paprastai naudojamas strypo formos elementuose; dėl plonų aktyvių sluoksnių ir jų aušinimo būdo elemento termo-optinės savybės yra panašios į diskinio lazerio elementą. Tokį elementą leidžia realizuoti skaidrių keramikų gamybos technologijos, kurios leidžia pagaminti norimos formos ir sudėties (legiravimo laipsnio prasme) aktyviuosius lazerių elementus.
- Atlikti eksperimentai parodė, jog, nepaisant panašumo į diskinio lazerio aktyvųjį elementą, siūlomas sudėtinis elementas pasižymi stipriais šiluminių reiškinių sukeltais optiniais iškraipymais dėl kurių daugiausiai pavyko pasiekti tik keturių vatų difrakciškai riboto lazerio pluošto galią. Šiuo atžvilgiu išbandytas sudėtinis aktyvus elementas neturi jokio pranašumo prieš klasikinį strypo formos lazerinį elementą.
- Pasiūlytas ir pritaikytas aktyvaus elemento sukeltų optinių iškraipymų vertinimo metodas, kuris remiasi pluošto sklidimo parametro M^2 skaičiavimu. Šis metodas leido įvertinti nelegiruoto sluoksnio, esančio ant plono aktyvaus sluoksnio, įtaką optinių aberacijų atžvilgiu. Rezultatai parodė, jog, esant tokiam pačiam šilumos šaltiniui, nelegiruoto sluoksnio pridėjimas ant plono aktyvaus sluoksnio pablogina atspindėto difrakciškai riboto lazerio pluošto erdvines charakteristikas.
- Bangos fronto iškraipymai labiausiai pasireiškia dėl kraštinių efektų, kurie gali būti sumažinti naudojant kaupinimo pluoštą, kurio intensyvumo skirstinys yra artimas Gauso funkcijai. Bangos fronto iškraipymai taip pat gali būti sumažinti, didinant kaupinančio ir stiprinamo lazerio pluoštų dydžių santykį, tačiau kaupinimo panaudojimo efektyvumas mažėja.
- Supaprastinti šilumos srautų skaitiniai modeliai ir jų analizė parodė, jog pagrindinė optinių iškraipymų priežastis pasiūlytame sudėtiniam elemente yra

nelegiruota terpė tarp plonų aktyvių sluoksnių. Nepaisant monolitinės struktūros teikiamų privalumų, atsisakius nelegiruoto užpildo tarp plonų aktyvių sluoksnių, galima tikėtis optinių iškraipymų sumažėjimo išlaikant panašias sugerties ir stiprinimo savybes. Įsisavinus plonų aktyvių elementų tvirtinimo prie aušintuvo technologijas (pvz. litavimas), tai galėtų būti tolimesnė pasiūlytos koncepcijos tyrimų sritis.

- Bendru atveju, iš daugiamodžio šviesolaidžio išėjęs ir optinės sistemos suformuotas (sufokusuotas) kaupinimo pluoštas yra nesimetriškas pluošto sąsmaukos atžvilgiu. Tai gali būti svarbu ilgo, iš galo kaupinamo, lazerinio elemento atveju. Pateiktas paprastas modelis, gerai aprašantis iš daugiamodžio šviesolaidžio išėjusios kaupinimo spinduliuotės intensyvumo skirstinio kitimą, pluoštui sklindant už jį formuojančios optinės sistemos.

