

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Lazerinių tyrimų centras

Aivaras Labžentis

PLOKŠČIĄ INTENSYVUMO SKIRSTINIŲ GENERUOJANČIŲ FAZINIŲ ELEMENTŲ
TEORINĖ ANALIZĖ BEI GAMYBA IR TESTAVIMAS NAUDOJANT
FEMTOSEKUNDINIUS LAZERIO IMPULSUS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės technologijos
studijų programa

Studentas

Aivaras Labžentis

Leista ginti

2022-05-25

Darbo vadovas

dr. Simas Butkus

Recenzentas

dr. Julius Vengelis

Instituto direktorius

prof. Aidas Matijošius

Vilnius 2022

Turinys

1	Įvadas	2
2	Teorinis įvadas	3
	2.1 Gauso pluoštai	3
	2.2 Difrakcijos teorija	5
	2.2.1 Bangos perdavimas laisvoje erdvėje	5
	2.2.2 Frenelio aproksimacija.....	6
	2.2.3 Frenelio – Hiugenso principas.....	8
	2.2.4 Šviesos bangų difrakcija.....	9
	2.2.5 Fraunhoferio difrakcija	10
	2.3 Pluoštų formavimas.....	12
	2.4 Medžiagų mikroapdirbimas su modifikuotu ne Gauso pluoštu	14
	2.4.1 Lazerinis grėžimas kvazi plokščio intensyvumo skirstinio pluoštu.....	15
	2.5 Shack-Hartmann kamera	19
	2.5.1 Difrakvusio taško vietos nustatymas	19
	2.5.2 Bangos fazinio fronto skaičiavimas	20
3	Tyrimo atlikimo metodas	22
	3.1 Kompiuterinis fazinės kaukės projektavimas.....	22
	3.2 Fazinės kaukės poveikis Gauso pluoštui matavimas	25
4	Tyrimo rezultatai	26
	4.1 Teorinių modelių rezultatai	26
	4.2 Matavimo rezultatai	26
5	Išvados	32
	Literatūros sąrašas	33
	Santrauka	36
	Summary	37
	Mokslinio darbo aprobacija	38

1 Įvadas

Įprastus medžiagų apdirbimo būdus keičia pažangesnis, tikslesnis lazerinis apdirbimas įvairiose pramonės srityse, tokiose kaip lazerinis mikroapdirbimas [1,2], elektronikos PCB plokščių gamyba [3,4] ir kt. Įprastai lazeriai spinduliuoja Gauso pluoštą, kuris yra naudojamas lazerinio mikroapdirbimo tikslais [5]. Žinant keletą pluošto parametrų galima matematiškai suskaičiuoti kitus pluošto parametrus įvairioms sistemos konfigūracijoms, tačiau Gauso pluošto kraštai neabliuoja medžiagos, kadangi energija yra nepakankama ir sugerama spinduliuotė šildo medžiagą, kas nėra pageidaujamas procesas [6], nes tai sukuria termines medžiagų pažaidas, kas yra žinoma kaip karščio paveikta sritis (angl. Heat Affected Zone (HAZ)). Medžiagos šildymą galima mažinti naudojant ultratrumpuosius lazerio impulsus [7] arba naudoti kitokios formos pluoštą, pavyzdžiui plokščią intensyvumo skirstinį (angl. top-hat) turintį pluoštą [8]. Plokščią intensyvumo skirstinį turintis pluoštas pasižymi geresne mikroapdirbimo kokybe [9], kadangi formuojant paviršinius kanalus nesudaro pjūklo formos linija [10], galimas didesnis apdirbimo greitis, reikalingas mažesnis erdvinis impulsų persiklojimas [11]. Pluošto formavimui gali būti naudojamos hologramos [12], difrakcinės gardelės [13], binarinės fazinės plokštelės [14]. Pluoštą formuojančią įrangą galima įsigyti iš Lietuvos [15] ir užsienio [16] gamintojų, tačiau jos kaina dažnai yra virš tūkstančio eurų, o įranga tinkamai veikia tik konkrečiam pluošto pločiui ir bangos ilgiui, gali turėti nedidelį pažeidimo slenkstį [15,17] (pavyzdžiui: $\lambda = 1064$ nm bangos ilgiui, 10 ns impulso trukmei yra 10 J/cm^2).

Šis darbas aktualus tuo, kad buvo kompiuteriu modeliuojama ir tiriama plokščią intensyvumo skirstinį generuojanti kaukė, kurią būtų nesudėtinga ir pigu pačiam pagaminti su laboratorijoje esančia įranga: lazeriu, galvanometriniu skeneriu su F-Theta lęšiu, optinei sistemai reikalingais veidrodžiais, lęšiais.

Darbo tikslas: Teoriškai sudaryti dviejų lygmenų (binarinę) fazinę kaukę, įvertinti jos formuojamo pluošto intensyvumo pasiskirstymą.

Darbo užduotys:

- Programavimo aplinkoje MATLAB parašyti kodą, kuris demonstruotų fazinės kaukės formuojamą plokščią intensyvumo skirstinį turintį pluoštą.
- Pagal kode naudojamus parametrus sukonstruoti optinę schemą ir eksperimentiškai pamatuoti formuojamą pluoštą.
- Palyginti teorinio modelio ir eksperimento rezultatus.

2 Teorinis įvadas

2.1 Gauso pluoštai

Lazeriuose generuojami lazerinės spinduliuotės pluoštai, kurie yra vadinami Gauso pluoštais, kadangi išilginis bangos elektrinio lauko profilis gali būti aprašytas Gauso funkcija [18]:

$$E(r, z) \propto \exp\left(-\frac{r^2}{w(z)^2}\right) \exp[i\varphi(z, r)], \quad (1)$$

kur r^2 yra atstumas nuo pluošto ašies, z yra koordinatė išilgai pluošto sklidimo kryptimi, $w(z)$ yra Gauso pluošto radiusas, o $\varphi(z, r)$ apibrėžia fazės pokytį sklindant bangai ir bangos fronto kreivumą:

$$\varphi(z, r) = kz - \arctan \frac{z}{z_R} + \frac{kr^2}{2R(z)}, \quad (2)$$

kur $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ yra bangos skaičius, o $R(z)$ yra bangos fronto kreivumas ir

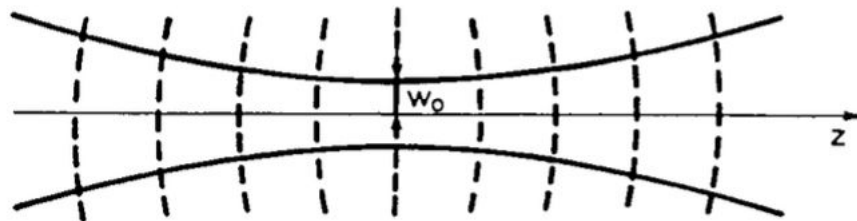
$$z_R = \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda} \quad (3)$$

yra Relėjaus ilgis, kuris yra suskaičiuojamas iš pluošto radiuso w_0 , kuomet pluoštas yra sufokusuotas (siauriausioje pluošto vietoje), o n yra terpės lūžio rodiklis. Pluošto ir kreivumo radiusus galima apskaičiuoti norimoje išilginėje w koordinatėje [19] pagal formules 4 ir 5.

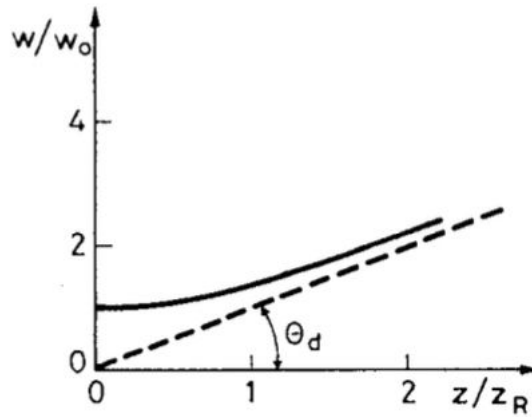
$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (4)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2\right] \quad (5)$$

1 pav. matome Gauso pluošto radiuso ir bangos fronto kreivumo kitimą, kuomet pluoštas yra fokusuojamas. Siauriausias pluoštas w_0 bus tada, kai $z = 0$, kas yra vadinama pluošto sąsmauka, o kai $z = z_R$, tai pluošto radiusas bus lygus $w = \sqrt{2}w_0$. Relėjaus atstumas yra toks



1 pav. Linija pažymėtas pluošto profilis, o punktyrine linija pluošto fronto kreivumas TEM₀₀ Gauso bangai [19].



2 pav. Divergencija normuotos vertės Gauso pluošto radiusui w . Linija pavaizduotas realus pluoštas, punktyrinė linija, kuomet tariama, jog pluoštas $z \gg z_R$ [19].

atstumas, kuomet pluošto radiusas nuo sąsmaukos padidėja $\sqrt{2}$ karto. Tai pat galime pastebėti, kai $z \rightarrow \infty$ ar $z \gg z_R$, galime tai apibrėžti kaip

$$w \approx w_0 z/z_R = \lambda z/\pi w_0, \quad (6)$$

o 6 lygties grafinė išraiška pavaizduota 2 pav. punktyrine linija. Esant $z \gg z_R$, pluošto w didėja tiesiškai nuo išilginės koordinatės z , taigi galime apibrėžti pluošto divergenciją dėl difrakcijos $\theta_d = w/z$, o Gauso pluoštui gauname

$$\theta_d = \frac{\lambda}{\pi w_0}. \quad (7)$$

Pluošto intensyvumą galime rasti pagal šią formulę:

$$I(r, z) = \frac{P}{\pi w(z)^2/2} \exp \left[-2 \frac{r^2}{w(z)^2} \right]; \quad (8)$$

Vykstant Gauso pluošto sklidimui per vienalytę (homogeninę) terpę, pluoštas lieka Gauso, tik kinta jo parametrai pavyzdžiui pluošto radiusas, bangos fronto kreivumas. Tas pats galioja ir kai pluoštas sklinda pro plonus lęšius ar atsispindi nuo beveik plokščio veidrodžio (veidrodžio kreivumo spindulys labai didelis), todėl Gauso pluoštai yra svarbūs optikoje. Nors jeigu pluoštas nėra griežtai Gauso, jam galima pritaikyti Gauso pluošto savybes įtraukiant M^2 koeficientą, kuriuo nusakoma, kiek skiriasi pluoštas lyginant su idealiu Gauso pluoštu.

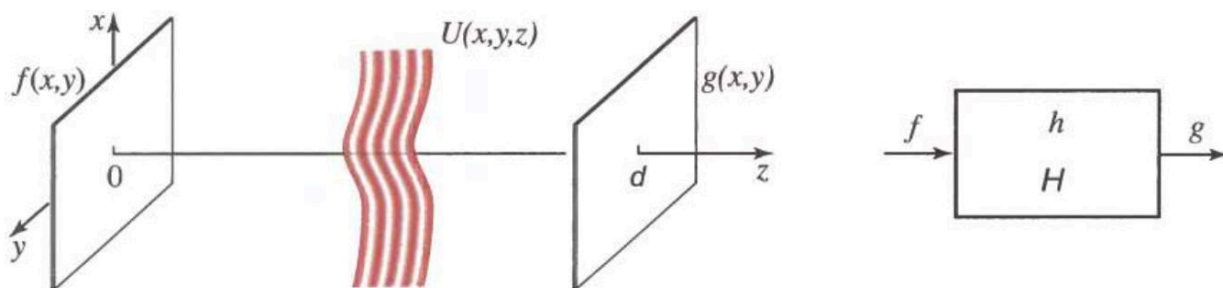
$$w_0 = \frac{\lambda}{\pi \theta} M^2 \quad (9)$$

2.2 Difrakcijos teorija

Difrakcijos terminą A. Sommerfield suformulavo kaip „bet koks šviesos nukrypimas nuo tiesaus kelio, kuris negali būti interpretuojamas kaip atspindys ar lūžis (refrakcija)“ [20]. Tačiau norint suprasti difrakciją, reikia susipažinti kaip monochromatinė banga sklinda laisva erdve.

2.2.1 Bangos perdavimas laisvoje erdvėje

Apžvelkime monochromatinės optinės bangos sklidimą, kuriuos bangos ilgis λ ir kompleksinė amplitudė $U(x, y, z)$ tarp erdvės plokštumų, kurių pozicija $z = 0$ ir $z = d$. Kadangi žinome bangos kompleksinę amplitudę pradinėje plokštumoje $f(x, y) = U(x, y, 0)$, galime nustatyti kokia ji bus galutinėje plokštumoje $g(x, y) = U(x, y, d)$ [21].



3 pav. Šviesos sklidimas tarp dviejų erdvės plokštumų. h yra taško sklaidos funkcija, o \mathcal{H} yra perdavimo funkcija [22].

Nagrinėjama sistema yra tiesinė ir ji charakterizuojama pagal jos taško sklaidos funkciją $h(x, y)$ arba perdavimo funkciją $\mathcal{H}(v_x, v_y)$. Pradinė harmoninė funkcija yra

$$f(x, y) = A \exp[-j2\pi(\nu_x x + \nu_y y)], \quad (10)$$

o stovinčios bangos funkcija

$$U(x, y, z) = A \exp[-j(k_x x + k_y y + k_z z)], \quad (11)$$

kur $k_x = 2\pi\nu_x, k_y = 2\pi\nu_y$ ir

$$k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} = 2\pi\sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \nu_x^2 - \nu_y^2}. \quad (12)$$

Galutinėje plokštumoje

$$g(x, y) = A \exp[-j(k_x x + k_y y + k_z d)], \quad (13)$$

taigi galime užrašyti kaip

$$\mathcal{H}(\nu_x, \nu_y) = \frac{g(x, y)}{f(x, y)} = \exp(-jk_z d), \quad (14)$$

iš kurios galima išvesti laisvos erdvės perdavimo funkciją:

$$\mathcal{H}(\nu_x, \nu_y) = \exp\left(-j2\pi\sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \nu_x^2 - \nu_y^2} d\right) \quad (15)$$

Perdavimo funkcija $\mathcal{H}(\nu_x, \nu_y)$ yra apskritimiškai simetriška kompleksinės funkcijos erdviams dažniams ν_x ir ν_y . Erdviniai dažniai, kurie yra $\nu_x^2 + \nu_y^2 \leq 1/\lambda^2$, sklisdami erdve turi erdvinį fazės pokytį, tačiau jo amplitudė nėra paveikiama. Erdviniai dažniai, kurie $\nu_x^2 + \nu_y^2 > 1/\lambda^2$, 15 formulės pošaknis yra neigiamas, tai eksponentė tampa realia ir perdavimo funkcijoje

$$\exp\left(-2\pi\sqrt{\nu_x^2 + \nu_y^2 - \frac{1}{\lambda^2}} d\right) \quad (16)$$

nurodo silpninimo koeficientą, todėl tokios bangos yra vadinamos evanescentinėmis. Galima tarti, jog $1/\lambda$ yra erdvinis atkirtos dažnis, nes didesnių dažnių informaciją optine banga, kurios bangos ilgis yra λ negalima perduoti didesniais atstumais nei λ .

2.2.2 Frenelio aproksimacija

Augustin-Jean Fresnel (Frenelis) suformulavo teoriją, kuri yra svarbi pluoštų formavime, kadangi su ja galime pagrįsti geometrinės optikos aproksimacijas [12], taip pat galime spręsti fizikinius optinius uždavinius matematiškai.

