

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Lazerinių tyrimų centras

Justas Baltrukonis

LYGIAGREČIŲ NEDIFRAGUOJANČIŲ PLUOŠTŲ SU INDIVIDUALIAIS AŠINIAIS
PROFILIAIS PADĖTIES KONTROLĖ

Pagrindinių studijų baigiamasis darbas

Taikomosios fizikos
studijų programa

Studentas

Justas Baltrukonis

Leista ginti
Darbo vadovas

2018-05-24
dr. Sergejus Orlovas

Recenzentas

doc. dr. Aidas Matijošius

Centro direktorius

prof. dr. Roaldas Gadonas

Vilnius 2018

Turinys

Ivadas	1
1 Literatūros apžvalga	4
1.1 Nedifraguojantys pluoštai	4
1.2 Beselio pluoštas	4
1.3 Paraboliniai Vėberio pluoštai	5
1.4 Optinio židinio inžinerija	6
1.5 Lygiagretūs nedifraguojantys pluoštai	8
1.6 Frenelio - Kirchofo difrakcija	9
1.7 Difrakcinės gardelės	10
1.8 Furjė transformacija vienu ir dviem lęšiais	12
1.9 Erdvinis šviesos modulatorius	14
1.10 Šachmatų lentos metodas amplitudės ir fazės moduliacijai	15
2 Eksperimento įranga ir tyrimo metodai	17
2.1 Eksperimento schema	17
2.2 Bangos fronto korekcinė fazinė kaukė	18
2.3 Sumodeliuoto ir nedifragavusio pluošto atskyrimas	19
3 Eksperimento rezultatai	21
3.1 Aukštesnės super-Gauso eilės N ašiniai pluoštų profiliai	21
3.2 Atstumo tarp lygiagrečių pluoštų įtaka jų formavimuisi	22
3.3 Lygiagrečių optinių adatų ilgio L įtaka masyvo formavimuisi	23
3.4 Skirtingų ilgių L optinių adatų masyvas	24
3.5 Lygiagretūs Vėberio pluoštai	25
3.6 Erdvinės struktūros iš lygiagrečių nedifraguojančių pluoštų	26
Išvados	27
Literatūros sąrašas	29
Santrauka	31
Summary	32

Įvadas

Plėtojantis technologijų pramonei, keliamos vis sunkesnės mikroapdirbimo užduotys - reikalaujama vis mažesnių matmenų, didesnio tikslumo ar sudėtingesnių formų gaminio, taigi lazeris tampa svarbiu įrankiu šioje rinkoje. Medžiagų apdirbimas lazeriu pasižymi precizišku proceso valdymu, dideliu tikslumu, atsikartojamumu, greičiu bei galimybe paveikti įvairiausias medžiagas (pasirinkus tam tinkamą būdą) tiek paviršiuje, tiek tūryje. Vystantis mokslui ir pramonei, atsiranda vis daugiau šio technologinio proceso pritaikymo sričių, tokių kaip metapaviršių [1] gamyba arba greitesnis ir tikslesnis skaidrių medžiagų pjaustymas, kartu verčiančių ieškoti lazerinio apdirbimo proceso patobulinimų, pvz. lazerio pluošto formos (patobulinant skersinius ir išilginius intensyvumo skirstinius).

Gauso pluoštas nėra idealus skaidrių medžiagų mikroapdirbimo taikymuose dėl difrakcijos: impulsiniam pluoštui sklindant erdvėje kinta skersinio pjūvio intensyvumo skirstinys. Vienas iš sprendimo būdų - pakeisti Lagero-Gauso modas nedifraguojančiais pluoštais. Šių pluoštų Relėjaus ilgio - atstumo nuo pluošto sąsmaukos iki vietos, kurioje pluošto spindulys padidėja $\sqrt{2}$ kartų - atitikmuo, dar vadinamas Beselio zona, gali būti kelis kartus didesnis nei Gauso ir jam giminingų pluoštų, kadangi spindulys fokusuojasi į pailgą zoną, dar vadinamą linijiniu židiniu. Geriausiai žinomas ir dažniausiai naudojamas nedifraguojantis pluoštas yra Besselio-Gauso [2], kurio kuriamas simetrinio pjūvio ašinis intensyvumas, dar vadinamas optine adata, plačiai pritaikomas pramonėje dėl didelio ilgio-pločio santykio. Taip pat įdomūs ir nedifraguojantys Vėberio pluoštai [3], pasižymintys parabolinės formos skersiniu intensyvumo skirstiniu.

Atsiranda poreikis valdyti pluoštų išilginį bei ašinį intensyvumo skirstinius. Pasinaudodami nedifraguojančių pluoštų superpozicija, galime dalinai kontroliuoti linijinio židinio intensyvumą ant ašies, kurio skirstinį aprašome norima funkcija, o pasitelkę postūmio teoremas sukuriame erdvines struktūras iš lygiagrečių nedifraguojančių pluoštų.

Šio darbo tikslas yra erdviniu šviesos modulatoriumi realizuoti įvairius pluoštus sudarytus iš valdomos padėties lygiagrečių nedifraguojančių pluoštų su pasirinktu ašiniu intensyvumo skirstiniu, bei ištirti jų padėties ir formos kontrolės galimybes.

Studento paruošti ir ruošiami pristatymai mokslinėse konferencijose

1. Sergej Orlov, Ada Gajauskaitė, **Justas Baltrukonis**, „*Radially and Azimuthally Polarized Nondiffracting Vectorial X Pulses*“, „DoKDok 2017“, Zūlis, Vokietija, Rugsėjo 18–22 d., 2017 m.
2. **Justas Baltrukonis**, Sergej Orlov, Pavel Gotovski, „*Experimental implementation of the focal line engineering with Weber beams using spatial light modulator*“, „Open Readings 2018“, Vilnius, Lietuva, Kovo 20–23 d., 2018 m.
3. Sergej Orlov, Alfonsas Juršėnas, Ada Gajauskaitė, Vitalis Vosylius, Pavel Gotovski, Artūras Grabusovas, **Justas Baltrukonis**, Ernestas Nacius, Titas Gertus, „*Optical engineering of vector pulsed beams with parabolic and elliptic cross-sections for laser material processing applications*“, „2018 E-MRS Spring Meeting and Exhibit“, Strasbūras, Prancūzija, Birželio 18–22d., 2018 m.
4. Sergej Orlov, Vitalis Vosylius, Pavel Gotovski, Artūras Grabusovas, **Justas Baltrukonis**, Titas Gertus, „*Vector beams with parabolic and elliptic cross-sections for laser material processing applications*“, „LPM 2018“, Edinburgas, Jungtinė Karalystė, Liepos 25–28d., 2018 m.
5. **Justas Baltrukonis**, Alfonsas Juršėnas, Sergej Orlov, „*Controllable spatial array of Bessel-like beams with independent axial intensity distributions for laser microprocessing*“, „LPM 2018“, Edinburgas, Jungtinė Karalystė, Liepos 25–28 d., 2018 m.
6. Sergej Orlov, Alfonsas Juršėnas, **Justas Baltrukonis**, „*Controllable spatial array of optical needles with independent axial intensity distributions for laser microprocessing*“, „LANE 2018“, Fiurtas, Vokietija, Rugsėjo 3–6 d., 2018 m.
7. Pavel Gotovski, **Justas Baltrukonis**, Sergej Orlov „*Nondiffracting and nondispersive vector shovel pulsed beams*“, „LANE 2018“, Fiurtas, Vokietija, Rugsėjo 3–6 d., 2018 m.