Literatūros sąrašas

- [1] O. G. Okhotnikov, *Fiber Lasers* (Wiley, 2012).
- [2] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, and H. Opower, Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers, *Applied Physics B* **58**, 365–372 (1994).
- [3] R. Paschotta, Power scalability as a precise concept for the evaluation of laser architectures, 2007 European Conference on Lasers and Electro-Optics and the International Quantum Electronics Conference, (2007).
- [4] A. Giesen, Thin Disk Lasers - Power scalability and beam quality, *Laser Technik Journal* **2**, 42–45 (2005).
- [5] J. Mende, E. Schmid, J. Speiser, G. Spindler, and A. Giesen, Thin-disk laser - Power scaling to the kW regime in fundamental mode operation, in *Proc. SPIE 71931*, W. A. Clarkson, N. Hodgson, and R. K. Shori, eds., V1–12 (2009),.
- [6] C. R. E. Baer, C. Kränkel, C. J. Saraceno, O. H. Heckl, M. Golling, R. Peters, K. Petermann, T. Südmeyer, G. Huber, and U. Keller, Femtosecond thin-disk laser with 141 W of average power, *Optics Letters* **35**, 2302-2304 (2010).
- [7] D. Kouznetsov, J.-F. Bisson, J. Dong, and K.-i. Ueda, Surface loss limit of the power scaling of a thin-disk laser, *Journal of the Optical Society of America B* **23**, 1074-1082 (2006).
- [8] D. Kouznetsov, Role of undoped cap in the scaling of thin-disk lasers, *J. Opt. Soc. Am. B* **25**, 338–345 (2008).
- [9] D. Kouznetsov, J.-F. Bisson, and K. Ueda, Scaling laws of disk lasers, *Optical Materials* **31**, 754–759 (2009).
- [10] D. Bossert, P. Avizonis, and A. Killi, Comparative performance of ASE suppressed ceramic Yb:YAG thin disks, in *Proc. SPIE 7578*, vol. 7578, W. A. Clarkson, N. Hodgson, and R. K. Shori, eds., 75780G–75780G–12 (2010).

- [11] M. M. Tilleman, Analysis of thermal effects in laser materials, 2: Disk and slab geometry, *Optical Materials* **33**, 363–374 (2011).
- [12] V. Lupei, Ceramic laser materials and the prospect for high power lasers, *Optical Materials* **31**, 701–706 (2009).
- [13] J. Lu, M. Prabhu, J. Song, C. Li, J. Xu, K. Ueda, A. Kaminskii, H. Yagi, and T. Yanagitani, Optical properties and highly efficient laser oscillation of Nd:YAG ceramics, *Applied Physics B: Lasers and Optics* **71**, 469–473 (2000).
- [14] W. Kong and T. Taira, Lens-less edge-pumped high power microchip laser, *Applied Physics Letters* **100**, 141105 (2012).
- [15] H. Furuse, J. Kawanaka, K. Takeshita, N. Miyanaga, T. Saiki, K. Imasaki, M. Fujita, and S. Ishii, Total-reflection active-mirror laser with cryogenic Yb:YAG ceramics, *Opt. Lett.* **34**, 3439–3441 (2009).
- [16] H. Furuse, J. Kawanaka, N. Miyanaga, T. Saiki, K. Imasaki, M. Fujita, K. Takeshita, S. Ishii, and Y. Izawa, Zig-zag active-mirror laser with cryogenic Yb³⁺:YAG/YAG composite ceramics, *Opt. Express* **19**, 2448–2455 (2011).
- [17] H. Furuse, J. Kawanaka, N. Miyanaga, H. Chosrowjan, M. Fujita, K. Takeshita, and Y. Izawa, Output characteristics of high power cryogenic Yb:YAG TRAM laser oscillator, *Opt. Express* **20**, 21739–21748 (2012).
- [18] A. Kemp, G. Valentine, and D. Burns, Progress towards high-power, high-brightness neodymium-based thin-disk lasers, *Progress in Quantum Electronics* **28**, 305–344 (2004).
- [19] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics* (Cambridge University Press, 1999).
- [20] R. M. A. Azzam, Phase shifts that accompany total internal reflection at a dielectric–dielectric interface, *J. Opt. Soc. Am. A* **21**, 1559–1563 (2004).
- [21] H. G. Danielmeyer and P. Balmer, Fluorescence Quenching in Nd:YAG, *Applied Physics* **274**, 269–274 (1973).
- [22] M. Pollnau, P. Hardman, M. Kern, W. Clarkson, and D. Hanna, Upconversion-induced heat generation and thermal lensing in Nd:YLF and Nd:YAG, *Physical Review B* **58**, 16076–16092 (1998).