15 formulės išraišką galima supaprastinti, jeigu pradinę funkciją $f(x, y)$ sudaro tik erdviniai dažniai, kurie daug mažesni už atkirtos dažnį, tai yra $\nu_x^2 + \nu_y^2 \ll 1/\lambda^2$ [21]. Plokščiosios bangos komponentės sklinda mažais kampais lyg paraksialiai spinduliai $\theta_x \approx \lambda\nu_x$ ir $\theta_y \approx \lambda\nu_y$. Išvedant, jog

$$\theta^2 = \theta_x^2 + \theta_y^2 \approx \lambda^2(\nu_x^2 + \nu_y^2), \quad (17)$$

kur θ yra kampas su optine ašimi, tai fazinis koeficientas 15 formulėje yra

$$2\pi\sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \nu_x^2 - \nu_y^2} d = 2\pi\frac{d}{\lambda}\sqrt{1 - \theta^2} = 2\pi\frac{d}{\lambda}\left(1 - \frac{\theta^2}{2} + \frac{\theta^4}{8} - \dots\right). \quad (18)$$

Atmetant trečios ir aukštesnės eilės skleidinius, 15 formulė gali būti aproksimuojama taip:

$$\mathcal{H}(\nu_x, \nu_y) = \mathcal{H}_0 \exp[j\pi\lambda d(\nu_x^2 + \nu_y^2)], \quad (19)$$

kas yra Frenelio aproksimacijos perdavimo funkcija laisvoje erdvėje arba Frenelio aproksimacija,

kur $\mathcal{H}_0 = \exp(-jkd)$.

Kad galiotų Frenelio aproksimacija, turi būti tenkinama sąlyga: 18 formulėje trečios eilės skleidinys turi būti mažesnis nei π visiems θ , kas yra lygu

$$\frac{\theta^4 d}{4\lambda} \ll 1. \quad (20)$$

Jeigu a yra didžiausias radialinis atstumas galinėje plokštumoje, tai didžiausias kampas $\theta_m \approx a/d$, taigi 20 formulę galime išreikšti kaip

$$\frac{N_F \theta_m^2}{4} \ll 1, \quad (21)$$

kas yra Frenelio aproksimacijos galiojimo sąlyga, o

$$N_F = \frac{a^2}{\lambda d} \quad (22)$$

yra Frenelio skaičius.

Kuomet duota pradinė funkcija $f(x, y)$, galime nustatyti galinę funkciją $g(x, y)$. Pirmia reikia atlikti pradinės funkcijos Furjė transformaciją:

$$F(\nu_x, \nu_y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) \exp[j2\pi(\nu_x x + \nu_y y)] dx dy, \quad (23)$$

kas duoda kompleksinę stovinčios bangos dalį pradinėje plokštumoje. Antra, sudauginus $\mathcal{H}(\nu_x, \nu_y)F(\nu_x, \nu_y)$ gauname kompleksinę stovinčios bangos dalį galutinėje plokštumoje. Trečia, suintegravus šias abi pusės, gausime galutinės plokštumos kompleksinę amplitudę:

$$g(x, y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{H}(\nu_x x + \nu_y y) F(\nu_x x + \nu_y y) \exp[-j2\pi(\nu_x x + \nu_y y)] d\nu_x d\nu_y \quad (24)$$

Pasinaudodami Frenelio aproksimacija iš 19 formulės, gauname

$$g(x, y) = \mathcal{H}_0 \iint_{-\infty}^{+\infty} F(\nu_x x + \nu_y y) \exp[j\pi\lambda d(\nu_x x + \nu_y y)] \exp[-j2\pi(\nu_x x + \nu_y y)] d\nu_x d\nu_y. \quad (25)$$

Laisvos erdvės sklidimo impulso atsako funkcijos $h(x, y)$ atsakas yra $g(x, y)$, kuomet pradinis $f(x, y)$ taškas yra $(0, 0)$. Tai yra perdavimo funkcijos $\mathcal{H}(\nu_x, \nu_y)$ atvirkštinė Furjė transformacija, ko rezultate gauname

$$h(x, y) \approx h_0 \exp\left[-jk \frac{x^2 + y^2}{2d}\right], \quad (26)$$

kur $h_0 = (j/\lambda d) \exp(-jkd)$. Ši funkcija yra proporcinga paraboloidinės bangos kompleksinei amplitudei, kuomet $z = d$, tai yra kiekvienas pradinės plokštumos taškas yra paraboloidinių bangų šaltinis, todėl visos šios bangos yra persidengusios ant galinės plokštumos.

Galime tarti, jog kompleksinės amplitudės $f(x, y)$ ir $g(x, y)$ atžvilgio $f(x, y)$ yra kaip skirtingų taškų (delta funkcijos) superpozicija, kuri kiekviena sukuria paraboloidinę bangą. Banga, kilusi iš taško (x', y') su amplitude $f(x', y')$, kuri yra centruota aplink (x', y') , sukuria bangą su amplitude $f(x', y')h(x - x', y - y')$ galinės plokštumos taške (x, y) , tai gauname, jog laisvos erdvės sklidimas yra konvoliucija

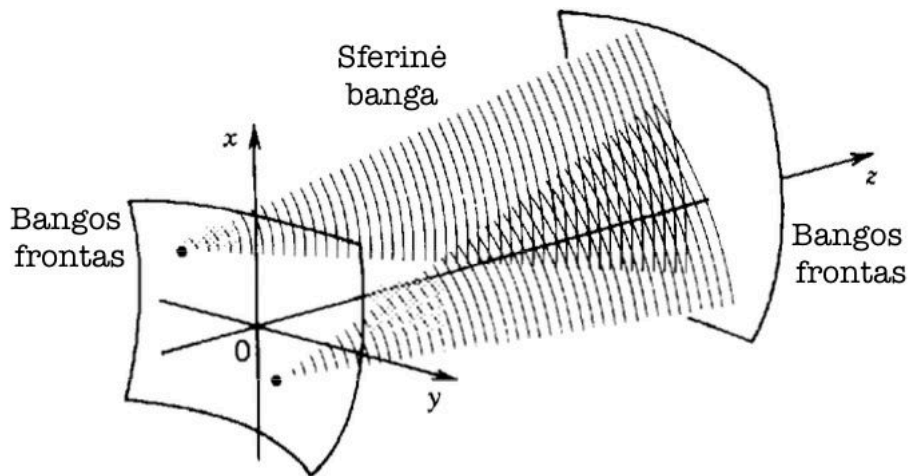
$$g(x, y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} f(x', y') h(x - x', y - y') dx' dy', \quad (27)$$

o Frenelio aproksimacija tampa

$$g(x, y) = h_0 \iint_{-\infty}^{+\infty} f(x', y') \exp \left[-j\pi \frac{(x - x')^2 + (y - y')^2}{\lambda d} \right] dx' dy', \quad (28)$$

kur $h_0 = (j/\lambda d) \exp(-jkd)$.

2.2.3 Frenelio – Hiugenso principas



4 pav. Frenelio – Hiugenso principas. Kiekvienas bangos fronto taškas sukuria sferinę bangą [22].

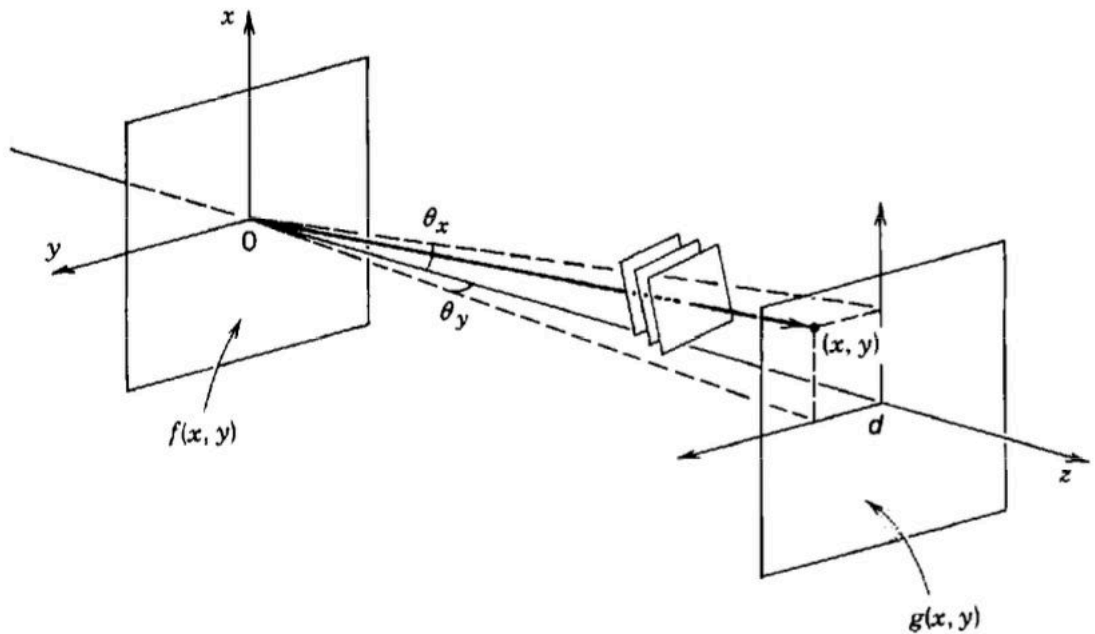
Frenelio – Hiugenso principas teigia, kad kiekvienas bangos fronto taškas sukuria sferinę bangą, kaip parodyta 4 pav., o šių antrinių bangų visuma yra tarsi naujas bangos frontas. Sistemos impulso atsako funkcija tarp taškų $z = 0$ ir $z = d$ yra

$$h(x, y) \propto \frac{1}{r} \exp(-jkr), \quad r = \sqrt{x^2 + y^2 + d^2} \quad (29)$$

Furjė transformacija gali įvykti bangai sklindant tolimajame lauke. Jeigu sklidimo atstumas d yra pakankamai ilgas, tuomet tik viena plokščioji banga paveikia kompleksinę amplitudę galinės plokštumos taške (x, y) , o bangos kampas su optine ašimi yra $\theta_x \approx x/d$ ir $\theta_y \approx y/d$. Bangos kompleksinės amplitudės $g(x, y)$ ir $f(x, y)$ taškuose $z = 0$ ir $z = d$ yra susijusios šiuo sąryšiu:

$$g(x, y) \approx h_0 F\left(\frac{x}{\lambda d}, \frac{y}{\lambda d}\right), \quad (30)$$

kur $F(\nu_x, \nu_y)$ yra $f(x, y)$ ir $h_0 = (j/\lambda d) \exp(-jkd)$ Furjė transformacija. Visos kitos bangos yra nuslopinamos destruktivos interferencijos, o 30 formulė yra žinoma kaip laisvos erdvės sklidimo Fraunhoferio aproksimacija.

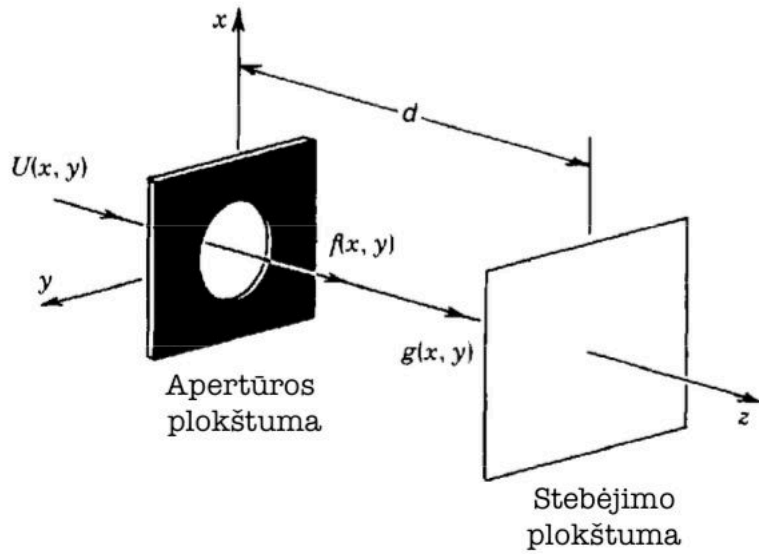


5 pav. Bangos sklidimas tolimajame lauke [22].

2.2.4 Šviesos bangų difrakcija

Kuomet banga sklinda per apertūrą ir už jos sklinda laisvoje erdvėje, jos intensyvumo skirstinį galime vadinti difrakcijos charakteristika (angl. diffraction pattern). Jeigu šviesą laikytume spinduliais, difrakcijos charakteristika būtų apertūros šešėlis. Tačiau šviesa tuo pačiu metu yra banga, todėl difrakcijos charakteristika gali nukrypti nuo apertūros šešėlio, priklausomai koks atstumas tarp apertūros ir stebėjimo plokštumos. Paprasčiausia nagrinėti difrakciją, kuomet daroma prielaida, jog kritusi banga sklinda per apertūrą be jokio pokyčio, o kritusi banga už apertūros yra sugerama. Jeigu $U(x, y)$ ir $f(x, y)$ yra bangos kompleksinė amplitudė iškart už apertūros plokštumos (6 pav.), tai

$$f(x, y) = U(x, y)p(x, y), \quad (31)$$



6 pav. Bangos sklidimas per apertūrą [22].

kur

$$p(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{apertūros viduje} \\ 0 & \text{už apertūros} \end{cases} \quad (32)$$

Ši funkcija yra vadinama apertūros funkcija.

Difrakcijos charakteristika $I(x, y) = |g(x, y)|^2$ yra vadinama Fraunhoferio difrakcija arba Frenelio difrakcija, priklauso kuri taisyklė buvo naudota apibrėžiant laisvosios erdvės sklidimą: ar Fraunhoferio aproksimaciją, ar Frenelio aproksimaciją.

2.2.5 Fraunhoferio difrakcija

Fraunhoferio difrakcijos teorija remiasi tuo, kad kritusi šviesa yra padauginta iš apertūros funkcijos ir naudojantis Fraunhoferio aproksimacija nustatomas šviesos sklidimas už apertūros. Aproksimacija galioja, jeigu sklidimo atstumas d yra pakankamai didelis, kad Frenelio skaičius būtų $N'_F = b^2/\lambda d \ll 1$, kur b yra didžiausias radialinis atstumas pačioje apertūroje.