Studento spaudai priimti straipsniai

1. Sergej Orlov, Alfonsas Juršėnas, **Justas Baltrukonis**, „*Controllable spatial array of optical needles with independent axial intensity distributions for laser microprocessing*“, 2018 m., „Procedia CIRP“, Accepted.
2. Pavel Gotovski, **Justas Baltrukonis**, Sergej Orlov „*Nondiffracting and nondispersive vector shovel pulsed beams*“, 2018 m., „Procedia CIRP“, Accepted.

1 Literatūros apžvalga

1.1 Nedifraguojantys pluoštai

Plokščio bangos fronto ir tam tikro skersmens pluoštas sklisdamas erdvėje patiria difrakcinę skėstį ir dėl to sklidimo metu jo plotis didėja - pluoštas difraguoja. Tačiau egzistuoja sprendinių šeima, dar vadinama nedifraguojančiais pluoštais, kuri elgiasi taip, lyg priešintusi difrakcinei skėčiai. Nedifraguojantys pluoštai pirmą kartą aprašyti 1987 metais Durnino ir apibrėžti kaip monochromatinis optinis laukas, kurio skersinis skirstinys nekinta sklindant laisvoje erdvėje [2]. Nedifraguojantys pluoštai yra aprašomi sprendiniais gautais sprendžiant Helmholco lygtį

$$(\nabla^2 + k^2)\psi = 0, \quad (1)$$

čia $k = \omega/c$ yra bangos skaičius, c - šviesos greitis vakuume, ω - bangos dažnis, ∇^2 - Laplaso operatorius, ψ - elektrinio lauko funkcija. Sprendiniai turi tenkinti sąlygą, jog skersinis ir išilginis skirstiniai yra tarpusavyje nepriklausomi

$$\psi(x, y, z, t) = R(x, y)Z(z, t). \quad (2)$$

Dekarto, cilindrinė, elipsinio cilindro ir parabolinio cilindro koordinatų sistemos turi translacinę simetriją ir leidžia Helmholco lygtį išskaidyti į skersinę ir išilginę dalis [4]. Sprendiniai cilindrinėje koordinatų sistemoje leidžia gauti Besselio pluoštą, o parabolinio cilindro - parabolinį Vėberio pluoštą. Juos naudosime erdvinėms struktūroms iš lygiagrečių nedifraguojančių pluoštų su pasirinktu ašiniu intensyvumu gauti.

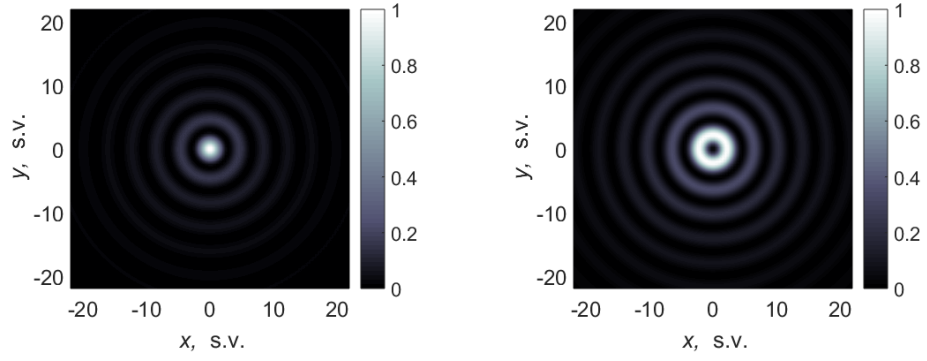
Nedifraguojantys pluoštai pasižymi regeneracija ("pagijimu"), jei pluošto sklidimo kelyje yra neskaidri kliūtis, jo skersinio intensyvumo profilis atsistato nusklidus tam tikrą atstumą už jos. Taip pat idealūs nedifraguojantys pluoštai (2) yra begalinės energijos, todėl eksperimentiškai galime stebėti tik jų artinius - pluoštus, apribotus skerspjuvyje Gauso funkcijos gaubtine [4].

1.2 Beselio pluoštas

Nedifraguojantis Beselio pluoštas [5] gaunamas Helmholco lygtį (1) sprendžiant cilindrinėje koordinatų sistemoje. Tokį pluoštą galime aprašyti lygtimi

$$\psi(r, \varphi, z) = A_0 e^{ik_z z} J_n(k_r r) e^{\pm i n \varphi}, \quad (3)$$

čia J_n yra n - tosios eilės Beselio funkcija, o k_z ir $k_r = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$ yra atitinkamai išilginė ir radialinė bangos vektoriaus komponentė. Nulinės ir pirmos eilės Beselio pluoštų skersiniai intensyvumo skirstiniai pavaizduoti 1 pav.



1 pav. Nulinės (kairėje) ir pirmos (dešinėje) eilės Beselio pluoštų skersiniai intensyvumo profiliai.

Nulinės eilės Beselio pluoštas turi intensyvumo maksimumą pluošto centre. Jei formuojame aukštesnės eilės Beselio pluoštus, intensyvumo maksimumas pasiskirsto pirmame žiede, o pluošto centre gaunama intensyvumo minimumo sritis.

1.3 Paraboliniai Vėberio pluoštai

Paraboliniai Vėberio pluoštai gaunami Helmholco lygtį sprendžiant parabolinio cilindro koordinatų sistemoje, kuri apibrėžiama per sąryšį su Dekarto koordinatų sistema kaip:

$$\frac{(\eta + i\xi)^2}{2} = x + iy, \quad z = z, \quad (4)$$

čia i - menamas vienetas. Iš (4) randame η ir ξ išreikštus per x ir y :

$$\eta = (\sqrt{x^2 + y^2} + x)^{1/2}, \quad \xi = (\sqrt{x^2 + y^2} - x)^{1/2}. \quad (5)$$

Tada trimatę Helmholco lygtį (1) galima išskaidyti į išilginę dalį, kurios sprendinys priklauso nuo $\exp(-ik_z z)$, bei skersinę dalį, kuri gali būti užrašoma šiomis diferencialinėmis lygtimis [3]:

$$\frac{d^2\Phi(\eta)}{d\eta^2} + (k_t^2\eta^2 + 2k_t a)\Phi(\eta) = 0, \quad (6)$$

$$\frac{d^2R(\xi)}{d\xi^2} + (k_t^2\xi^2 - 2k_t a)R(\xi) = 0, \quad (7)$$

čia $k_t = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$ yra skersinis vektorius, a - paraboliskumo parametras. Pakeitus kintamuosius $\sigma\eta$ į u ir $\sigma\xi$ į v , kur $\sigma \equiv (2k_t)^{1/2}$, lygtys (6) ir (7) gali būti transformuotos į parabolinio cilindro lygties formą