- [23] S. Kuck, L. Fornasiero, E. Mix, and G. Huber, Excited state absorption and stimulated emission of Nd³⁺ in crystals. Part I: Y₃Al₅O₁₂, YAlO₃, and Y₂O₃, *Applied Physics B* **67**, 151–156 (1998).
- [24] M. Pollnau, P. J. Hardman, W. A. Clarkson, and D. C. Hanna, Upconversion, lifetime quenching, and ground-state bleaching, *Optics Communications* **147**, 203–211 (1998).
- [25] S. Guy, C. Bonner, D. Shepherd, D. Hanna, A. Tropper, and B. Ferrand, High-inversion densities in Nd:YAG-upconversion and bleaching, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **34**, 900–909 (1998).
- [26] Y. Guyot, H. Manaa, J. Y. Rivoire, R. Moncorgé, N. Garnier, E. Descroix, M. Bon, and P. Laporte, Excited-state-absorption and upconversion studies of Nd doped single crystals Y₃Al₅O₁₂, YLiF₄, and LaMgAl₁₁O₁₉, *Phys. Rev. B* **51**, 784–799 (1995).
- [27] Y. Chen, C. Liao, Y. Lan, and S. Wang, Determination of the Auger upconversion rate in fiber-coupled diode end-pumped Nd:YAG and Nd:YVO₄ crystals, *Applied Physics B: Lasers and Optics* **70**, 487–490 (2000).
- [28] Y. Chen, Y. Lan, and S. Wang, Influence of energy-transfer upconversion on the performance of high-power diode-end-pumped CW lasers, *Quantum Electronics, IEEE* **36**, 615–619 (2000).
- [29] D. C. Brown, Power Densities and Fractions in Nd:YAG, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **34**, 560–572 (1998).
- [30] T. Fan, Heat generation in Nd:YAG and Yb:YAG, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **29**, 1457–1459 (1993).
- [31] D. P. Devor, L. G. DeShazer, and R. C. Pastor, Nd:YAG quantum efficiency and related radiative properties, *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **25**, 1863–1873 (1989).
- [32] J. Blows, T. Omatsu, J. Dawes, H. Pask, and M. Tateda, Heat generation in Nd:YVO₄ with and without laser action, *IEEE Photonics Technology Letters* **10**, 1727–1729 (1998).
- [33] R. Paschotta, *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, 1 tom. (John Wiley & Sons, 2008).

[34] S. S. Bhavikatti, *Finite Element Analysis* (New Age International (P) Limited, 2005).

[35] C. Pfistner, R. Weber, H. Weber, S. Merazzi, and R. Gruber, Thermal beam distortions in end-pumped Nd:YAG, Nd:GSGG, and Nd:YLF rods, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **30**, 1605–1615 (1994).

[36] M. M. Tilleman, Analysis of temperature and thermo-optical properties in optical materials. 1: Cylindrical geometry, *Optical Materials* **33**, 48–57 (2010).

[37] B. Wang, H. Jiang, X. Jia, Q. Zhang, D. Sun, and S. Yin, Thermal conductivity of doped YAG and GGG laser crystal, *Frontiers of Optoelectronics in China* **1**, 138–141 (2008).

[38] W. J. Alton and A. J. Barlow, Temperature Dependence of the Elastic Constants of Yttrium Aluminum Garnet, *Journal of Applied Physics* **38**, 3023–3024 (1967).

[39] P. R. Stoddart, P. E. Ngoepe, P. M. Mjwara, J. D. Comins, and G. A. Saunders, High-temperature elastic constants of yttrium aluminum garnet, *Journal of Applied Physics* **73**, 7298–7301 (1993).

[40] K. Gopalan, *An Introduction to Signal and Systems Analysis* (Cengage Learning, 2008).

[41] R. A. Gabel and R. A. Roberts, *Signals and linear systems* (Wiley, 1987).

[42] K. Contag, M. Karszewski, and C. Stewen, Theoretical modelling and experimental investigations of the diode-pumped thin-disk Yb: YAG laser, *Quantum Electronics* **29**, 697–703 (1999).

[43] H. Yang, G. Feng, and S. Zhou, Thermal effects in high-power Nd:YAG disk-type solid state laser, *Optics & Laser Technology* **43**, 1006–1015 (2011).

[44] X.-J. Wang, Z. Cai, J.-F. Jiang, C. Tang, B. Tu, and Q.-W. Jin, Thermal unbalance by an amplified spontaneous emission absorber in an Nd:YAG thin-disk laser. *Optics letters* **35**, 3381–3383 (2010).