Tariame, jog krentanti banga yra plokščia, kurios intensyvumas I_i sklindanti z kryptimi, tai $U(x, y) = \sqrt{I_i}$, tada $f(x, y) = \sqrt{I_i}p(x, y)$. Fraunhoferio aproksimacijoje

$$g(x, y) \approx \sqrt{I_i} h_0 P\left(\frac{x}{\lambda d}, \frac{y}{\lambda d}\right), \quad (33)$$

kur

$$P(\nu_x, \nu_y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} p(x, y) \exp[j2\pi(\nu_x x + \nu_y y)] dx dy \quad (34)$$

yra $p(x, y)$ Furjė transformacija ir $h_0 = (j/\lambda d) \exp(-jkd)$. Taigi, difrakcijos charakteristika yra

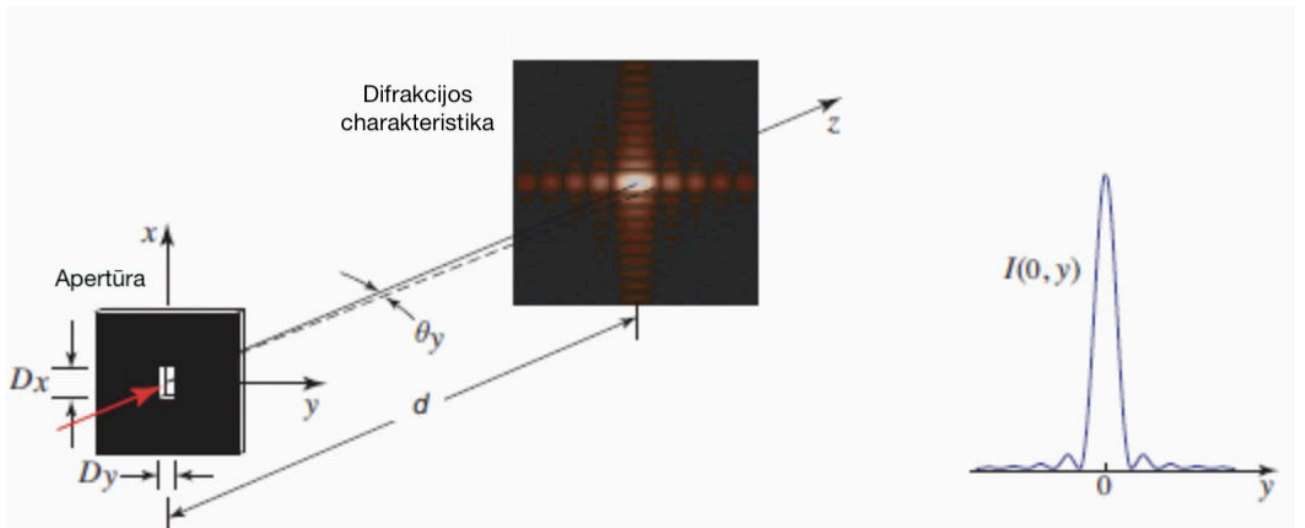
$$I(x, y) = \frac{I_i}{(\lambda d)^2} \left| P \left(\frac{x}{\lambda d}, \frac{y}{\lambda d} \right) \right|^2 \quad (35)$$

Jeigu apertūra yra stačiakampės formos, kurios dydis D_x ir D_y , tai už atstumo d stebėsime

$$I(x, y) = \left(\frac{D_x D_y}{\lambda d} \right)^2 I_i \operatorname{sinc}^2 \frac{D_x x}{\lambda d} \operatorname{sinc}^2 \frac{D_y y}{\lambda d}, \quad (36)$$

o kampinę divergenciją rasime pagal

$$\theta_x = \frac{\lambda}{D_x}, \quad \theta_y = \frac{\lambda}{D_y}. \quad (37)$$



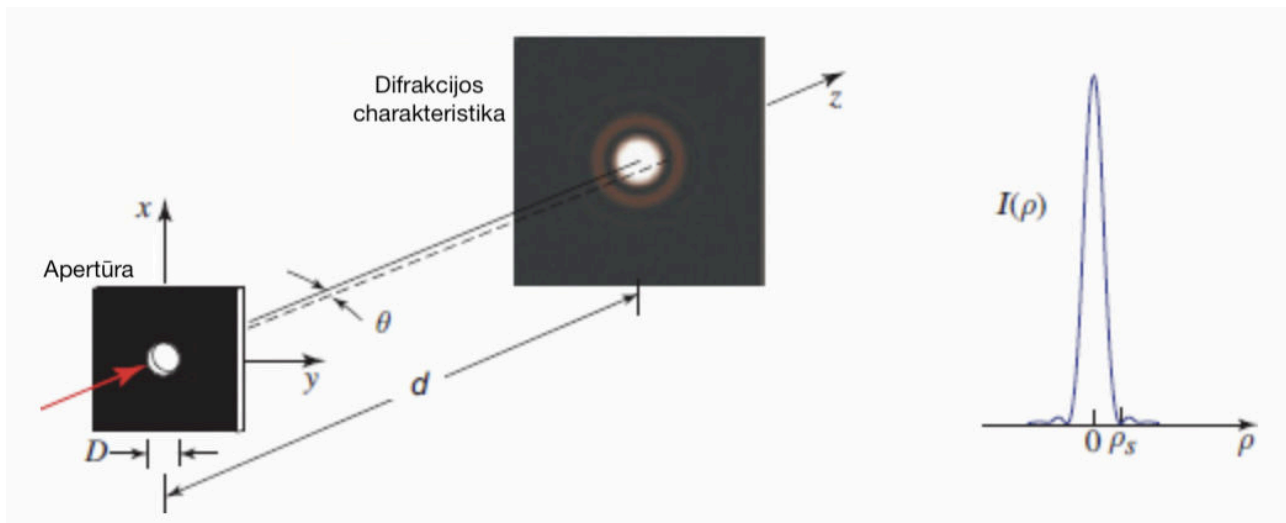
7 pav. Fraunhoferio difrakcija už stačiakampės apertūros [21].

Jeigu naudojama apertūra yra apskritimo formos, kurios diametras D , tai Fraunhoferio difrakcijos charakteristika yra

$$I(x, y) = \left(\frac{\pi D^2}{4\lambda d} \right)^2 I_i \left(\frac{2J_1(\pi D \rho / \lambda d)}{\pi D \rho / \lambda d} \right)^2, \quad \rho = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (38)$$

J_1 yra Beselio funkcijos pirmos eilės narys. Ši formulė yra geriau žinoma kaip Airy disko charakteristika, kurią sudaro centrinis diskas su aplinkiniais žiedais. Disko divergencijos kampą randame pagal

$$\theta = 1,22 \frac{\lambda}{D} \quad (39)$$



8 pav. Fraunhoferio difrakcija už apskritiminės apertūros [21].

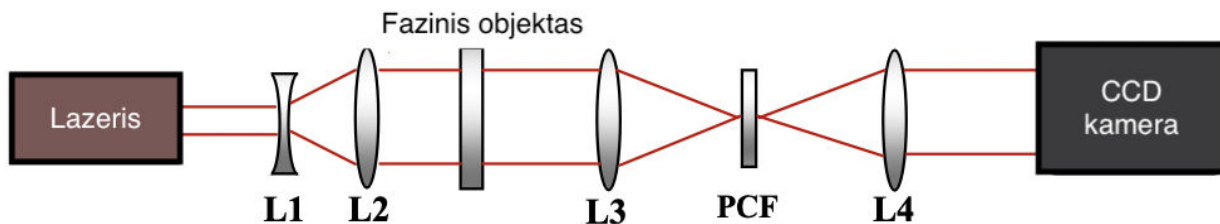
2.3 Pluoštų formavimas

Lazerinių pluoštų geometrijos ar intensyvumo skirstinio formavimas yra patogus būdas pagerinti pluošto savybes konkrečiam lazerinės spinduliuotės taikymui, tokiam kaip lazerinis mikroapdirbimas [14]. Dauguma lazerinių šaltinių spinduliuoja Gauso pluoštą, kuris yra apskritimo formos, o intensyvumo skirstinys panašus į varpo formą, todėl bandoma suformuoti kitokios formos, pavyzdžiui plokščią lazerinio intensyvumo skirstinį turintį pluoštą. Pluošto formavimui yra naudojami įvairūs optiniai elementai: hologramos [12, 23], difrakcinės gardelės [13, 24], binarinės fazinės plokštelės [14, 25]. Pluoštų formavimo būdus galima suskirstyti į dvi grupes: amplitudinės moduliacijos ir fazės moduliacijos.

Komercinę pluoštą formuojančią įrangą galima įsigyti iš Lietuvos [15] ir užsienio [16] gamintojų, ji efektyviai pakeičia spinduliuotę iš Gauso pluošto į plokščią intensyvumo skirstinį turintį pluoštą, formuoja stačius intensyvumo skirstinio kraštus, tačiau jos kaina dažniausiai yra virš tūkstančio eurų, o įranga jautri lazerio pluošto diametro nestabilumui, kadangi veikia tik konkrečiam pluošto pločiui ir bangos ilgiui, gali turėti nedidelį pažeidimo slenkstį [14, 15], pavyzdžiui $\lambda = 1064$ nm bangos ilgiui, 10 ns impulso trukmei yra 10 J/cm^2 , kas yra itin nedaug, lyginant jį su stiklinėms medžiagoms pažeidimo slenkstis yra $100 - 1000 \text{ J/cm}^2$ eilės dydžio.

Statiniam didelės galios pluoštų formavimui, S. Tauro su komanda pagamino pigius fiksuotos fazės elementus ant stiklo padėklo [14]. Jie atsispausdino norimas formas, litografiškai perkėlė ant Pyrex stiklo ir chemiškai HF vonelėje išėsdino atspausdintos formos skylę, kurios gylis buvo 1154 nm. Šis dydis pasirinktas, nes tada gaunamas π fazės pokytis apšvietus su $\lambda = 1070$ nm spinduliuote. Lazerio pluošto formavimui į apvalią formą jie naudojo apvalią π -fazės sritį, kurios spindulys buvo apie 0,34 pluošto pločio $1/e^2$ aukštyje. Kvadratinės ar stačiakampės formos pluoštų formavimui, jų matmenys buvo parinkti aproksimuojant juos ant apskrito objekto padarant kad jų kraštinės tilptų to apskritimo viduje. Buvo pastebėta 5–10% erdmės

matmenų variacija, tačiau nebuvo pastebėta ryškaus efektyvumo mažėjimo, kas įrodo, jog yra tolerancija gamybos paklaidoms.

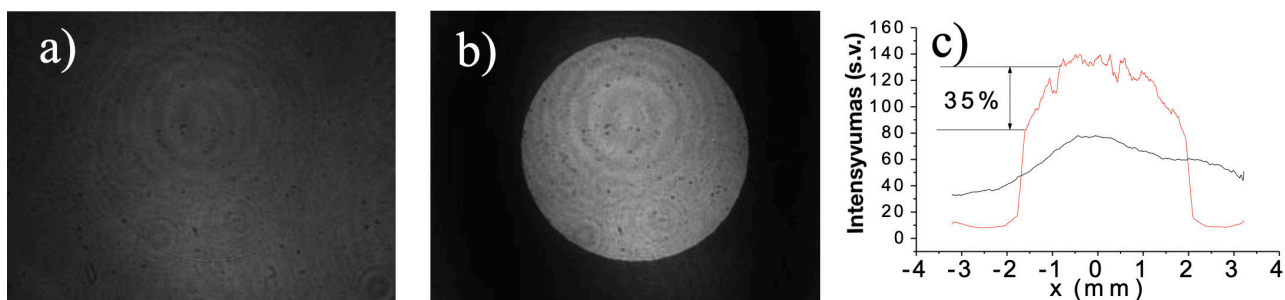


9 pav. Pluošto formavimo schema. Pluoštas išplečiamas su L1 ($f = -100$ mm) ir L2 ($f = 250$ mm) lęšiais. Furjė lęšiai L3 ir L4 vienodi ($f = 200$ mm). PCF yra fazinis filtras (angl. phase-only filter), kuris sukuria π fazės poslinkį ant ašies apvalioje srityje, filtro skersmuo $40 \mu\text{m}$ Furjė plokštumoje [14].

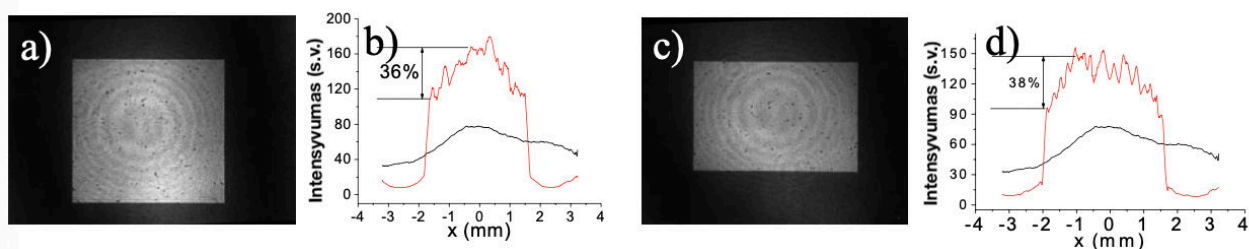
Pluošto formavimo optinė schema pavaizduota 9 pav. Lazerio pluoštas yra išplečiamas ir kolimuotas su Galilėjaus teleskopu (L1 ir L2 lęšiais), ir apšviečiamas fazinis objektas. Fazinio kontrasto filtras yra pastatytas Furjė plokštumoje tarp lęšių L3 ir L4. L4 lęšio židinio plokštumoje yra pastatyta CCD kamera su ND filtru, kad nesudegintų ir nesotintų kameros.

10 a) pav. matome kuomet iš optinės sistemos yra pašalinamas PCF filtras. Be filtro sistema lieka standartinė $4f$ optinė sistema, kuri tiesiog atvaizduoja įeinantį Gauso pluoštą ir beveik neparodo fazinio objekto. b) dalyje optimalaus dydžio fazinis filtras įstatomas į Furjė plokštumą, išėjime pastebimas didesnis kontrastas, apie 1,8 karto didesnė amplitudė lyginant su a) dalimi. c) dalyje stebima spinduliuotės intensyvumo priklausomybė nuo skersinės koordinatės. Raudona linija pavaizduotas skirstinys su filtru optinėje sistemoje. Gautas siekiamas status intensyvumo šuolis, su dalinai plokščiu intensyvumo skirstiniu. Statūs kraštai yra svarbūs lazeriniuose taikymuose, tokie kaip lazeriniame gręžime ar PCB plokščių gaminime. a) ir b) dalių nuotraukose matosi linijos, kurios susidaro dėl fotonų nukreipimo iš Gauso pluošto kraštų į vidurį.

11 pav. yra dar du apvalaus Gauso pluošto formavimo į kvadratinį ir stačiakampius pluoštus pavyzdžiai. Intensyvumas plokščioje srityje nuo didžiausio intensyvumo iki didžiausi o stataus



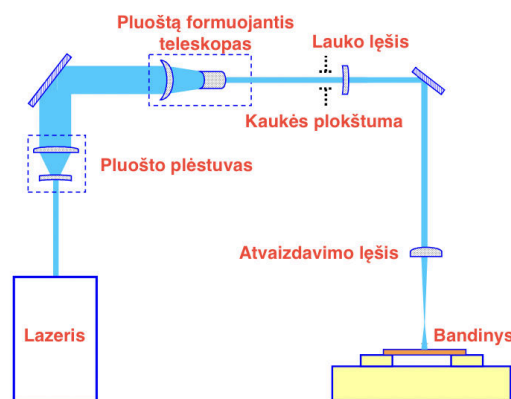
10 pav. Kvazi plokščio intensyvumo pluošto pavidalo formavimas. a) Vaizdas, kuomet PCF filtro nėra ir b) kai PCF filtras yra optinėje sistemoje. c) dalyje nubrėžti profilio skerspjūvio intensyvumų skirstiniai be (juodas) ir su (raudonas) PCF filtru [14].



11 pav. a) ir c) yra kvadratinis ir stačiakampis intensyvumo profilis. b) ir d) yra jų skerspjūvio intensyvumo pasiskirstymai nuo skersinės koordinatės [14].

krašto intensyvumo varijuoja apie 30%, o tai gali sumažinti įterpiančias papildomas fazines korekcijas.

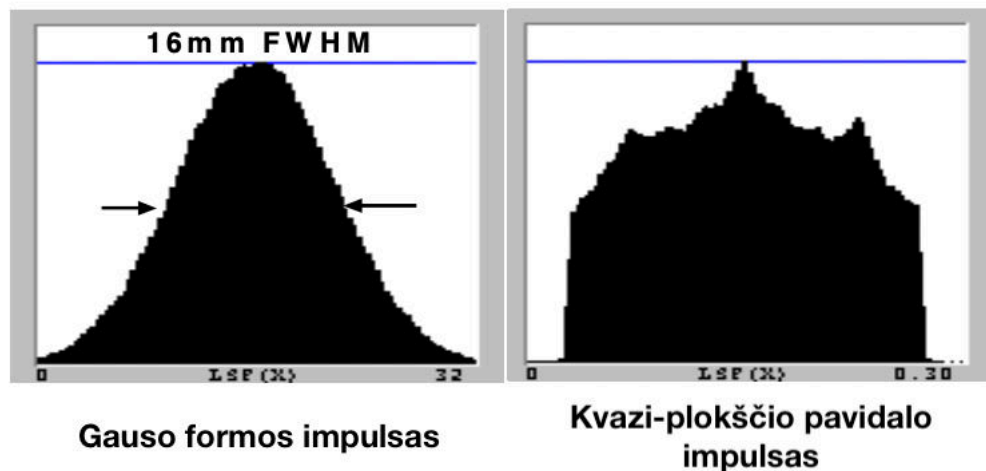
D. Karnakis su komanda Gauso pavidalo pluoštą formavo į kvazi-plokščią pluošto pavidalą [26]. 12 pav. pateikta jų naudota optinė sistema, ji yra panaši į 9 pav., tačiau ne identiška. Pluoštas buvo išplečiamas, praėjo pro porą elementų turintį sferiškai aberuojantį teleskopą, kuris suformavo į kvazi-plokščią intensyvumo pavidalą turinti pluoštą ant kaukės plokštumos. Pirmasis lęšis į optinę sistemą įneša dideles sferines aberacijas, todėl spinduliai, kertantys lęšio kraštą yra stipriau laužiami link optinės ašies, nei spinduliai kertantys lęšį šalia optinės ašies. Antrasis lęšis kolimuoja pluoštą ir sumažina sistemos aberacijas jį pastatant šalia pirmojo elemento židinio nuotolio. Viso to rezultate Gauso pluošto spinduliai iš krašto yra nukreipiami į pluošto vidurį. Su lauko ir atvaizdavimo lęšiais suformuojamas vaizdas, o sistemos didinimas yra $M = 1/99$, todėl buvo galima suformuoti 35 μm diametro dėmę ant bandinio paviršiaus. 13 pav. matome kompiuteriu modeliuotą MonteCarlo spindulių trasavimą. Modeliams naudotas 16 mm pločio pusės aukštyje (angl. HWHM) Gauso pluoštas. Pagal skaičiavimus susidarytų apie 35 mm pločio pluoštas pusės aukštyje, intensyvumo gradientas kraštuose daug statesnis nei pradiniame Gauso pluošte.