$$\frac{d^2P}{dv^2} + \left(\frac{v^2}{4} - a\right)P = 0. \quad (8)$$

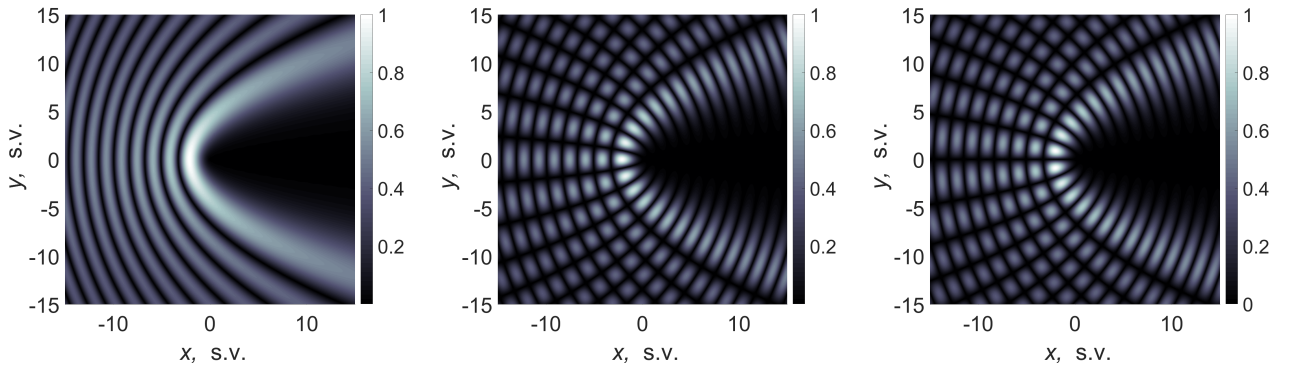
Ši lygtis gali būti sprendžiama pasitelkiant Teiloro eilutes [3]. Nelyginiai sprendiniai žymimi P_o , o lyginiai P_e . Iš šių funkcijų sukonstruoti galutiniai lyginiai U_e ir nelyginiai U_o sprendiniai:

$$U_e(\eta, \xi; a) = \frac{1}{\pi\sqrt{2}} |\Gamma_1|^2 P_e(\sigma\xi; a) P_e(\sigma\eta; -a), \quad (9)$$

$$U_o(\eta, \xi; a) = \frac{2}{\pi\sqrt{2}} |\Gamma_3|^2 P_o(\sigma\xi; a) P_o(\sigma\eta; -a), \quad (10)$$

čia $\Gamma_1 = \Gamma[(1/4) + (1/2)ia]$, $\Gamma_3 = \Gamma[(3/4) + (1/2)ia]$, o $\Gamma()$ - Gamma funkcija. Gautos išraiškos ortonormuotos pagal tikrinę vertę a . Bėgančią bangą atitinkantį sprendinį galima sukonstruoti iš (9) ir (10) sprendinių

$$TU^\pm(\eta, \xi; a) = U_e(\eta, \xi; a) \pm iU_o(\eta, \xi; a). \quad (11)$$



2 pav. Bėgančios bangos (kairėje) lyginės (centre) ir nelyginės (dešinėje) funkcijos, aprašančios pluoštą parabolinio cilindro koordinatėse, skersinis pjūvis, kai parametras $a = 3$.

1.4 Optinio židinio inžinerija

Lygtyje (2) koordinatė z įeina harmoniniu pavidalu, dėl šios priežasties tokių bangų suma primena Furjė eilutę. Teisingai parinkus k_z dedamąsias iš jų galima sudaryti diskrečias arba tolydžias Furjė eilutes, kurios aprašytų norimą išilginį skirstinį [6]. Norėdami sukurti tam tikrą išilginio intensyvumo profilį, turime susumuoti bangų lygties sprendinius, kurių superpozicija duos reikiamą rezultatą. Tam naudojame tolydžiai kintantį pluošto ašinio profilio spektrą

$$A(k_z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(z) e^{-ik_z z} dz, \quad (12)$$

čia $f(z)$ - norimas ašinio intensyvumo skirstinys. Sudarę tolydžią (pagal k_z) Beselio pluoštų superpoziciją $\Psi(\mathbf{r})$ su kompleksinėmis amplitudėmis $A(k_z)$

$$\Psi(\mathbf{r}) = \int_{k_{z|min}}^k A(k_z + Q) \psi(\mathbf{r}; k_z) dk_z \quad (13)$$

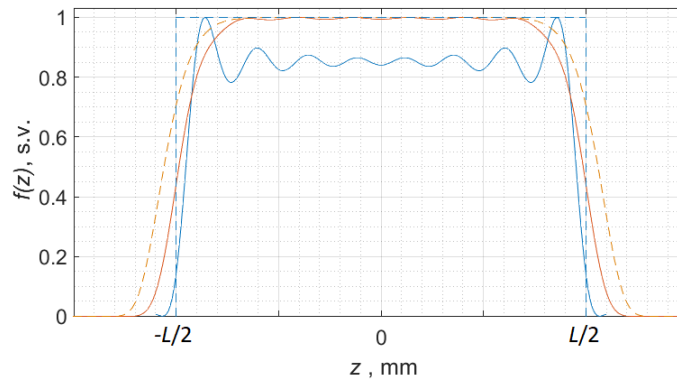
(čia $k_{z|min} = k \cos(\theta_{max})$, θ_{max} - maksimalus fokusavimo kampas, $Q = k_{z|min} + (k - k_{z|min})/2$ - centrinis bangos skaičius) gauname, kad $|\Psi(\mathbf{r})| = f(z)$ - superpozicijos kompleksinės amplitudės gaubtinė atitinka norimą ašinį profilį. Jei $f(z)$ apibrėžiame stačiakampe funkcija

$$f(z) = \begin{cases} 1, & \text{kai } z \in [-L/2, L/2], \\ 0, & \text{kitu atveju,} \end{cases} \quad (14)$$

čia L - profilio ilgis, gauname, jog tokios funkcijos eksperimento sąlygomis atkurtas profilis turi stiprias osciliacijas (3 pav.), žinomas kaip Gibso fenomenas. Šios osciliacijos atsiranda dėl baigtinio Furjė eilutės narių skaičiaus, Furjė transformaciją optinėje sistemoje atliekant baigtinių matmenų lęšiu, bei esant baigtinio dydžio erdvinio šviesos modulatoriaus pikseliams. Stačiakampį profilį galime pakeisti eilės N super-Gauso funkcija

$$f(z) = \exp \left[- \left(\frac{z - z_0}{z_0} \right)^{2N} \right], \quad (15)$$

čia $z_0 = L/(2 \log 2 / 2^{1/2N})$ - parametras nusakantis profilio matmenis pusės intensyvumo aukštyje, N - super-Gauso funkcijos eilė. Bandant atkurti aukštesnės eilės super-Gauso išilginį profilį vietoje stačiakampio, galima išvengti papildomos pluošto moduliacijos, atsirandančios dėl didelių erdvinų dažnių. Tai leis atkurti lygesnį profilį erdvinio šviesos modulatoriumi.



3 pav. Stačiakampio $f(z)$ profilio (mėlyna punkt. linija) bei $N = 6$ eilės super-Gauso funkcija aprašomo profilio (oranžinė punkt. linija) palyginimas, bei šių profilių atkūrimas esamoje eksperimento sistemoje (ištisinės linijos).