- [45] T. Li, S. Zhao, Z. Zhuo, and Y. Wang, Thermal effects investigation and cavity design in passively mode-locked Nd:YVO₄ laser with a SESAM, *Optics Communications* **282**, 940–943 (2009).
- [46] M. Sovizi, R. Massudi, and M. Mohsseni, Thermal lensing and aberrations modeling of a Brewster cut end pumped laser rod by BEM and optimization of the pumping-beam waist, *Optics Communications* **284**, 423–428 (2011).
- [47] Z. Ma, D. Li, J. Gao, N. Wu, and K. Du, Thermal effects of the diode end-pumped Nd:YVO₄ slab, *Optics Communications* **275**, 179–185 (2007).
- [48] J. Bermudez and A. K. Yanov, The Influence of Thermally Induced Effects on Operation of a Compact Diode-Side-Pumped Nd:YVO₄ Laser, *Laser Physics* **13**, 255–263 (2003).
- [49] X.-l. Song, B.-b. Li, Z. Guo, S.-y. Wang, D.-f. Cai, and J.-g. Wen, Influences of pump beam distribution on thermal lensing spherical aberration in an LD end-pumped Nd:YAG laser, *Optics Communications* **282**, 4779–4783 (2009).
- [50] A. Giesen and J. Speiser, Fifteen Years of Work on Thin-Disk Lasers: Results and Scaling Laws, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **13**, 598–609 (2007).
- [51] T. Kasamatsu and H. Sekita, Laser-diode-pumped Nd:YAG active-mirror laser, *Applied optics* **36**, 1879–1881 (1997).
- [52] X. Yan, M. Gong, F. He, Q. Liu, X. Fu, and D. Wang, Numerical modeling of the thermal lensing effect in a grazing-incidence laser, *Optics Communications* **282**, 1851–1857 (2009).
- [53] A. E. Siegman, How to (Maybe) Measure Laser Beam Quality, in *DPSS (Diode Pumped Solid State) Lasers: Applications and Issues*, vol. 17, M. W. Dowley, ed. (Optical Society of America, 1998), 184–199 (1998).
- [54] T. H. Cormen, C. E. Leiserson, and R. L. Rivest, *Introduction to Algorithms, Second Edition*, vol. 7 (The MIT Press, 2001).
- [55] D. Brown, Ultrahigh-average-power diode-pumped Nd:YAG and Yb:YAG lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33**, 861–873 (1997).

[56] S. Chénais, S. Forget, F. Druon, F. Balembois, and P. Georges, Direct and absolute temperature mapping and heat transfer measurements in diode-end-pumped Yb:YAG, *Applied Physics B* **79**, 221–224 (2004).

[57] W. X.-F. Cao Ding-Xiang, Yu Hai-Wu, Zheng Wan-Guo, He Shao-Bo, Temperature-related performance of Yb³⁺:YAG disc lasers and optimum design for diamond cooling, *Chinese Physics* **15**, 2963—2969 (2006).

[58] K. Hyun Su, Dependence of the Yb:YAG disk laser crystal temperature on the pump laser spot and disk thickness, *Journal of the Korean Physical Society* **55**, 1425-1429 (2009).

[59] M. Najafi, A. Sepehr, A. Golpaygani, and J. Sabbaghzadeh, Simulation of thin disk laser pumping process for temperature dependent Yb:YAG property, *Optics Communications* **282**, 4103–4108 (2009).

[60] J. Rafiei, J. Sabbaghzadeh, I. Mashayekhe Asl, and S. S. Kazemi, Three-dimensional modeling of thermo-mechanical finite element analysis in edge-pumped composite Yb:YAG/YAG thin-disk laser, *Optics Communications* **283**, 3469–3474 (2010).

[61] M. Sovizi and R. Massudi, Thermal distribution calculation in diode pumped Nd:YAG laser rod by boundary element method, *Optics & Laser Technology* **39**, 46–52 (2007).

[62] U. Brauch, A. Giesen, M. Karszewski, C. Stewen, and A. Voss, Multiwatt diode-pumped Yb:YAG thin disk laser continuously tunable between 1018 and 1053 nm, *Optics letters* **20**, 713–715 (1995).

[63] M. Javadi-Dashcasan, F. Hajiesmaeilbaigi, H. Razzaghi, M. Mahdizadeh, and M. Moghadam, Optimizing the Yb:YAG thin disc laser design parameters, *Optics Communications* **281**, 4753–4757 (2008).