12 pav. Eksperimento optinė sistema [26].

2.4 Medžiagų mikroapdirbimas su modifikuotu ne Gauso pluoštu

Lazerinis skylių gręžimas yra vienas dažniausių komercinių lazerių taikymų nuo tada, kai lazeriai pradėti naudoti pramonėje [26], dažniausiai buvo naudojami CO₂, Nd:YAG ir eksimeriniai lazeriai [27]. Lazerinis gręžimas populiarus pramoniniame taikyme, kadangi su jais galima tiksliai išgręžti norimos formos ir dydžio skyles. Dažnai lazeriniame mikroapdirbime naudojamas Gauso pluoštas, kuris išeina iš lazerinės sistemos, tačiau apdirbimo kokybė gali netenkinti



13 pav. Pluoštų pavidalų suskaičiuoti modeliai su MonteCarlo spindulių trasavimu [26].

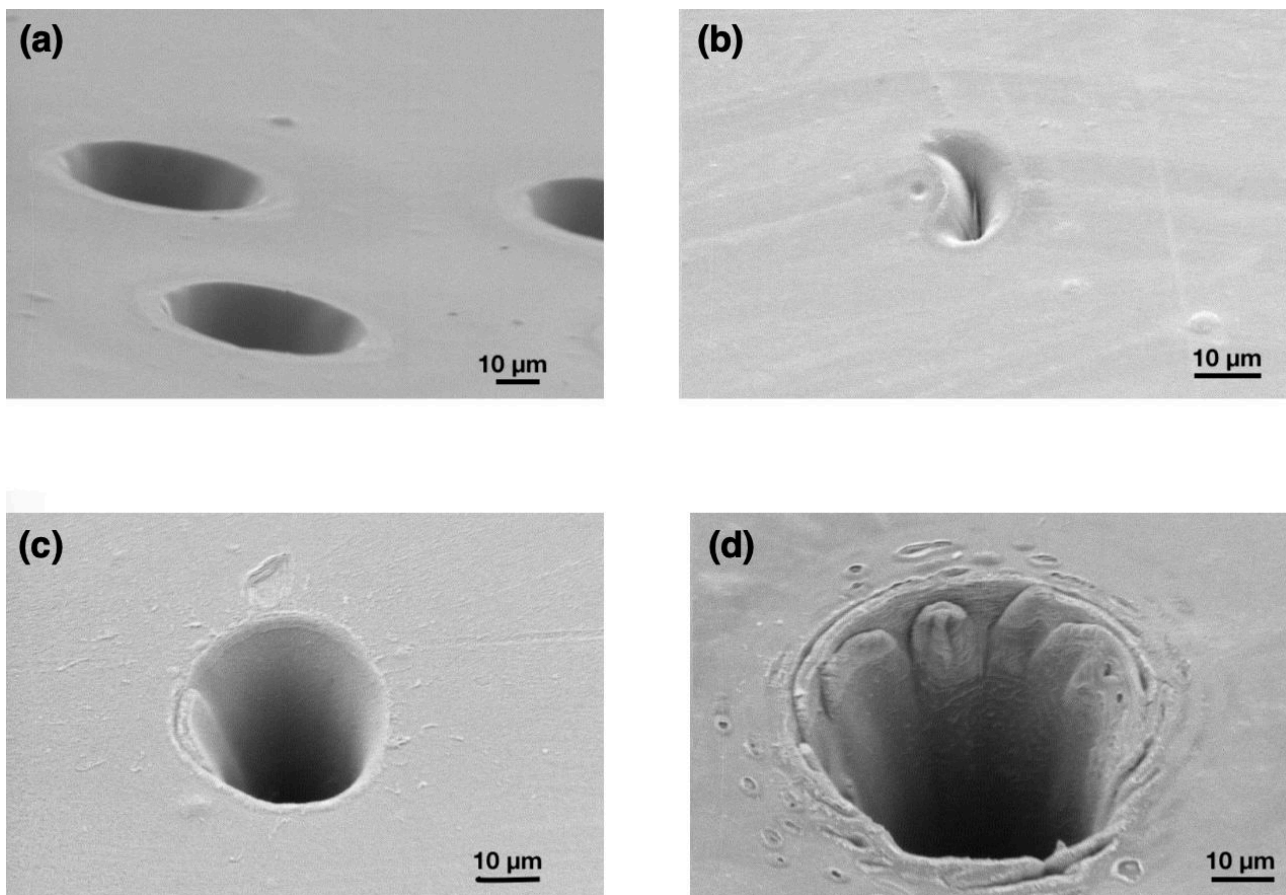
keliųjų reikalavimų, todėl buvo ieškoma būdų kaip optimizuoti apdirbimo procesą [28]. Vienas iš jų formuojant Gauso pluoštą į kitokią formą, pavyzdžiui spurgos (angl. doughnut), plokščio intensyvumo pavidalo (angl. top-hat), Beselio pluoštą.

2.4.1 Lazerinis gręžimas kvazi plokščio intensyvumo skirstinio pluoštu

2.3 skyrelyje aprašytu metodu D. Karnakis suformavo kvazi plokščio intensyvumo pluošto pavidalą ir palygino apdirbimą su įprastu Gauso pluoštu [26].

14a) pav. matome suformuotus pažeidimus su kvazi-plokščio intensyvumo pavidalo pluoštu, lazerio vidutinė galia 100 mW, pasikartojimo dažnis 10 kHz, apšaudytas su 50 lazerio impulsų. Pažeista sritis buvo 32 μm diametro, energijos tankis 1 Jcm^{-2} . Kraterio kraštai ir vidinės sienelės atrodo pastebimai aštrios, minimalūs šiluminiai pažeidimai už skylutės ir nebuvo pastebėta aplydytų kraštų. b) dalyje naudotos identiškos eksperimento sąlygos, tačiau buvo naudotas įprastas Gauso pluoštas. Matome, kad skylė nebuvo suformuota, tik pažeistas paviršius pagal pluošto poliarizaciją. c) dalyje buvo padidintas energijos tankis iki 10 Jcm^{-2} , kad būtų pragrežta polimerinė plėvelė, padidintas impulsų skaičius iki 1000. Suformuotos skylės diametras panašus kaip a) dalyje, tačiau kraštas pasilydęs, o gręžimo metu abliuota medžiaga išsitaškė maždaug 35 – 40 μm spinduliu nuo skylės. d) dalyje buvo padidintas energijos tankis iki 100 Jcm^{-2} , pastebėtas didesnis skylės diametras nei c) dalyje, tačiau vidinės sienelės nelygios ir matomi sprogaus virimo pėdsakai, apdirbimo kokybė prasta.

Kaip parodyta 15 pav., panašūs procesai vyksta ir su Si_3N_4 keramikos medžiaga. 15a) pav. matome suformuotus pažeidimus su kvazi-plokščio intensyvumo pavidalo pluoštu, energijos tankis 7,5 Jcm^{-2} , apšaudytas su 50 lazerio impulsų. Susidarė 32 μm diametro skylė su lygiomis vidinėmis sienelėmis ir minimaliais periferiniais pažeidimais. Bandant padaryti pažeidimus su įprastu Gauso pluoštu su 1000 impulsų, energijos tankis 7,5 Jcm^{-2} b) dalyje matome, jog paviršius beveik nebuvo pažeistas, matosi patamsėjusi lazeriu paveikta zona, kurios diametras

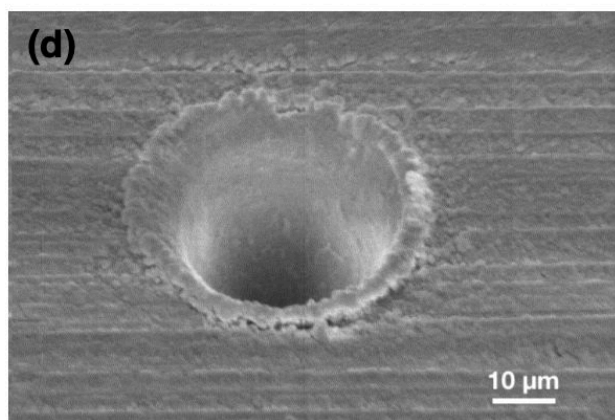
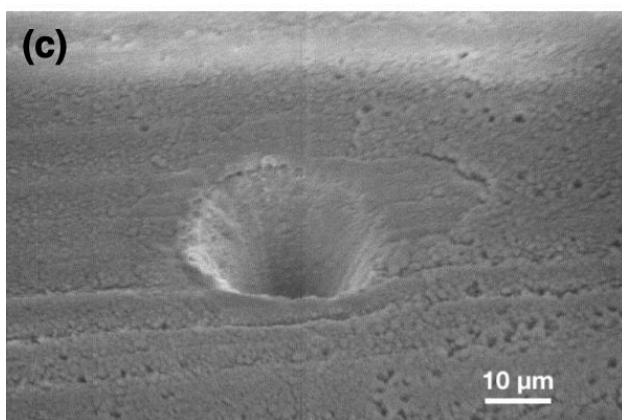
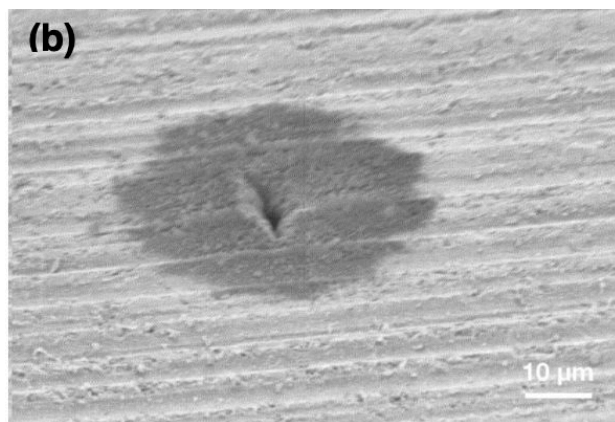
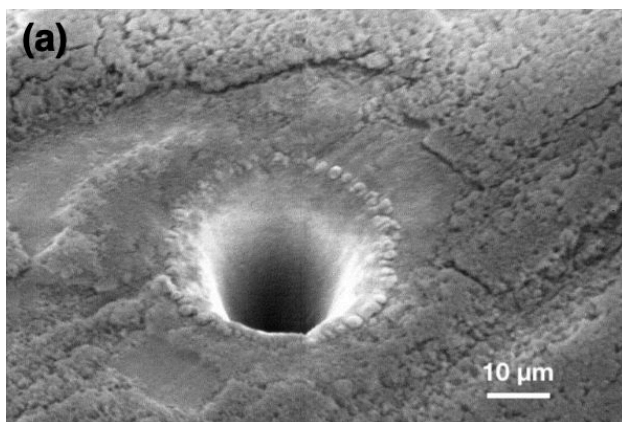


14 pav. SEM gręžimo nuotraukos 125 μm storio Kaprono poliimide su Nd:YAG lazeriu $\lambda = 355 \text{ nm}$, pasikartojimo dažnis 10 kHz. a) Kvazi-plokščio intensyvumo skirstinio pluoštu, 50 impulsų, energijos tankis $F = 1 \text{ Jcm}^{-2}$. b) Gauso pluoštu, 50 imp., $F = 1 \text{ Jcm}^{-2}$. c) Gauso pluoštu, 1000 imp., $F = 10 \text{ Jcm}^{-2}$. d) Gauso pluoštu, 1000 imp., $F = 100 \text{ Jcm}^{-2}$ [26].

apie 50 μm . c) dalyje buvo padidintas energijos tankis tris kartus iki 22 Jcm^{-2} , sudarytos skylės diametras apie 25 μm , kraštai nėra statūs, kadangi pluošto kraštuose energija mažesnė nei centre, todėl pluošto kraštai negali efektyviai abliuoti. Padidinus energijos tankį iki 100 Jcm^{-2} , d) dalyje matome didesnę skylės diametrą, bet skylės periferijoje yra keletu mikrometrų storio lydalo likučių.

Kaip pastebėta apdirbant tiek kaproną, tiek silicio nitridą, erdvinė pluošto forma tiesiogiai veikia skylės gręžimo kokybę ir pastebimi panašūs dėsningumai, kuomet naudojamas ne Gauso ir Gauso pluoštas. Kvazi plokščio intensyvumo pavidalo pluoštu buvo pasiekama geresnė apdirbimo kokybė, statesni skylutės kraštai su 5 – 10 kartų mažesniu energijos tankiu, lyginant su įprastu Gauso pluoštu.

Kapronas lazerinę spinduliuotę $\lambda = 355 \text{ nm}$ sugeria vidutiniškai ($\alpha = 3,6 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$), buvo tikėtasi, jog energija susikaups kelis mikrometrus po paviršiumi ir sukels lokalų kaitimą. Tyrėjus nustebino, jog nebuvo ryškaus kraštų lydymo naudojant kvazi plokščią intensyvumo pavidalo pluoštą, kadangi dažniausiai naudojant artimą UV spinduliuotę su dideliu energijos

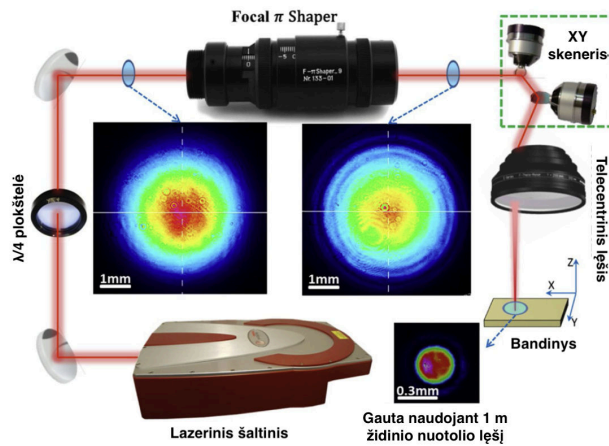


15 pav. SEM gręžimo nuotraukos 250 μm storio silicio nitride Si_3N_4 su Nd:YAG lazeriu $\lambda = 355 \text{ nm}$, pasikartojimo dažnis 10 kHz. a) Kvazi-plokščio intensyvumo skirstinio pluoštu, 50 impulsų, energijos tankis $F = 7,5 \text{ Jcm}^{-2}$. b) Gauso pluoštu, 1000 imp., $F = 7,5 \text{ Jcm}^{-2}$. c) Gauso pluoštu, 1000 imp., $F = 22 \text{ Jcm}^{-2}$. d) Gauso pluoštu, 1000 imp., $F = 100 \text{ Jcm}^{-2}$ [26].