1.5 Lygiagretūs nedifraguojantys pluoštai

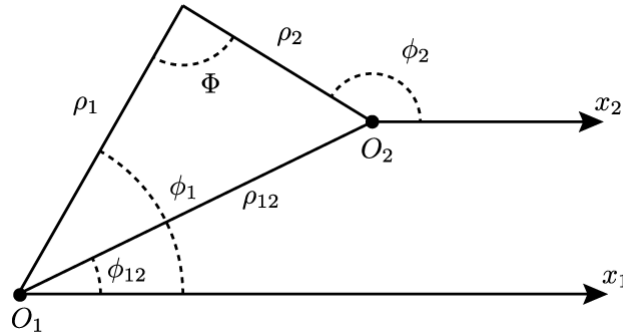
Norint sukurti lygiagrečių nedifraguojančių pluoštų masyvą, kiekvienas pluoštas turi būti pastumtas statmenoje sklaidimo kryptčiai plokštumoje. Beselio pluošto atveju gali būti naudojama Beselio pluoštų postūmio teorema [7]. Pluoštas pastumtame taške O_2 (4 pav.) išreiškiamas kaip pluoštų superpozicija nepastumtame taške O_1

$$J_n(k_\rho \rho_2) e^{in\phi_2} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(k_\rho \rho_{12}) J_{m+n}(k_\rho \rho_1) e^{im(\phi_1 - \phi_{12})}, \quad (16)$$

čia ϕ_{12} ir ρ_{12} yra kampas ir atstumas, kuriuo pastumiamas pluoštas. Tada pastumto Beselio pluošto erdvinis spektras

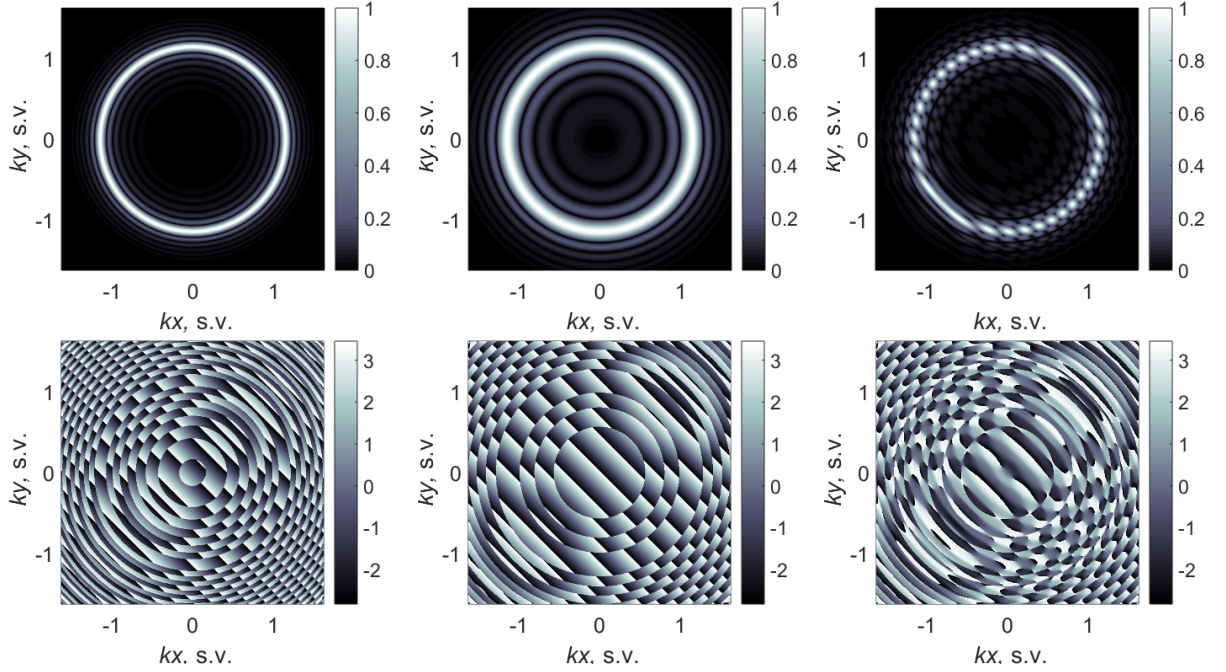
$$\hat{\psi}(k_\rho, \phi_k; \rho_{12}, \phi_{12}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(k_\rho \rho_{12}) e^{-in\phi_{12}} \frac{i^n e^{in\phi_k} \delta_{k_\rho, k \sin \Theta}}{k_\rho}, \quad (17)$$

čia $\delta_{k_\rho, k \sin \Theta}$ yra Kronekerio delta.



4 pav. Beselio pluošto postūmio teorema.

Sudauginus statmenoje sklaidimo kryptčiai plokštumoje pastumto pluošto erdvinį spektrą su (12), gauname optinę adatą su valdomu ašiniu intensyvumu bei postūmiu. Pasinaudojus tiesinės optikos superpozicijos principu galima sudėti du ar daugiau nepriklausomų pluoštų erdvinius spektrus (5 pav.) ir taip gauti lygiagrečių optinių adatų masyvą. Panašiu būdu, tą patį galima atlikti ir su Vėbero pluoštais ir taip gauti įvairių lygiagrečių nedifraguojančių pluoštų grupę erdvėje.



5 pav. Kairėje - $L_1 = 0.5$ mm, centre - $L_2 = 1$ mm ilgio optinių adatų, nuneštų per $\rho_{12} = 60$ λ į skirtingas puses kampu $\phi_{12} = \pi/4$ erdvių spektrų amplitudės (viršuje) ir fazės (apačioje). Dešinėje - abiejų optinių adatų superpozicijos erdvinio spektro amplitudė ir fazė.

1.6 Frenelio - Kirchofo difrakcija

Jei banga sklinda nevienalytėje terpėje, kurioje yra neskaidrių kliūčių arba sričių su staigiu lūžio rodiklio pokyčiu, bangos frontas iškrypsta ir jos intensyvumo pasiskirstymas erdvėje pakinta. Vyksta reiškiny, vadinamas šviesos difrakcija [8]. Frenelio-Kirchofo difrakcija nusako elektrinį lauką U taške P_0 už ekrano su kiauryme, neatsižvelgiant į ekrano įtaką, kai kiaurymę apšviečia pavienis taškinis šaltinis. Literatūroje [9] nagrinėjamas difrakcijos uždavinys už plokščio ekrano su kiauryme į kurią iš kairės krenta monochromatinė banga (6 pav.), čia R - sferinio paviršiaus S kurio centras P_0 spindulys, S_c - prigludęs prie ekrano paviršius, S_a paviršius ties apertūra, P_2 - taškinis spinduliuotės šaltinis.

Elektrinis laukas taške P_0 gaunamas taikant Helmholtco ir Kirchofo integralinę teoremą, kai integruojama paviršiumi, kurį sudaro S ir S_c . Sferinio paviršiaus S spinduliui R didėjant, elektrinis laukas U taške P_0 mažėja. Jei tenkinama Zomerfeldo spinduliavimo sąlyga

$$\lim_{R \rightarrow \infty} R[(\nabla U) \cdot \hat{n} - ikU] = 0, \quad (18)$$

integralas paviršiumi S artėja į 0. Tada elektrinį lauką taške P_0 galime išreikšti per lauko išvestinę išilgai normalės begaliniam paviršiui S_c

$$U_P = \frac{A}{4\pi} \int_{S_c} \left(\frac{\partial U}{\partial \hat{n}} u - U \frac{\partial u}{\partial \hat{n}} \right), \quad (19)$$

čia u - besiplečianti sferinė banga. Pritaikius Kirchofo kraštines sąlygas, bei sakant, kad atstumai r_{01} ir r_{21} daug didesni už bangos ilgį, gaunama Frenelio - Kirkchofo difrakcijos išraiška [9]

$$U_P = \frac{A}{i2\lambda} \int_{S_a} \frac{\exp[ik(r_{01} + r_{21})]}{r_{01}r_{21}} [\cos(r_{01}, \hat{n}) - \cos(r_{21}, \hat{n})] ds, \quad (20)$$