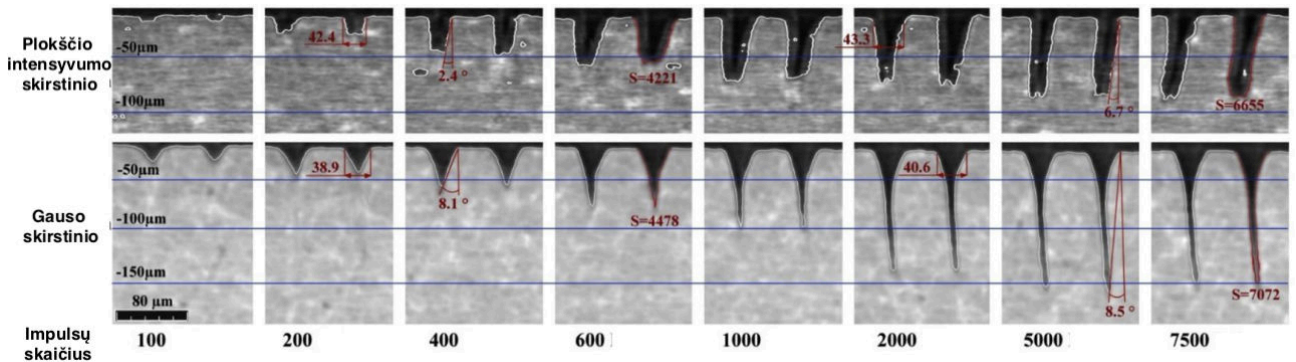
tankiu vyksta pakankamai stiprūs terminiai pažeidimai. Vienas iš paaškinimų yra tai, kad vienodas energijos kiekis veikia aiškiai apibręztose ribose, todėl medžiaga efektyviai pašalinama, o kraštai nekaitinami, todėl nesukeliamas šalutinis lydymas. Kitas galimas paaškinimas yra tai, kad galimas trumpalaikis sugerties padidėjimas veikiant intensyvia lazerio spinduliuote dėl karštųjų energetinių lygmenų ar termiškai sužadintų virpesinių lygmenų [29]. Padidėjusi sugertis ekranuoja gilesnius medžiagos sluoksnius nuo lazerio spinduliuotės, todėl ją sugeria tik plonas paviršinis sluoksnis, kuris efektyviai pašalinamas.

V. Nasrollahi su komanda taip pat atliko Gauso pluošto formavimą į kvazi plokščio intensyvumo skirstinį turinti pluoštą ir palygino abliavimo skirtumus tarp Gauso pluošto ir suformuoto pluošto [28]. Eksperimente naudoja optinė schema pateikta 16 pav. Eksperimente naudojo femtosekundinį „Amplitude Systems“ lazerį, kuris spinduliuavo 1030 nm šviesą, toliau optinėje schemoje naudojo $\lambda/4$ poliarizacinę plokštelę, kuri pasuko poliarizaciją į apskritiminę poliarizaciją, pluošto formuotuvą „Focal- π shaper“, XY skenerį, kuris naudojamas vietoje pozicionavimo stalelio ir telecentrinį 100 mm lęšį. Pažeidimus atliko ant silicio nitrido (Si_3N_4) 250

μm storio plokštelės, lazerio impulso energija nustatė $9 \mu\text{J}$ ir 100 kHz impulsų pasikartojimo dažnį. 17 pav. rezultatuose matoma, jog gilesnės skylės buvo suformuotos naudojant Gauso



16 pav. Eksperimento optinė schema [28].



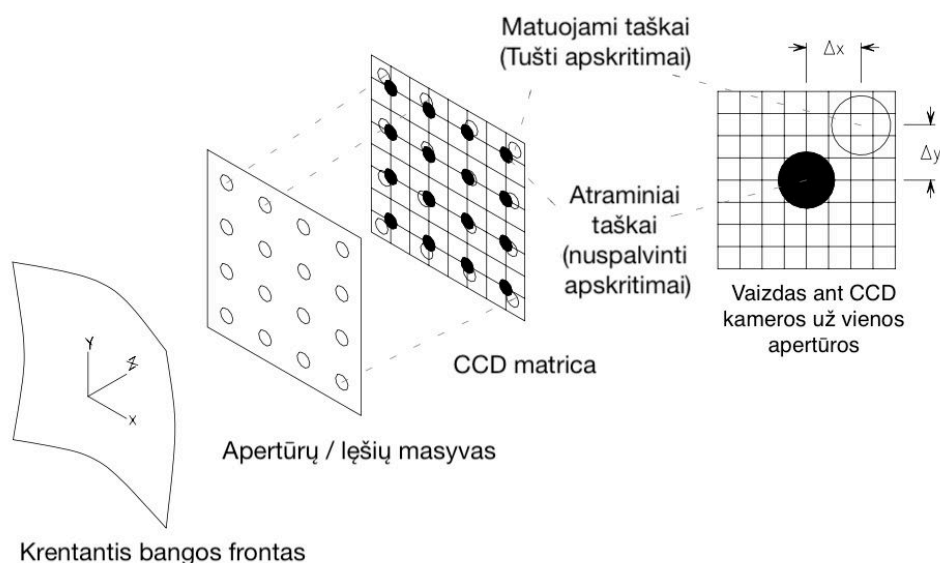
17 pav. Eksperimento metu atlikti pažeidimai [28].

pluoštą, taip pat pastebėjo, kad apdirbtas paviršiaus plotas nežymiai skiriasi tarp Gauso ir plokščio intensyvumo skirstinių turinčio pluoštų. Išgręžtos skylės cilindriškumo nuokrypis Gauso pluoštui fiksuotas didesnis nei plokščio intensyvumo skirstinį turinčiam pluoštui, taip pat Gauso pluošto karščio paveiktos zonos plotas yra 3 – 4,5 karto didesnis. Nors apdirbimo kokybė naudojant plokščią intensyvumo skirstinį turintį pluoštą yra geresnė, gaunami statesni kraštai, tačiau jis yra jautresnis „išsifokusavimui“ t.y. nuokrypiui nuo siauriausios pluošto pozicijos: $200 \mu\text{m}$ išsifokusavimas neturi didelės reikšmės apdirbimo kokybei, tačiau 1 mm išsifokusavimas sumažina išgręžtos skylės gylį 81% , o Gauso pluoštui gylio sumažėjimas yra 64% . Taip pat naudojant plokščio intensyvumo skirstinio pluoštą jam išsifokusavus gali būti gaunamas kitokio intensyvumo skirstinio pluoštas.

2.5 Shack-Hartmann kamera

Ši kamera buvo sukurta optinei metrologijai [30], o ją pritaikius specifiniams poreikiams naudojama adaptyvioje optikoje, oftalmologijoje bei lazerio bangos fronto specifkavimui.

Ši bangos fronto kamera sudaryta iš lęšiukų masyvo, kuris yra uždėtas ant CCD kameros. 18 pav. pateiktas kameros veikimo principas. Šviesa sklisdama z ašimi patenka ant kameros lęšiukų masyvo, kuriame kiekvienas atskiras lęšiukas veikia lyg optinis svertas (angl. optical lever), kuris paslenka užlinkusį (difragavusį) tašką proporcingai kritusio pluošto faziniam vėlinimui. Kamera pamatuoja kritusių spindulių poziciją ant CCD kameros ir palygina su atraminiais taškais, pagal kurios galima atkurti bangos fazinį frontą [31, 32]. Pirmasis bangos



18 pav. Bangos fronto kameros sandara [31].

fronto matavimo įrenginys buvo sukonstruotas J. F. Hartmann'o 1904 metais, kuriame buvo naudojamas apertūrų masyvas, o paskutinio amžiaus vėlyvajame septintame dešimtmetyje jį patobulino R. Shack panaudojant lęšiukų masyvą vietoje apertūrų masyvo, kas leido padidinti kameros jautrumą [32].

2.5.1 Difragavusio taško vietos nustatymas

Bangos fazinio fronto matavimui pirma reikia nustatyti difragavusio taško vietą [32]. Vietos nustatymui naudojama koordinatų sistema, kuri pateikta 18 pav. x ir y koordinatų ašys yra CCD kameros plokštumoje, o z ašis yra apertūrų, CCD kameros optinė ašis. Kamara gamintojas kalibruoja su plokščiu bangos frontu, ši informacija yra įrašoma į atmintį ir ji nekeičiama, taip pat yra galimas režimas, kuomet naudotojas gali apibrėžti kitą atskaitos sistemą, koks yra plokščias bangos frontas. Difragavusio taško vieta nustatoma pagal jo centroido vieną ant x ir

y ašies. Centroidą x kryptimi, \bar{x} galime rasti pagal šią formulę:

$$\bar{x} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y) \cdot x \cdot dx \cdot dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y) \cdot dx \cdot dy}, \quad (40)$$

kur $I(x, y)$ yra x ir y funkcijos intensyvumas pamatuotas išilgai x ašiai, o y yra intensyvumo vieta, kuri pamatuota išilgai y ašiai. Shack – Harmann kameroje esanti CCD matrica yra sudaryta iš diskrečių pikselių, kuriuos galime apibrėžti kintamaisiais i ir j x ir y ašims atitinkamai, todėl galime integravimą 40 formulėje pakeisti sumavimu. Kadangi pikselis yra kvadratinis ir turi apibrėžtus matmenis, jis centruojamas lęšiuko apertūrai, todėl galime išreikšti centroido pozicijos skaičiavimą taip:

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} I(i, j) \cdot i}{\sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} I(i, j)} \cdot s, \quad (41)$$

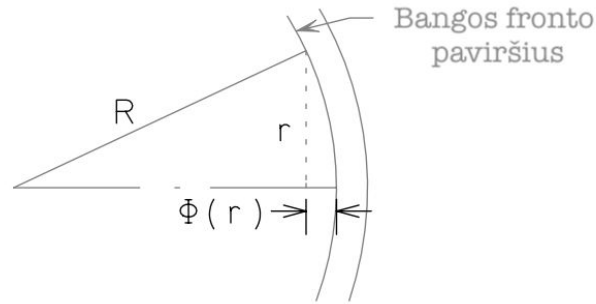
kur $I(i, j)$ yra intensyvumas pamatuotas i -oje eilėje ir j -ame stulpelyje, s yra atstumas tarp pikselių. Ta pati lygybė gali būti naudojama apskaičiuoti difragavusio taško poziciją y ašyje. Skaičiuojant intensyvumą $I(i, j)$ yra atsižvelgiama į slenkstinį intensyvumą, todėl intensyvumas skaičiuojamas pagal apskaičiuoto intensyvumo ir intensyvumo slenksčio skirtumą. Jeigu intensyvumas nesieka slenksčio, tuomet registruojamas intensyvumas lygus 0. Intensyvumo slenkstis padeda sumažinti skaitmeninio triukšmo padarinius.

2.5.2 Bangos fazinio fronto skaičiavimas

Bangos fazinis frontas gali būti apskaičiuojamas pagal difragavusio taško centroido pozicijos pokyčius [32]. Kamera yra apšviečiama banga, kurios fazinis frontas yra $\Phi(x, y)$, pamatuojamos difragavusių taškų centroidų pozicijos pagal 41 lygybę. Toliau apsiribosime skaičiavimais x ašyje, tie patys skaičiavimai gali būti pritaikyti y ašiai. Difragavusio taško pokytis x ašimi dx randamas atėmus pamatuoto taško poziciją iš atraminės atskaitos pozicijos.

Remiantis 19 pav. galime užrašyti šią lygybę:

$$R^2 = r^2 + (R - \phi(r))^2 \quad (42)$$



19 pav. Pateikti du bangos faziniai frontai su kreivumo radiusu R ir faze kaip radiuso funkcija r nuo optinės ašies [32].

Tada galime rasti bangos fazinį frontą ϕ :

$$\phi(r) = R - \sqrt{R^2 - r^2} \quad (43)$$

$$\phi(r) \approx R - R \cdot \left(1 - \frac{r^2}{2R^2} + \dots\right) \quad (44)$$

$$\phi(r) \approx \frac{r^2}{2R}, \quad (45)$$

kur darome prielaidą, jog $R \gg r$. Taigi, galime žiūrėti į bangos fronto kreivumą taške r . Bangos fronto kreivumas gali būti aprašytas šia išraiška:

$$\frac{d\phi(r)}{dr} \approx \frac{r}{R} \quad (46)$$

Bangos kreivumo sensorius nustato fazinio fronto keivumą matuotamas edvinį difrakcinio vaizdo poslinkinį lyginant su plokščios bangos susidariusiu difrakciniu vaizdu.

Vidutinis bangos fronto kreivumo gradientas išilgai x ašimi suskaičiuojamas pagal šią formulę:

$$\frac{d\phi(x, y)}{dx} = \frac{\delta x}{f}, \quad (47)$$

kur f yra atstumas tarp apertūrų masyvo ir CCD jutiklio.

3 Tyrimo atlikimo metodas

Tyrimą sudaro dvi dalys:

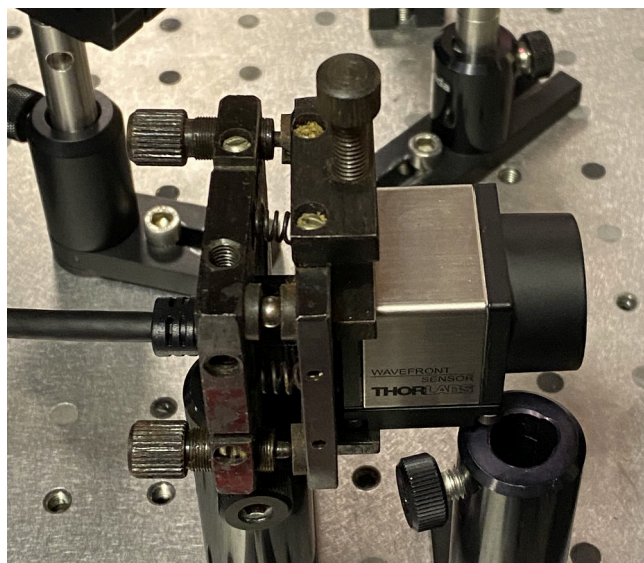
- Kompiuterinis fazinės kaukės projektavimas.
- Fazinės kaukės bandymas realioje optinėje sistemoje, tiriama kaip veikiamas Gauso pluoštas.

3.1 Kompiuterinis fazinės kaukės projektavimas

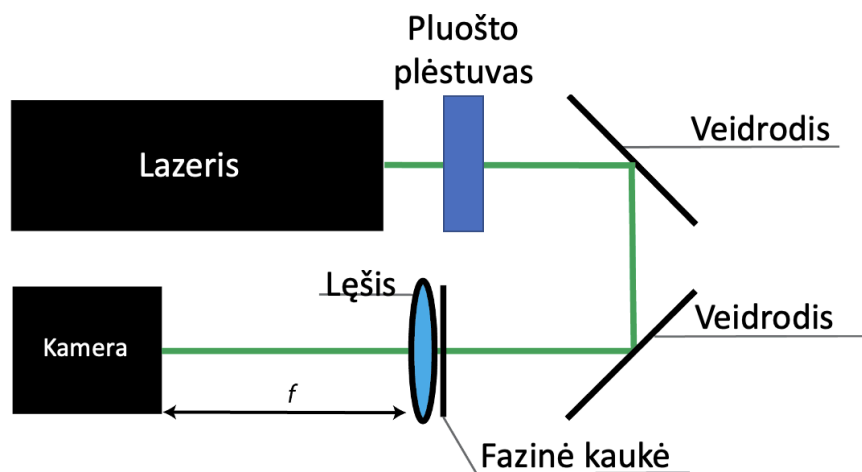
Kompiuterinis fazinės kaukės projektavimas buvo atliktas MATLAB aplinkoje, o atliekant kompiuterinius modelius buvo pasirinkti realūs lazerinės sistemos parametrai.

Modeliavime tirta optinė sistema, kaip parodyta 21 pav. Ją sudaro:

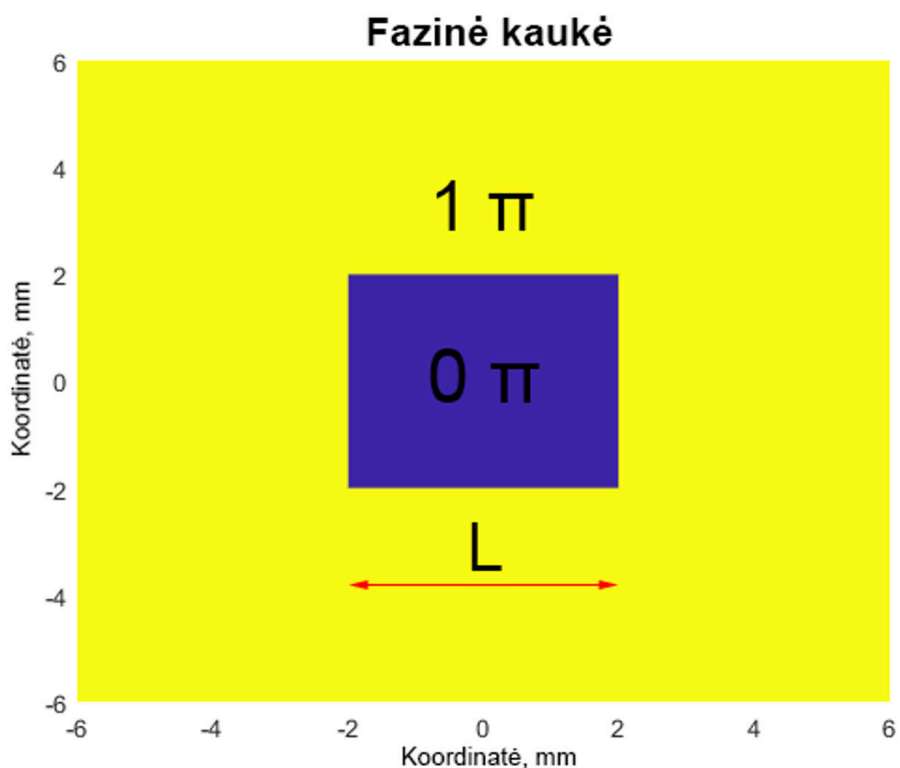
- Įmonės UAB „Light Conversion“ lazeris „Carbide 05-1000“, kuris spinduliuoja Gauso pluoštą bangos ilgiu $\lambda = 1030$ nm, pluošto plotis už pluošto plėstuvo $1/e^2$ aukštyje $d = 3,2$ mm. Impulso trukmė ir pasikartojimo dažnis tyrimo rezultatams nėra reikšmingi.
- Lazerinę spinduliuotę nukreipiantys veidrodžiai.
- Fazinė kaukė.
- Lęšis, kurio židinio nuotolis $f = 500$ mm.
- Pozicionavimo stalelis, ant kurio pritvirtinta CCD kamera arba Shack-Harmann bangos fronto kamera, priklausomai nuo matavimo.



20 pav. Bangos fronto kamera WFS30 pozicionavimo laikiklyje.



21 pav. Tyrime naudota optinė schema.



22 pav. Fazinės kaukės dizainas.

Kamera skirtingiems matavimams (CCD ar Shack-Harmann fazinės bangos fronto) yra pastatoma iškart už pluošto plėstuvo, už fazinės kaukės ir už lęšio.

Atliekant kompiuterinius modelius, modeliuojamas laukas buvo kvadratinis, kraštinės ilgis 12 mm, kad nebūtų apribotas Gauso pluoštas, diskretizacijos dažnis pasirinktas 4 μm , kadangi jis buvo pakankamas pastebėti pluošto formavimo detalėms, o mažesnis diskretizavimo dažnis ilgina modeliavimo procesą, reikalingas didesnis kompiuterio darbinės atminties ir procesoriaus galios resursas, tačiau rezultatas yra minimaliai detalesnis.

Fazinė kaukė buvo modeliuojamo lauko dydžio su kvadratine apertūra viduryje. 22 pav. parodytas fazinės kaukės dizainas. Viduryje, kur yra apertūra, nėra jokio vėlinimo, banga toliau sklinda oru, o už apertūros kraštų spinduliuotės fazė yra vėlinama, paveikslėlio atveju 1π . Buvo naudojami faziniai vėlinimai tarp $0,1\pi$ iki 1π , žingsniu kas $0,1\pi$. 0π prasmės modeliuoti nėra, kadangi tada jokio vėlinimo skirtumo nėra ir spinduliuotė sklinda lyg fazinės kaukės nėra, o virš 1π yra gaunamas veidrodis atspindys, t.y. $1,1\pi$ lygu $0,9\pi$, $1,2\pi$ lygu $0,8\pi$ ir t.t.

Modeliuojant buvo keičiami šie parametrai:

- Fazinės kaukės apertūros dydis L .
- Fazinis vėlinimas.
- Atstumas tarp lęšio ir CCD kameros (ekrano).

Aptarkime kodą, su kuriuo buvo gauti rezultatai. Pirma, buvo apibrėžiamas Gauso pluošto intensyvumo skirstinys:

$$I_0 = 10 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w(z)^2}\right), \quad (48)$$

kur x ir y yra koordinatė nuo pluošto centro, o $w(z)$ pluošto radiusas $1/e^2$ aukštyje. Po to pasirašoma fazinės kaukės funkcija p , kad viduryje būtų kvadratinė apertūra kaip pateikta 22 pav. Pluoštas už fazinės kaukės yra aprašomas šia funkcija:

$$I = I_0 \exp(-j\pi p), \quad (49)$$

Sklidimas per lęšį aprašomas pagal plono lęšio perdavimo funkciją:

$$I_l(x, y) = I \exp\left(jk \frac{x^2 + y^2}{2f}\right) \quad (50)$$

kur t yra lęšio funkcija, o k – bangos skaičius, f - lęšio židinio nuotolis. Toliau, sukuriamas ciklas, kuriame bus keičiamas atstumas už lęšio, taip pat buvo sukurti ciklai keisti faziniam vėlinimui ir apertūros kraštinės ilgiui. Pluoštas atstumu d už lęšio apskaičiuojamas pagal Frenelio aproksimacijos perdavimo funkciją:

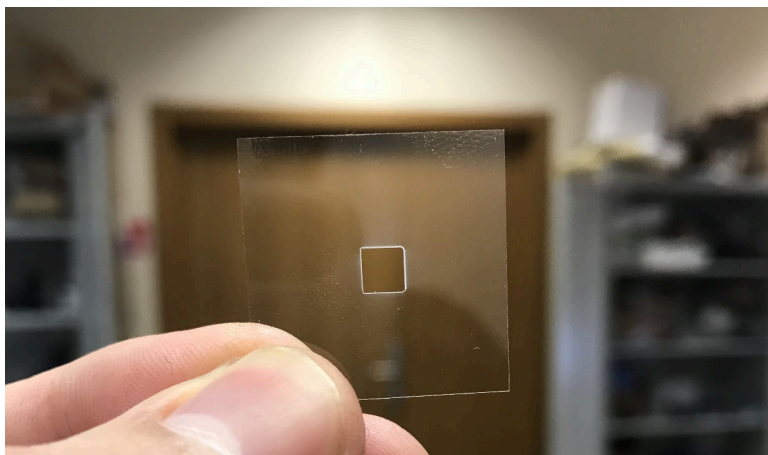
$$H_0 = I_l \exp\left[j\pi\lambda d(\nu_x^2 + \nu_y^2)\right], \quad (51)$$

kur ν_x ir ν_y dažninės komponentės. Padaromas gauto intensyvumo skirstinio skerspjūvis ir duomenys išsaugomi masyve. Pasibaigus ciklui, kuris keičia atstumą už lęšio, išsaugotus masyve duomenis galime sunormuoti tarp 0 ir 1 ir juos pateikti grafiškai trimačiame pavidale.

Buvo atlikta gautų rezultatų analizė, nustatyta, kokiais parametrais gaunamas optimalus plokščią intensyvumo skirstinį turintis pluoštas. Kompiuterinio modeliavimo rezultatai pateikti 4 skyriuje.

3.2 Fazinės kaukės poveikis Gauso pluoštui matavimas

Tiriant kaip fazinė kaukė pakeičia Gauso pluoštą, buvo naudojama optinė schema, kuri pateikta 21 pav. viršutinėje dalyje, kadangi modeliai su optimaliais rezultatais buvo atlikti su šia schema. Papildomai prieš fazinę kaukę ir lęšį pastatytas 0 laipsnio veidrodis, kad būtų sumažintas spinduliuotės kiekis, patenkantis ant CCD kameros, ji būtų apsaugota nuo destruktivaus lazerinio poveikio. Pagal gautus modeliavimo optimalius parametrus 150 μm storio stikliuke tuo pačiu lazeriu išpjaunama apertūra. Naudojamas stikliukas – „Marienfeld Superior“ borosilikatinis „D 263 M“. Pagaminta fazinė kaukė pateikta 23 pav. Ji yra pritvirtinama prie laikiklio, pastatoma kiek įmanoma arčiau lęšio ir kad lazerinė spinduliuotė sklistų per apertūros vidurį, taip kaip buvo atlikti kompiuteriniai modeliavimai. Ant pozicionavimo stalelio pritvirtinta CCD kamera gali judėti išilgai lazerinės spinduliuotės keliui, taip efektyviai keisdami atstumą tarp lęšio ir CCD kameros.



23 pav. Laboratorijoje pagaminta ir eksperimente naudojama fazinė kaukė.

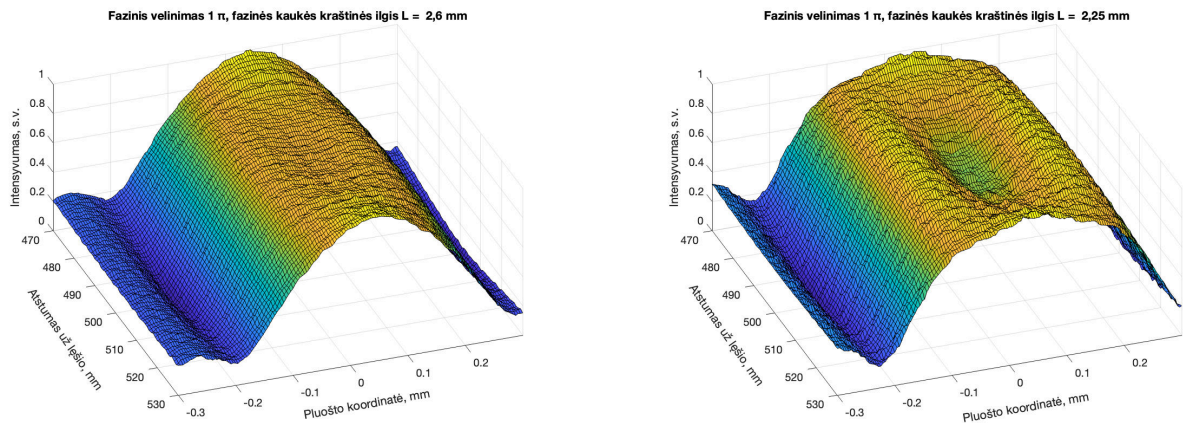
Pirma, buvo atlikti matavimai be fazinės kaukės, kad būtų rasta tokia CCD kameros pozicija, kur Gauso pluoštas yra siauriausias, kas toliau bus vadinama fokusu. Antra, buvo atlikti pluošto matavimai su fazine kauke prieš fokusą, fokuse ir už fokuso. Kartais reikdavo nežymiai pakeisti fazinės kaukės poziciją ar ją truputį pasukti, kad būtų gaunami optimalūs rezultatai.

Gauti matavimo rezultatai pateikti 4 skyriuje.

4 Tyrimo rezultatai

4.1 Teorinių modelių rezultatai

Pagal teorinius modelius nustatyta, jog optimalu naudoti optinę schemą, pateikta 21 pav., fazinę kaukę, kurios apertūros kraštinės ilgis yra 2,6 mm, t.y. apie 78 % pluošto pločio $1/e^2$ aukštyje, o fazinis vėlinimas 1π . Su šiais parametrais gaunamas plokštumas lęšio židinyje, kurio židinio nuotolis $f = 500$ mm, o plokštumas stebimas apie 5 mm iki ir už lęšio židinio. Taigi, jeigu netiksliai sujustuota sistema, vis tiek gaunama plokščia pluošto intensyvumo forma.



24 pav. Pluošto skerspjūvio intensyvumo priklausomybė nuo atstumo už lęšio

Taip pat kompiuteriniuose modeliuose buvo įvertintas pluošto plokštumas: 146 μm . Pluošto plokštumas yra pluošto plotis 90 % didžiausios amplitudės aukštyje.

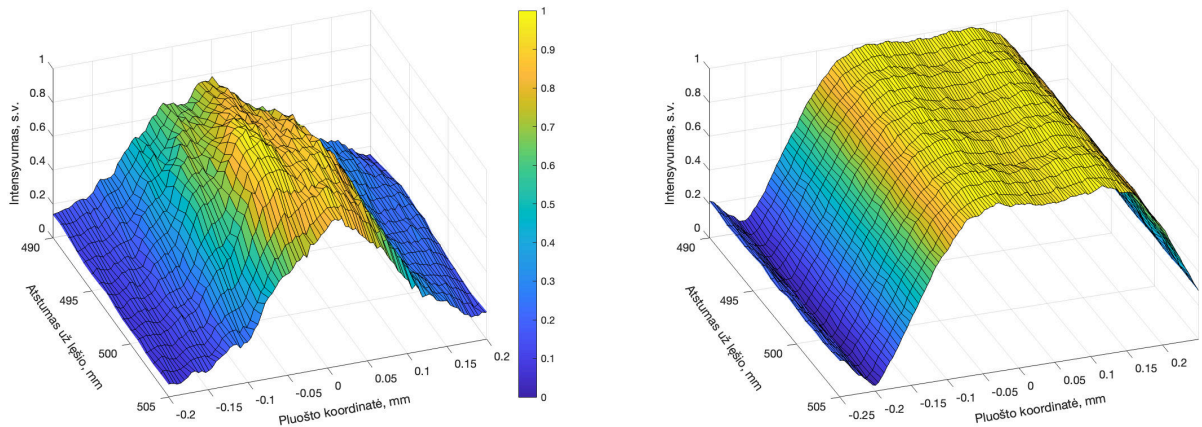
Taip pat matematinuose modeliuose buvo gautas pluoštas su įdubimu jo viduryje. Buvo naudojama mažesnės apertūros fazinė kaukė: $L = 2,25$ mm, kurios kraštinės ilgis lygus 70 % pluošto pločio $1/e^2$ aukštyje. Buvo nustatyta, jog plokščia sritis yra didesniame ilgyje tarp lęšio ir ekrano, po 10 mm iki ir už lęšio židinio, tačiau pluošto intensyvumas yra mažesnis. Ilgesnė plokščia sritis gali būti pravartu, jeigu apdirbamas paviršius nėra plokščias.

4.2 Matavimo rezultatai

Matavimuose naudoti parametrai atitiko kompiuteriniam modeliavimui, t.y. fazinės kaukės apertūros kraštinės ilgis lygus 78 % pluošto pločiui $1/e^2$ aukštyje.

Prieš eksperimentą pamatus pluošto plotį už pluošto plėstuvo, jis buvo 2,19 mm x ašyje, o y ašyje 1,97 mm pusės intensyvumo aukštyje, bei 3,4 mm ir 3,05 mm atitinkamai $1/e^2$ intensyvumo aukštyje. Išpjautos apertūros kraštinės ilgis buvo 2,6 mm, kadangi buvo siekiama, jog kraštinės ir pluošto pločio $1/e^2$ aukštyje santykis būtų 78 %. Pluošto intensyvumo matavimai atlikti su „Spiricon SP620U“ CCD kamera.

Optinėje sistemoje naudoto lęšio židinio nuotolis buvo $f = 500$ mm, buvo įsitikinta ar jis tokiu atstumu yra. Jis buvo nustatytas, kuomet optinėje sistemoje nebuvo fazinės kaukės, stumdant kamerą ant pozicionavimo stalelio ieškant kur pluoštas yra siauriausias pusės aukštyje.



25 pav. Pluošto forma skirtingais atstumais už lęšio. Kairėje – eksperimento duomenys, dešinėje – kompiuterinis modeliavimas.