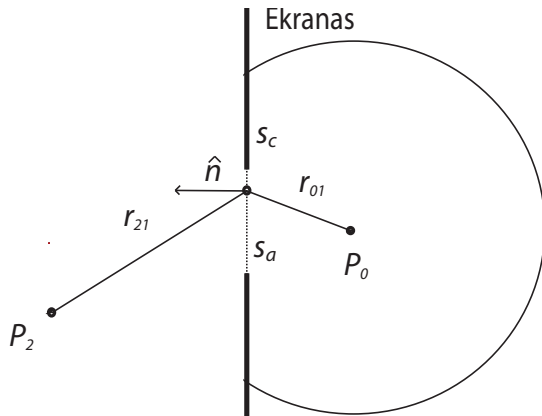
čia $[\cos(r_{01}, \hat{n}) - \cos(r_{21}, \hat{n})]$ - krypties faktorius, susiejantis pluošto kritimo ir atspindžio kampus. Kai r_{01} ir r_{21} yra statmeni arba beveik statmeni ekranui, gauname jog krypties faktorius lygus 2. Naudojantis Dekarto koordinačių sistema ir supaprastinus (20) galime gauti šaltinio $g(x_0, y_0)$ difrakcijos vaizdą $U(x_j, y_j)$ (7pav.) [10]

$$U(x_j, y_j) = \frac{1}{i\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x_0, y_0) \frac{\exp(ikr)}{r} dx_0 dy_0, \quad (21)$$

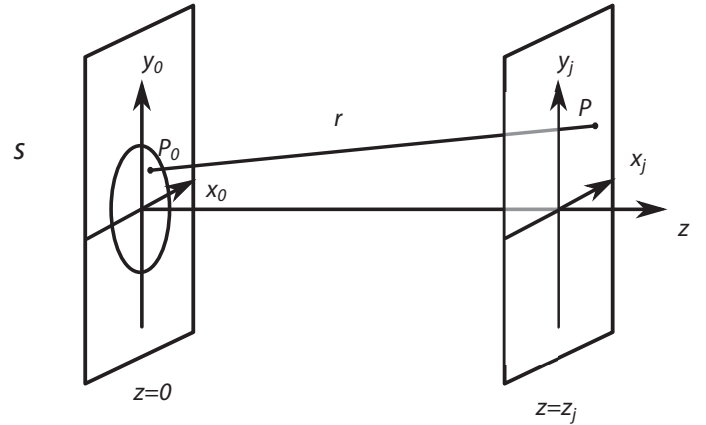
čia $r = \sqrt{z_j^2 + (x_j - x_0)^2 + (y_j - y_0)^2}$. Srityje, kur $(x_j - x_0)^2 + (y_j - y_0)^2 \ll z_j^2$ gali būti taikomas binominis artinys, tada

$$r = z_j + \frac{x_j^2 + y_j^2}{2z_j} - \frac{x_j x_0 + y_j y_0}{z_j} + \frac{x_0^2 + y_0^2}{2z_j} - \frac{[z_j^2 + (x_j - x_0)^2 + (y_j - y_0)^2]^2}{8z_j^3}. \quad (22)$$

Sritis, kur įskaitomi pirmi trys (22) nariai vadinama tolimuoju lauku, arba Fraunhoferio zona. Jei įskaitomi pirmi keturi (22) nariai - artimasis laukas, arba Frenelio zona [10].



6 pav. Plokščias ekranas su kiauryme.

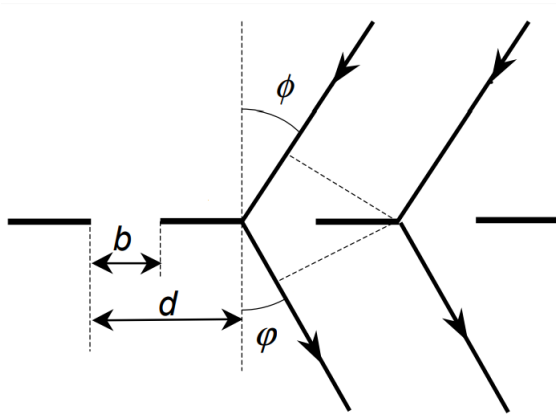


7 pav. Difrakcinio vaizdo skaičiavimo geometrija.

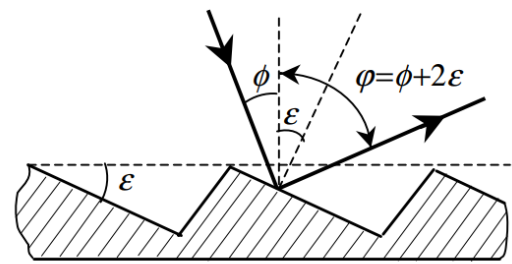
1.7 Difrakcinės gardelės

Difrakcinė gardelė yra difrakcinis elementas, sudarytas iš didelio skaičiaus periodiškai išdėstytų rėžių (griovelių, plyšių, iškilumų) plokščiame arba įgaubtame optiniame paviršiuje [8]. Krintančios į gardelę bangos frontas išskaidomas į koherentinius pluoštelių. Pluošteliai difraguoja rėžiuose ir interferuoja sukurdami atstojamąjį erdvinį šviesos stiprio pasiskirstymą -

spinduliuotės spektrą. Difrakcinės gardelės gali būti skirstomos į atspindžio (interferuoja nuo gardelės atspindėję pluošteliai) ir skaidriąsias (interferuoja gardelę praėję pluošteliai). Taip pat skirstomos į amplitudines (8 pav.) ir fazines difrakcines gardes (9 pav.). Amplitudinėse gardelėse periodiškai kinta atspindžio arba pralaidumo faktorius, kas iššaukia krintančiosios šviesos bangos amplitudės kaitą. Tokia gardelė gali būti plyšių sistema neskaidriame ekrane. Fazinės difrakcinės gardelės veikimas grindžiamas papildomo eigos skirtumo įvedimu kiekvieno gardelės režio ribose. Dėl specialaus režio profilio, krintančios plokščiosios bangos paviršius įvairias režio vietas pasiekia skirtingais laiko momentais, atsiranda fazės vėlinimas. Tokia gardelė yra ešeletas (angl. blazed grating). Tai fazinė difrakcinė gardelė, kurios režių profilis yra trikampis, sutelkianti didžiąją dalį krintančios į gardelę šviesos srauto nenulinėje spektro eilėje [8]. Spinduliui krintant ϕ kampu, difragavusios šviesos maksimumas susidaro kampu $\varphi = \phi + 2\varepsilon$, čia ε - kampas tarp darbinio režio briaunos ir gardelės paviršiaus.



8 pav. Spindulių eiga amplitudinėje skaidrijoje gardelėje. Čia b ir d atitinkamai plyšio plotis ir gardelės periodas.



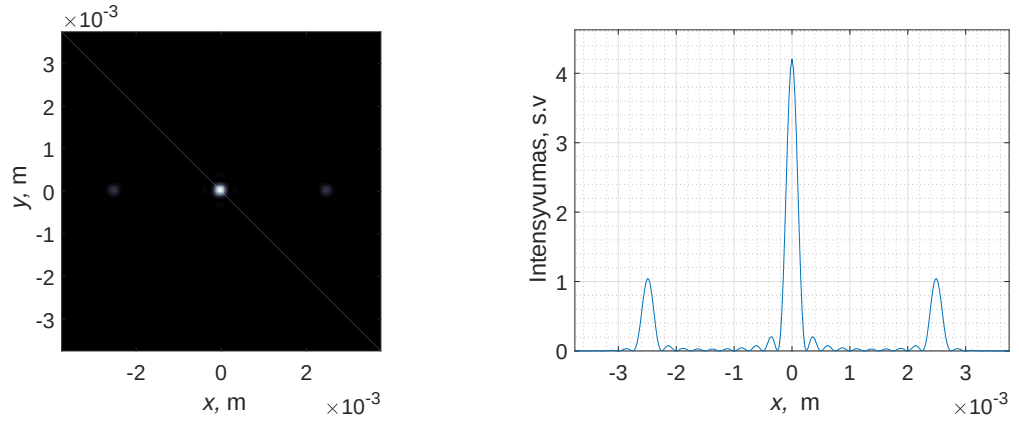
9 pav. Spindulių eiga atspindžio fazinėje gardelėje su trikampio režių struktūra.