Įdėjus fazinę kaukę pamatuotas pluoštas prieš fokusą, fokuse ir už fokuso, o 26 pav. pateikta pluošto skerspjūvio intensyvumo priklausomybė nuo skersinės koordinatės skirtingais atstumais už lęšio:

495 mm plokštumas yra $101,2 \mu\text{m}$, plotis pusės aukštyje $202,4 \mu\text{m}$.

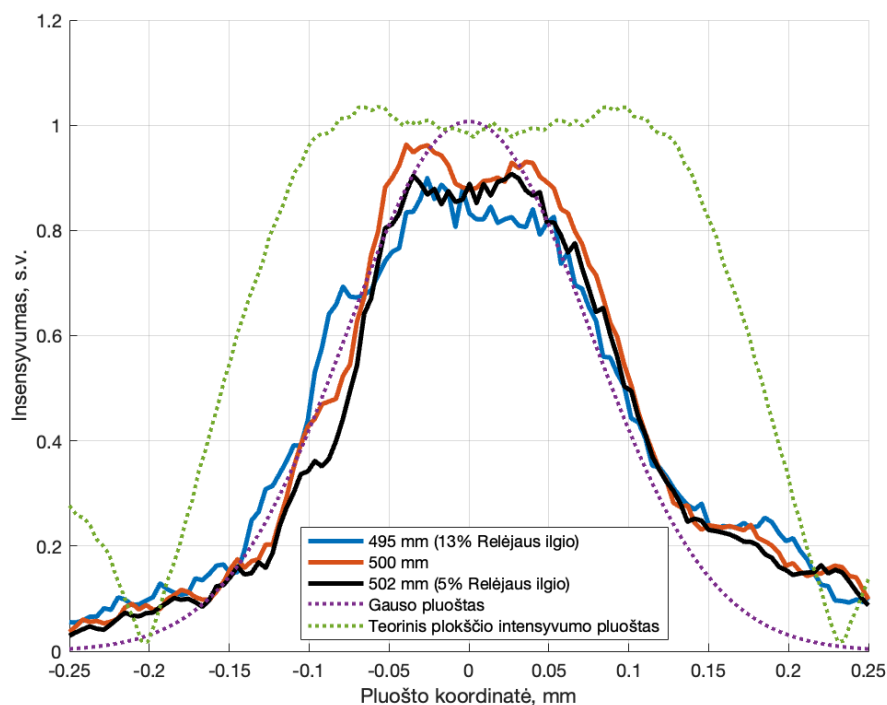
500 mm plokštumas yra $92,4 \mu\text{m}$, plotis pusės aukštyje $206,8 \mu\text{m}$.

502 mm plokštumas yra $83,6 \mu\text{m}$, plotis pusės aukštyje $176 \mu\text{m}$.

Nustatyta, jog pluošto viršūnės plokštumo plotis yra apie 50 % pluošto pločio pusės aukštyje, sudaryto pluošto kraštai nėra griežtai statūs, o viršūnės plokštumo plotis skiriasi nežymiai lyginant su kompiuteriniu modeliu. Plokščios srities ilgis yra 7 mm pluošto sklidimo kryptimi, maždaug 5 mm iki fokuso ir 2 mm už fokuso, susidarė nežymūs įdubimai pluošto viduryje, panašiai kaip kompiuteriniame modeliavime.

Apibendrinant pamatuotus rezultatus, galima teigti, jog matomi pluošto intensyvumo skirstinio iškraipymai, trumpesnis intensyvumo skirstinio formos išlikimas sklidimo kryptimi, intensyvumo skirstinio kraštai nėra kokie statūs, lyginant su matematinio modeliu. Šie netikslumai galimi dėl fazinės kaukės pjovimo netikslumo, matavimo metu buvusio pluošto pločio ir pamatuotos pluošto vertės skirtumo, kurie galėjo pakeisti pluošto ir apertūros santykį, taip pat buvo pastebėta, jog lazerio bangos fazinis frontas nėra plokščias, kas nebuvo įvertinta matematiname modelyje.

Bangos fazinio fronto matavimams buvo naudota Shack-Hartmann bangos fronto kamera



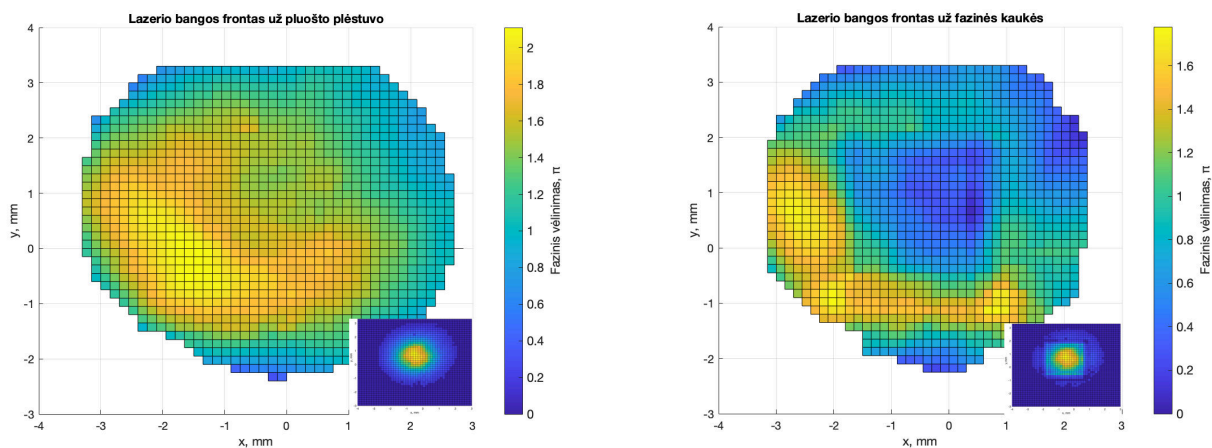
26 pav. Pluošto skerspjūvio intensyvumo priklausomybė nuo skersinės koordinatės skirtingais atstumais už lęšio.

„WFS30“ (gamintojas ThorLabs). 20 pav. matome kamerą, kuri buvo pritvirtinta laikiklyje tikslesniam jos pozicionavimui. Su kamera buvo pamatuoti lazerio spinduliuotės bangų faziniai frontai:

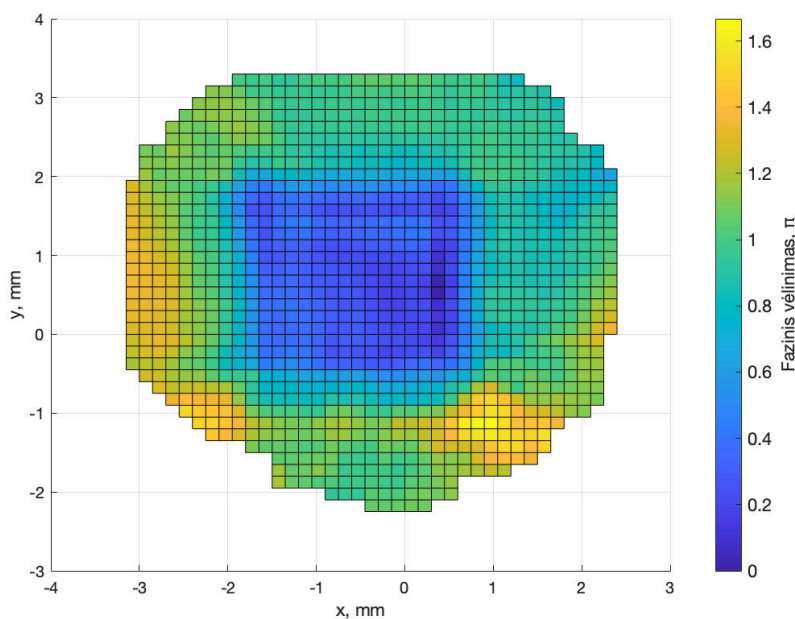
- Už pluošto plėstuvo
- Už fazinės kaukės

Naudojantis programine kameros įranga buvo galima pasinaudoti funkcija, kuri matematiškai kompensuotų pozicionavimo netikslumus, tačiau buvo nuspręsta, jei įmanoma, nesinaudoti šia funkcija fiksuojant matavimus, kadangi atliekant matematinės operacijas gali būti potencialiai prarastos tyrimui svarbios detalės. Šia funkcija buvo pasinaudota kaip pagalba, bandant įvertinti ar pavyko tiksliai pozicijuoti kamerą: jeigu nematyti skirtumų įjungus šią funkciją ir išjungus ją, buvo manoma, jog pozicijuota tiksliai.

Norint detaliau įvertinti fazinės kaukės indelį fazinio bangos fronto pokyčiui reikalingas pluošto sferiškumo kompensavimas, kad fazinę kaukę pasiektų kiek įmanoma plokštesnis fazinis bangos frontas. Sferiškumo kompensavimas buvo vykdomas pozicijuojant pluošto plėstuvo lęšius. Derintas pluošto fazinis vėlinimas užfiksuotas ir pateiktas 27 pav. Pluošto sferiškumo nepavyko visiškai kompensuoti, tačiau įdėjus fazinę kaukę matomi jos kontūrai, o suskaičiavus fazinės kaukės ir pluošto bangos fazinio fronto skirtumą 28 pav. matyti fazinės kaukės poveikio sritis ir aiškūs kontūrai.



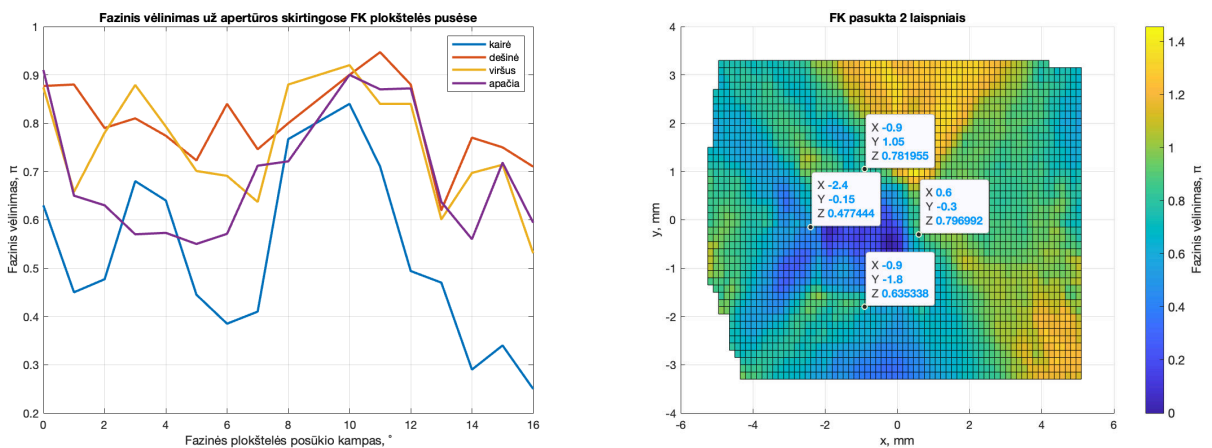
27 pav. Kairėje – derintas lazerio pluošto fazinis frontas ir intensyvumas užfiksuotas už pluošto plėstuvo, dešinėje – derintas lazerio pluošto fazinis frontas ir intensyvumas užfiksuotas už fazinės kaukės.



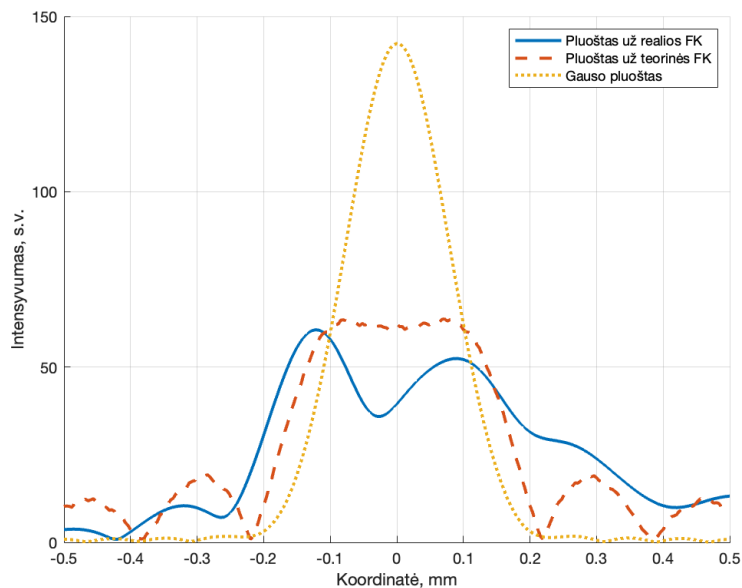
28 pav. Fazinės kaukės ir pluošto plėstuvo fazinių frontų skirtumas.

Taip pat buvo ištirta, kokį indelį faziniam vėlinimui turi fazinės kaukės pastatymas ne statmenai pluoštui, o kampu. 29 pav. kairėje, pateikta fazinio vėlinimo priklausomybė nuo posūkio kampo skirtingose apertūros periferijos kraštinėse, dešinėje konkretaus posūkio kampo vėlinimo įvertinimas. Šiame matavime 0° laikoma, kuomet lazerio pluoštas krenta statmenai.

Buvo atliktas matematinis skaičiavimas, koks būtų pluošto intensyvumas lęšio židinyje, jeigu būtų naudojama eksperimentiškai pamatuotos fazinės kaukės vėlinimas. Šio skaičiavimo rezultatas pateiktas 30 pav., matyti, jog naudojant eksperimentiškai pamatuotos fazinės kaukės vėlinimą, nesusidaro intensyvumo skirstinys kaip teoriniame modelyje. To priežastis – teorinio



29 pav. Fazinio vėlinimo priklausomybė nuo fazinės kaukės posūkio.

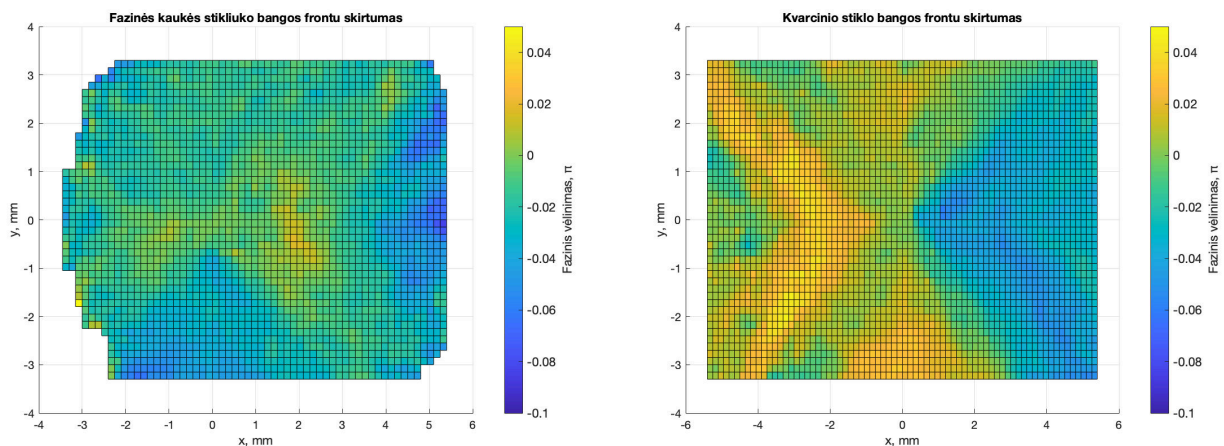


30 pav. Matematiškai apskaičiuotas pluošto intensyvumas lęšio židinyje naudojant eksperimentiškai pamatuotas fazinės kaukės fazinį frontą, intensyvumas naudojant teorinę fazinę kaukė bei apskaičiuotas Gauso pluošto intensyvumas.

ir eksperimentinio fazinio fronto neatitikimas.

Buvo įvertintas fazinės kaukės medžiagos indelis pluošto faziniam frontui. 31 pav. kairėje matome, jog pačios fazinės kaukės stiklo indelis faziniam frontui yra homogeniškas ir fazinis iškreipymas nežymus, centinėje dalyje matome iškilimus iki $0,02 \pi$. Taip pat buvo pamatuotas kvarcinio stiklo indelis faziniam frontui, matome, kad geresnis rezultatas nėra pasiekiamas naudojant kvarcinį stiklą vietoje pirminio stiklo.

Apibendrinant rezultatus, nustatyta, kad matematinis modelis indikuoja, jog galimas pluošto formavimas iš gauso intensyvumo skirstinio į plokščią intensyvumo skirstinį naudojant dvi-



31 pav. Fazinės kaukės stiklo indelis fazinio fronto iškraipymui. Kairėje pirminis stiklas, dešinėje – kvarcinis stiklas.

narę fazinę kaukę. Atlikus matavimus pastebėta, jog susiformuoja kvazi-plokščią intensyvumo skirstinį turintis pluoštas, tačiau erdvėje šis plokščias intensyvumo skirstinys stebimas trumpesniame diapazone nei teoriniame modelyje, taip pat intensyvumo skirstinio periferija nėra tokia stati lyginant su teoriniu modeliu. Atlikus pluošto fazinio fronto matavimus, pastebėta, jog nesutampa eksperimentiškai pamatuotas ir teorinis faziniai frontai, o bandant optimizuoti pluošto fazinį frontą nepasiekiamas siekiamas fazinis vėlinimas.

Šiam pluošto formavimo metodui reikalingas ilgai trunkantis kruopštus derinimas, derinimą sunkina sistemos jautrumas paklaidoms, įvykus nedideliems pokyčiams nebefiksuojamam plokščias intensyvumo skirstinys, sudėtinga teoriškai įvertinti optinių elementų indelį fazinio fronto iškraipymui, optimizuojant nepasiekiamas plokščias ir homogeniškas fazinis frontas.

5 Išvados

- Įmanoma formuoti kvazi-plokščio intensyvumo skirstinio pluoštus iš Gauso pluoštų naudojant binarinę fazinę kaukę su kvadratinės formos apertūra, kuri Gauso pluošto periferiją (22%) vėlina dydžiu π lyginant su centrine dalimi (78%). Suformuoto kvazi-plokščio intensyvumo skirstinys išsilaiko 7 mm sklidimo kryptimi (18% Relėjaus ilgio). Gauti eksperimentiniai duomenys sutampa su teoriniais duomenimis gautais taikant Frenelio artinio difrakcijos teoriją.
- Lazerinės spinduliuotės fazinis frontas už fazinės kaukės fiksuotas 0–1,6 π intervale, vietoje numatyto 0–1 π , nes optinėje schemoje naudoti elementai, tokie kaip pluošto plėstuvai, veidrodžiai, lęšis daro įtaką pluošto faziniam bangos frontui, dėl ko buvo sąlygoti neatitikimai tarp matematinio modelio ir eksperimento rezultatų.

Literatūros sąrašas

- [1] S. Nolte, B. N. Chichkov, H. Welling, Y. Shani, K. Lieberman, H. Terkel, Nanostructuring with spatially localized femtosecond laser pulses, *Optics Letters* 24(13), 914 (1999), <http://dx.doi.org/10.1364/ol.24.000914>
- [2] R. S. Taylor, C. Hnatovsky, E. Simova, D. M. Rayner, V. R. Bhardwaj, P. B. Corkum, Femtosecond laser fabrication of nanostructures in silica glass, *Optics Letters* 28(12), 1043 (2003), <http://dx.doi.org/10.1364/ol.28.001043>
- [3] S. D. Allen, M. Bass, M. L. Teisinger, Comparison of pulsed nd:YAG and pulsed CO₂ lasers for hole rinsed circuit-board materials, in *Conference on Lasers and Electro-Optics (OSA, 1982)*, <http://dx.doi.org/10.1364/cleo.1982.wl2>
- [4] F. Bachman, Excimer lasers in a fabrication line for a highly integrated printed circuit board, *Chemtronics* 4(3), 149–152 (1989)
- [5] H. Le, P. Penchev, A. Henrottin, D. Bruneel, V. Nasrollahi, J. A. R. de Campos, S. Dimov, Effects of top-hat laser beam processing and scanning strategies in laser micro-structuring, *Micromachines* 11(2), 221 (2020), <http://dx.doi.org/10.3390/mi11020221>
- [6] A. Horn, U. Klug, J. Düsing, J. G. Moreno, V. Schütz, O. Suttman, L. Overmeyer, A. Lenk, B. Wojakowski, *Micromachining*, in Springer Series in Optical Sciences (Springer International Publishing, 2015), 155–173, http://dx.doi.org/10.1007/978-3-319-17659-8_8
- [7] G. Kamlage, T. Bauer, A. Ostendorf, B. Chichkov, Deep drilling of metals by femtosecond laser pulses, *Applied Physics A* 77(2), 307–310 (2003), <http://dx.doi.org/10.1007/s00339-003-2120-x>
- [8] C. Bischoff, E. Jäger, U. Umhofer, Beam shaping optics for process acceleration, *Laser Technik Journal* 12(3), 53–57 (2015), <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/latj.201500016>, <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1002/latj.201500016>
- [9] O. Homburg, F. Toennissen, T. Mitra, V. Lissotschenko, Laser direct micro-machining with top-hat-converted single mode lasers, in W. Pfleging, Y. Lu, K. Washio, W. Hoving, J. Amako (eds.), *Laser-based Micro- and Nanopackaging and Assembly II* (SPIE, 2008), <http://dx.doi.org/10.1117/12.762723>
- [10] O. Homburg, T. Mitra, Gaussian-to-top-hat beam shaping: an overview of parameters, methods, and applications, in A. V. Kudryashov, A. H. Paxton, V. S. Ilchenko (eds.), *Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XIV* (SPIE, 2012), <http://dx.doi.org/10.1117/12.907914>

- [11] B. Guetlich, T. Mitra, F. Toennissen, O. Homburg, L. Aschke, Scanner deflection of top-hat converted single-mode lasers for cost-effective micro-machining at highest quality, in A. V. Kudryashov, A. H. Paxton, V. S. Ilchenko, L. Aschke (eds.), *Laser Resonators and Beam Control XI* (SPIE, 2009), <http://dx.doi.org/10.1117/12.808163>
- [12] F. M. Dickey, S. C. Holswade, *Laser Beam Shaping Theory and Techniques* (Marcel Dekker, New York, NY, 2000)
- [13] A. J. Caley, M. J. Thomson, J. Liu, A. J. Waddie, M. R. Taghizadeh, Diffractive optical elements for high gain lasers with arbitrary output beam profiles, *Optics Express* 15(17), 10699 (2007), <http://dx.doi.org/10.1364/oe.15.010699>
- [14] S. Tauro, A. Bañas, D. Palima, J. Glückstad, Experimental demonstration of generalized phase contrast based gaussian beam-shaper, *Optics Express* 19(8), 7106 (2011), <http://dx.doi.org/10.1364/oe.19.007106>
- [15] Tikrinta: 2022 gegužės 24 d., <https://eksmaoptics.com/optical-systems/top-hat-beam-shaping-lenses/top-hat-beam-shaping-lens-fbs/>
- [16] Tikrinta: 2022 gegužės 24 d., <https://www.edmundoptics.com/f/flat-top-beam-shapers/15036/>
- [17] D. Nieto, J. Arines, G. M. O'Connor, M. T. Flores-Arias, Single-pulse laser ablation threshold of borosilicate, fused silica, sapphire, and soda-lime glass for pulse widths of 500 fs, 10 ps, 20 ns, *Applied Optics* 54(29), 8596 (2015), <http://dx.doi.org/10.1364/ao.54.008596>
- [18] R. Paschotta, *Field Guide to Lasers*, volume FG14 (SPIE Publications, 2008)
- [19] O. Svelto, *Principles of Lasers* (Springer, 2010)
- [20] A. Sommerfield, *Optics*, volume IV of *Lectures on Theoretical Physics* (Academic Press, New York, NY, 1954)
- [21] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Wiley Series in Pure and Applied Optics (Wiley, 2019)
- [22] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics* (John Wiley and Sons, Inc., 1991)
- [23] H. P. Herzig (ed.), *Micro-Optics: Elements, Systems and Applications* (CRC Press, 1997), <http://dx.doi.org/10.1201/9781482272802>
- [24] W. B. Veldkamp, Laser beam profile shaping with binary diffraction gratings, *Optics Communications* 38(5), 381–386 (1981), [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/0030-4018\(81\)90071-7](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/0030-4018(81)90071-7)

- [25] C. Dorrer, High-damage-threshold beam shaping using binary phase plates, *Optics Letters* 34(15), 2330 (2009), <http://dx.doi.org/10.1364/ol.34.002330>
- [26] D. Karnakis, J. Fieret, P. T. Rumsby, M. C. Gower, Microhole drilling using reshaped pulsed gaussian laser beams, in F. M. Dickey, S. C. Holswade, D. L. Shealy (eds.), *Laser Beam Shaping II* (SPIE, 2001), <http://dx.doi.org/10.1117/12.446744>
- [27] M. C. Gower, Industrial applications of laser micromachining, *Optics Express* 7(2), 56 (2000), <http://dx.doi.org/10.1364/oe.7.000056>
- [28] V. Nasrollahi, P. Penchev, A. Batal, H. Le, S. Dimov, K. Kim, Laser drilling with a top-hat beam of micro-scale high aspect ratio holes in silicon nitride, *Journal of Materials Processing Technology* 281, 116636 (2020), <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2020.116636>
- [29] J. K. Frisoli, Y. Hefetz, T. F. Deutsch, Time-resolved UV absorption of polyimide, *Applied Physics B* 52(3), 168–172 (1991), <http://dx.doi.org/10.1007/bf00750946>
- [30] J. Hartmann, Bemerkungen uber den bau und die justirung von spektrographen, *Z. Instrumentenkd* 20(47) (1900)
- [31] Spiricon, Inc., Hartmann Wavefront Analyzer Tutorial
- [32] (2022), https://www.rp-photonics.com/shack_hartmann_wavefront_sensors.html

Aivaras Labžentis

PLOKŠČIĄ INTENSYVUMO SKIRSTINIŲ GENERUOJANČIŲ FAZINIŲ ELEMENTŲ
TEORINĖ ANALIZĖ BEI GAMYBA IR TESTAVIMAS NAUDOJANT
FEMTOSEKUNDINIUS LAZERIO IMPULSUS

Santrauka

Įprastus medžiagos apdirbimo būdus keičia pažangesnis lazerinis apdirbimas, kuriame naudojamas Gauso pluoštas. Gauso pluoštai turi didelę smailinę energiją, nesudėtinga matematiškai apskaičiuoti pluošto parametrus, tačiau Gauso pluošto periferija dažnai neabliuoja medžiagos ir šildo medžiagą, o šiluminių procesų mažinimui galima naudoti plokščią intensyvumo skirstinį turintį pluoštą. Šios formos pluoštas sumažina karščio poveiktos srities plotą, gaunama geresnė lazerinio mikroapdirbimo kokybė. Pluoštą galima formuoti įvairiais optiniais elementais, pavyzdžiui binarine fazine plokštele, su kuria šiame darbe buvo formuojamas plokščią intensyvumo skirstinį turintį pluoštą. Šis darbas aktualus tuo, kad buvo kompiuteriu modeliuojama ir tiriamą plokščią intensyvumo skirstinį generuojanti kaukė, kurią būtų nesudėtinga ir pigu pačiam pasigaminti su laboratorijoje esančia įranga. Darbo tikslas: Teoriškai sudaryti dviejų lygmenų (binarinę) fazinę kaukę, įvertinti jos formuojamo pluošto intensyvumo pasiskirstymą. Darbo metu programavimo aplinkoje MATLAB buvo parašytas kodas, kuriame demonstruotas fazinės kaukės formuojamas plokščias intensyvumo skirstinį turintį pluoštas, pagal kode naudojamus parametrus sukonstruota optinė schema ir eksperimentiškai pamatuotas formuojamas pluoštas, bei palyginti teorinio modelio ir eksperimento rezultatai. Darbo metu nustatyta, jog įmanoma formuoti kvazi plokščio intensyvumo skirstinio pluoštus iš Gauso pluoštų naudojant binarinę fazinę kaukę su kvadratinės formos apertūra, kuri Gauso pluošto periferiją (22%) vėlina dydžiu π lyginant su centrine dalimi (78%). Suformuoto kvazi-plokščio intensyvumo skirstinys išsilaiko 7 mm sklidimo kryptimi (18% Relėjaus ilgio). Gauti eksperimentiniai duomenys sutampa su teoriniais duomenimis gautais taikant Frenelio artinio difrakcijos teoriją, o neatitikimai gaunami dėl nežymaus fazinės kaukės matmenų neatitikimo bei pluošto asimetrijos/netolygumo, pluošto fazinio fronto sferiškumo. Atlikti bangos fazinio fronto matavimai, nustatyta, jog lazeris nespinduliuoja plokščią fazinį frontą turinčios spinduliuotės, todėl schemoje naudoti optiniai elementai daro įtaką fazinio fronto formai. Atlikus fazinio fronto optimizavimą pavyko sudaryti panašų fazinį vaizdą į teorinį modelį, buvo įvertintas naudojamo stiklo indėlis fazinio fronto iškraipymui, stebėtas fazinio fronto pokytis statant fazinę kaukę kampu lazerio spinduliui. Atlikus tyrimą galima teigti, jog šis pluošto formavimui reikalingas ilgai trunkantis kruopštus derinimas, suformuotas pluoštas gali būti prarastas įvykus nedideliems pokyčiams optinėje sistemoje.

NUMERICAL ANALYSIS AND TESTING OF A FLAT INTENSITY DISTRIBUTION
PRODUCING OPTICAL PHASE ELEMENTS USING FEMTOSECOND LASER PULSES

Summary

Conventional material processing methods are being replaced by modern laser micromachining, which uses Gaussian beam. Gaussian beam has huge peak energy, calculation of beam parameters are not convoluted, but on the other hand, energy in Gaussian beam tail is not sufficient for material ablation, thus, material is heated. Using top-hat intensity distribution beam might reduce heat affected zone, improve micromachining quality. Top-hat beam can be shaped by using various optical designs, one of them is using binary phase plate, which was used in this research. This research is significant because using theoretical models top-hat beam was designed to be cost-effective and easy to make in the laboratory environment. The aim of this research was theoretically design binary phase mask and evaluate top-hat shaped beam. During research, phase mask design in MATLAB coding environment was developed and theoretical top-hat beam demonstrated. Furthermore, the experiment was conducted using the same parameters as in the theoretical models, theoretical and experiment results were compared. As a result, it was discovered that it is possible to form quasi top-hat beam using binary phase plate with square aperture, which delays Gaussian beam tail by π compared to the central part of beam. The quasi top-hat beam is observed about 7 mm in beam propagation direction or 18 % of Rayleigh length. Experiment results were comparable with theoretical data by using diffraction theory (Fresnel approximation), errors were caused due to small phase mask aperture dimensions mismatch and Gaussian beam asymmetry or beam width fluctuation also beam phase front is spherical. It was detected, that laser does not emit beam with planar phase front, it is lightly spherical, thus optical elements used in this experiment has influence on beam phase front form and its sphericity. Wavefront phase pattern was formed with resemblance to mathematical model after thorough optimisation, measured phase pattern change as phase mask was rotated also phase mask glass input to wavefront distortion was measured. To conclude, this beam shaping method requires prolonged tuning, although result can be lost with minor disturbance in optical system.

Mokslinio darbo aprobacija

Tyrimų rezultatai pristatyti mokslinėje konferencijoje:

Aivaras Labžentis, Simas Butkus, Vytautas Jukna, Valdas Sirutkaitis, Simulation and design of flat-top intensity distribution generating phase masks, Open Readings 2022 (Vilnius University Press, Vilnius, 2022) p. 148, http://www.openreadings.eu/wp-content/uploads/2022/03/Abstract_book_2022S.pdf.