Jei į plyšių sistemą krinta lygiagretus šviesos pluoštas, iš visų gardelės režių N sklindantys koherentiniai pluošteliai interferuoja ir erdvinis šviesos intensyvumo pasiskirstymas, gali būti išreikštas dviejų funkcijų sandauga

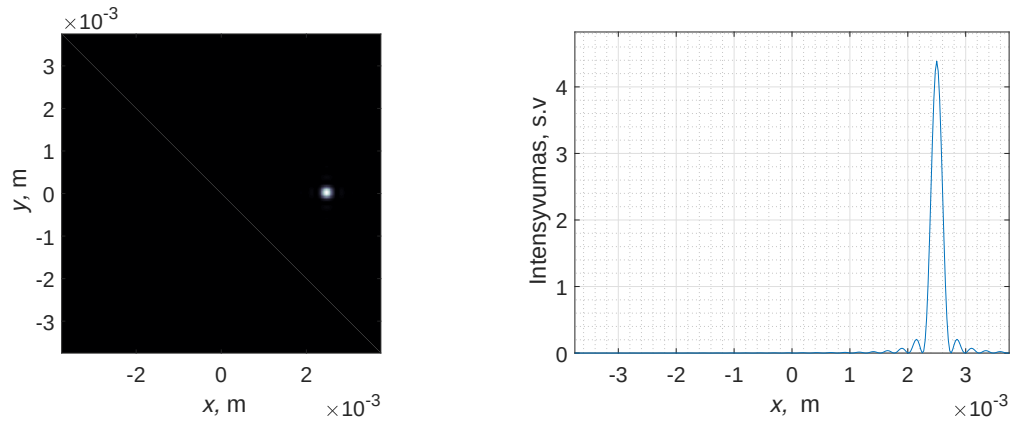
$$I_{\varphi} = I_N I_g, \quad (23)$$

čia funkcija I_N nusako iš gardelės režių sklindančių koherentinių N pluoštelių interferenciją, o I_g - šviesos difrakciją atskirame režyje. Panagrinėkime skaitmenines iliustracijas. Intensyvumo skirstiniai 0.5 m atstumu už kvadratinės amplitudinės ir fazinės gardelių, kai šviesos pluoštas krenta statmenai paviršiui, pateikti 10 ir 11 paveikslėliuose. Bangos ilgis $\lambda = 532$ nm, $d = 0.05$ mm, kraštinės ilgis $l = 1$ mm.

Kaip matome iš intensyvumo pasiskirstymų, pagrindinė fazinės difrakcinės gardelės su trikampio režių struktūra savybė yra ta, jog galime sutelkti energiją vienoje ar kitoje spektro eilėje, susilpninant kitose. Ši savybė panaudojama difragavusio sumodeliuoto pluošto atskyrimui.



10 pav. Intensyvumo pasiskirstymas už amplitudinės difrakcinės gardelės.



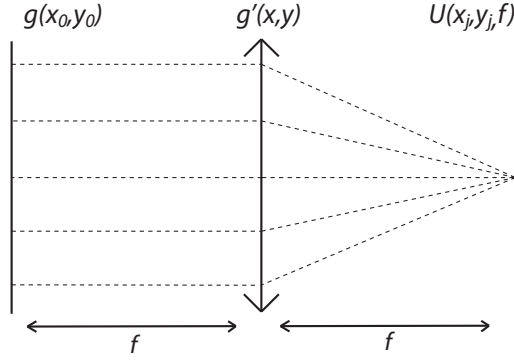
11 pav. Intensyvumo pasiskirstymas už fazinės difrakcinės gardelės su trikampė režiu struktūra.

1.8 Furjė transformacija vienu ir dviem lęšiais

Lęšiai yra vieni pagrindinių optikoje naudojamų elementų. Dažniausiai naudojami pluoštų fokusavimui (kolimavimui) arba defokusavimui (plėtimui), realių ir virtualių vaizdų formavimui. Dar viena įdomi panaudojimo sritis - dvimatė optinė Furjė transformacija [10]. Bangų optikoje lęšis aprašomas kaip difrakcinis elementas, keičiantis per jį sklindančio pluošto fazę

$$\phi(x, y) = \phi_0 - k \left(\frac{x^2 + y^2}{2f} \right) = \phi_0 - k \frac{\rho^2}{2f}, \quad (24)$$

čia ϕ_0 - maksimali fazė, kurią įgauna pluošto dalis einanti per lęšio centrą, ϕ - per lęšį praėjusio pluošto fazė, $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$ - atstumas nuo optinės ašies iki taško (x, y) , o f - lęšio židinio nuotolis. Atliekant Furjė transformaciją lęšiu (12 pav.), rezultatams didelę įtaką daro santykinės įėjimo vaizdo, lęšio bei ekrano padėtys. Matematiškai paprasčiau, jog krentantis optinis laukas $g(x_0, y_0)$ ir susidariusio vaizdo elektrinis laukas $U(x_j, y_j, f)$ būtų atitinkamai priekinėje ir galinėje židinio plokštumose.



12 pav. Furjė transformacijos lęšiu schema. Čia f yra židinio nuotolis. Taškuotos linijos atvaizduoja spindulius.

Pasinaudoję difrakcijos teorija, išreiškiame lauko pasiskirstymą $g'(x, y)$ prie lęšio paviršiaus pasinaudodami sąsuka

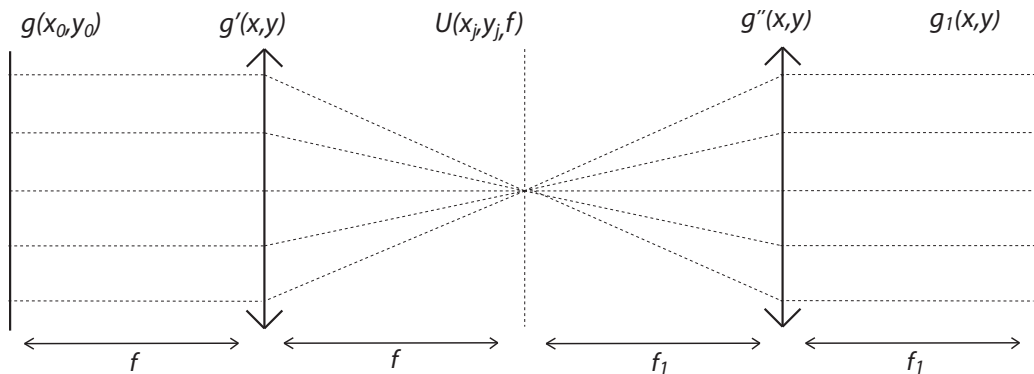
$$g'(x, y) = g(x, y) * T, \quad T = \frac{1}{i\lambda f} \exp \left[ik \left(f + \frac{x^2 + y^2}{2f} \right) \right], \quad (25)$$

čia T taškinio šaltinio pralaidumo funkcija, o ženklas $*$ žymi funkcijų sąsuką. Vaizdas galinėje židinio plokštumoje aprašomas

$$U(x_j, y_j, f) = \frac{\exp(i2kf)}{i\lambda f} G \left(\frac{x_j}{\lambda f}, \frac{y_j}{\lambda f} \right), \quad (26)$$

čia $G \left(\frac{x_j}{\lambda f}, \frac{y_j}{\lambda f} \right)$ yra $g(x_0, y_0)$ Furjė transformacija [10].

Pastatę antrą lęši už pirmojo taip, kad jų židinio nuotoliai būtų viename taške (13 pav.) atliekama vaizdo $U(x_j, y_j, f)$ atvirkštinė Furjė transformacija. Jei pirmojo ir antrojo lęšių židinio nuotoliai vienodi $f = f_1$, antrojo lęšio galinėje židinio plokštumoje gaunamas identiškas optinis laukas kritusiam į sistemą laukui $g_1(x, y) = g(x_0, y_0)$. priešingu atveju, antrojo lęšio židinio plokštumoje gauto vaizdo skersiniai matmenys pakeičiami $k_s = f/f_1$ kartų, o išilginiai matmenys pakinta $k_i = (f/f_1)^2$ kartų. Tokia sistema vadinama $4f$ optine atvaizdavimo sistema.



13 pav. $4f$ optinė atvaizdavimo sistema.

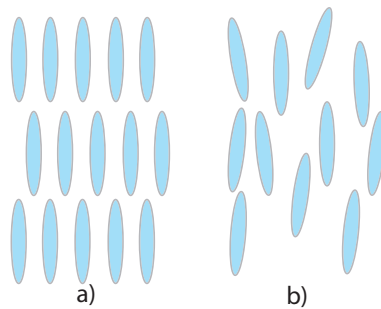
1.9 Erdvinis šviesos modulatorius

Eksperimentinis pluoštų modeliavimas šiame darbe bus atliekamas erdviniu šviesos moduliatoriumi (SLM, angl. spatial light modulator). Tai yra dinamiškai keičiamas difrakcinis optinis elementas, kuris leidžia moduluoti erdvinius šviesos pluošto parametrus – fazę ir/arba amplitudę. Erdviniai šviesos modulatoriai naudojami labai įvairiose srityse: įvairių pluoštų formavimui [11, 12], adaptyvioje optikoje [13], optinių pincetų realizavime [14], lazeriniam apdirbimui [12, 15] ir kt. Populiariausi dėl savo savybių (tokių kaip tikslus bangos fronto valdymas, universalumas) yra elektrooptiškai moduluojantys skystųjų kristalų šviesos modulatoriai, valdomi elektriniais impulsais.

Skystieji kristalai – tai medžiagos būsenos, kuriai būdingos tiek skysčių, tiek kietųjų medžiagų savybės. Skystieji kristalai pasižymi dvejopu spindulių lūžiu – šviesos spindulio dvejiniu jam sklindant anizotropinėje terpėje. Šis efektas atsiranda dėl lūžio rodiklio (kartu ir bangos greičio) priklausomybės nuo bangos poliarizacijos ir bangos vektoriaus orientacijos kristalografinių ašių atžvilgiu, t. y. nuo sklidimo krypties [8]. Daugelio skystųjų kristalų dvejopalauiškumas Δn yra teigiamas, $\Delta n = n_e - n_o$, kur n_o – paprastosios, o n_e – nepaprastosios bangų lūžio rodikliai kritusiam poliarizuotos šviesos pluoštui.

Patalpinus skystuosius kristalus į elektrinį lauką U galima keisti molekulių orientaciją, taigi ir dvejopalauiškumą Δn . Pagal skystųjų kristalų molekulių išsidėstymo pobūdį ir tankumą gali būti nematinės fazės ir smektinės fazės skystieji kristalai (14 pav.).

Smektinės fazės skystieji kristalai nėra tinkami naudoti šviesos modulatoriuose, nes dėl tvarkingos ir tankios struktūros jų klampumas didesnis nei nematinės fazės kristalų, todėl atsakas į elektrinį lauką gana lėtas. Dažniausiai naudojami nematinės fazės skystieji, konkrečiau – lygiagrečiai išsidėstę nematinės fazės skystieji kristalai.



14 pav. Molekulių (elipsės piešinyje) išsidėstymas smektinės (a) ir nematinės (b) fazės skystajame kristale.

Kai nėra išorinio poveikio, visos molekulės yra išsidėsčiusios lygiagrečiai. Patalpinus į išorinį elektrinį lauką molekulės pakrypsta kampu θ . Efektyvusis nepaprastasis lūžio rodiklis $n_e(\theta)$ priklauso nuo θ ir matematiškai aprašomas [16]

$$n_e(\theta) = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta}}. \quad (27)$$

Pasikeitęs lūžio rodiklis tiesiškai poliarizuotam pluoštui sukelia fazės pokytį φ

$$\varphi = \frac{2\pi d n_e(\theta)}{\lambda}, \quad (28)$$

čia d - skystųjų kristalų sluoksnio storis, λ - bangos ilgis. Toks skystųjų kristalų šviesos moduliatorius gali veikti pralaidume (kai paveikta šviesa pereina medžiagą) arba atspindyje (kai paveikta šviesa atsispindi). Moduliuojant pluošto fazę paprastai naudojami atspindžio tipo šviesos moduliatoriai, kurių CMOS ekrane kiekvienam pikseliui yra užduodamos skirtingos įtampų vertės pagal užduotą skaitmeninę šviesos moduliatoriaus fazinę kaukę.

1.10 Šachmatų lentos metodas amplitudės ir fazės moduliacijai

Nuo erdvinio šviesos moduliatoriaus tipo priklauso ar galime keisti krintančio tiesiškai poliarizuoto pluošto fazę ar amplitudę. Šiame darbe naudojamas fazinis erdvinis šviesos moduliatorius, veikiantis atspindžio režime.

Naudojamų nedifraguojančių pluoštų spektrinės funkcijos turi ir amplitudę ir fazę, dėl šios priežasties, gautus teorinius spektrus reikia perskaičiuoti į priklausančius tik nuo fazės moduliacijos taip, kad išliktų ir amplitudinė moduliacija. Tam naudojamas šachmatų lentos (angl. *checkerboard*) metodas [17]. Šio metodo pagrindimas yra tas, jog vieną spektrą atvaizduojančios matricos pikselį su atitinkamomis fazės ir amplitudės vertėmis pakeičiame keturiais gretimais, tik nuo fazės priklausančiais pikseliais. Kadangi šie pikseliai yra artimi, o atstumai tarp jų menki, šviesa, difragavusi nuo jų, sklinda beveik sutampančiomis kryptimis. Dėl šios priežasties nuo skirtingų gretimų pikselių atsispindėjusi šviesa interferuoja, o pluošto interferencijos rezultatas gali būti toks pat kaip nuo vieno pradinio pikselio, jei tinkamai parinksime pikselių fazes.

Paaiškinsiu kaip. Elektrinio lauko erdvinis spektras gali būti apibūtinamas kaip

$$\tilde{\psi}(k_x, k_y) = A(k_x, k_y) e^{i\phi(k_x, k_y)}, \quad (29)$$

čia A - erdvinio spektro amplitudė, o ϕ - fazė. Tada turime rasti tokius ϕ_1 ir ϕ_2 (15 pav.), kad

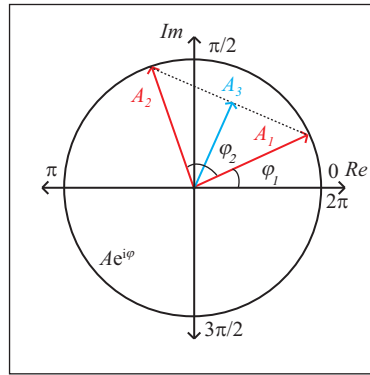
$$A e^{i\phi} = \frac{e^{i\phi_1} + e^{i\phi_2}}{2}, \quad A \in [0, 1]. \quad (30)$$

Išsprendę (30) lygtį ϕ_1 ir ϕ_2 atžvilgiu, gauname tokius sprendinius:

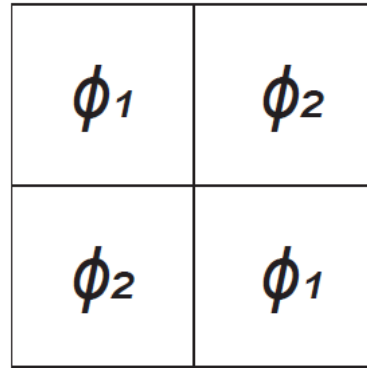
$$\phi_1 = \phi + \frac{1}{2} \arccos(2A^2 - 1), \quad (31)$$

$$\phi_2 = \phi - \frac{1}{2} \arccos(2A^2 - 1). \quad (32)$$

Šiuos sprendinius išdėlioję pagal 16 paveikslėlį gauname tokį patį šviesos pluošto interferencijos rezultatą kaip ir nuo vieno pradinio pikselio. Tokia kaukė leidžia vien tik faziniu erdvinio šviesos moduliatoriumi sukurti norimo pluošto erdvinį spektrą, turintį ne tik norimą fazinę, bet ir amplitudinę moduliaciją. Tiesa, dėl to, kad vieno pikselio informacijai užkoduoti būtini 4 pikseliai, šachmatų lentos metodu gauto erdvinio spektro raiška sumažėja mažiausiai du kartus.



15 pav. Vektoriaus A_3 radimas sudedant vienetinių amplitudžių kompleksinius vektorius A_1 ir A_2 .

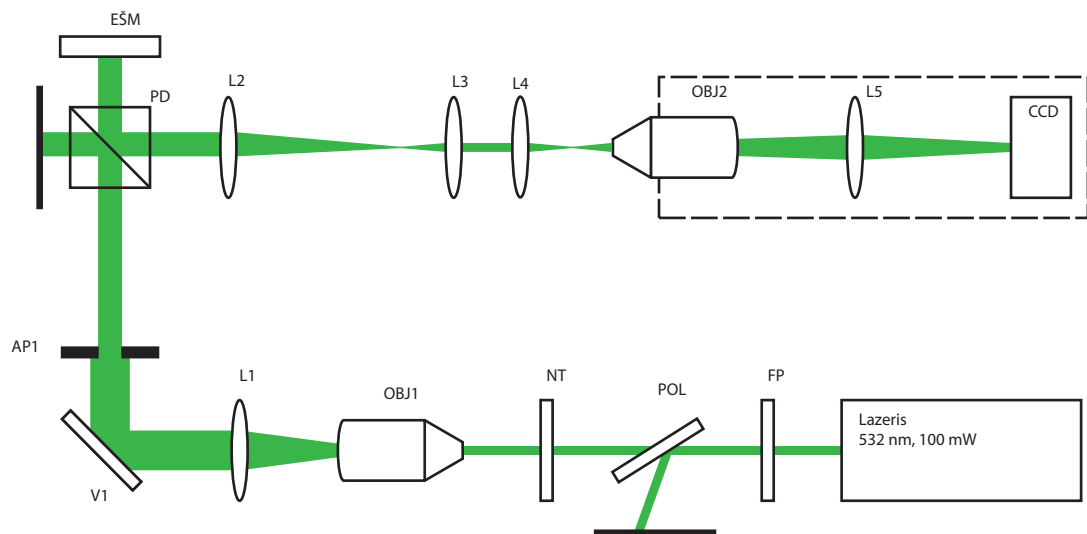


16 pav. ϕ_1 ir ϕ_2 sprendinių išdėliojimas šachmatų lentos principu.

2 Eksperimento įranga ir tyrimo metodai

2.1 Eksperimento schema

Eksperimento metu erdvinio šviesos moduliatoriumi buvo generuojami norimo ašinio pasiskirstymo lygiagretūs pluoštai bei tiriamos jų charakteristikos. Didelę dalį eksperimento optinės sistemos nulėmė erdvinio šviesos moduliatoriaus keliami reikalavimai sėkmingam jo veikimui. Į moduliatoriaus ekraną kritęs pluoštas turi būti tiesiškai poliarizuotas, kolimuotas, nedidesnis nei matricos plotis, o pluošto kritimo kampas mažesnis nei 5° . Eksperimento principinė schema pateikta 17 paveikslėlyje.



17 pav. Principinė eksperimento schema.

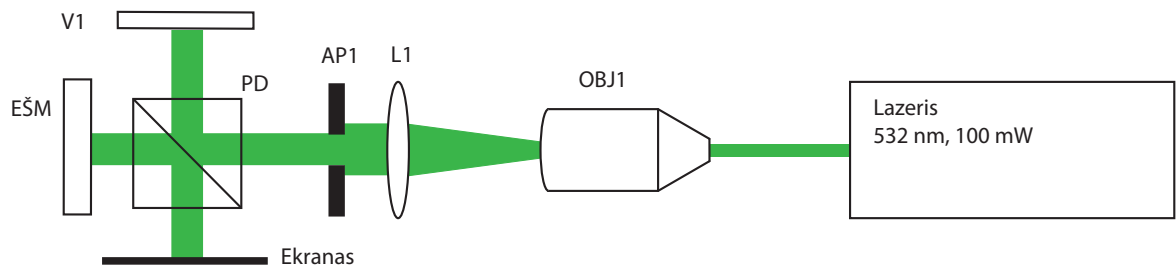
Eksperimento realizavimui naudotas nuolatinės veikos DPSS lazeris (MGL-III-532-100mw, Changchun New Industries Optoelectronics Technology Co., Ltd.), kurio bangos ilgis $\lambda = 532$ nm, išėjimo galia $P = 100$ mW. FP - $\lambda/2$ fazinė plokštelė ir POL - Briusterio tipo poliarizatorius kartu sudaro atenuatorių, kuriuo galime reguliuoti pluošto intensyvumą, bei gauti tiesiškai poliarizuotą šviesą. NT - sugeriantis neutralaus optinio tankio filtras. OBJ1 - Olympus 40x objektyvas, kurio darbinis nuotolis $DN = 0.17$ mm, o L1 - 200 mm židinio nuotolio lęšis. OBJ1 ir L1 sudaro teleskopą, kuris naudojamas pluošto išplėtimui ir kolimavimui. V1 - sidabrinis veidrodis, AP1 - apertūra, naudojama reikiamam pluošto diametru užtikrinti. Mažam pluošto kritimo kampui į erdvinį šviesos moduliatorių užtikrinimui naudojamas pluošto daliklis PD. Viena pluošto dalis uždengiama ekranu, kita nukreipiama į moduliatoriaus matricą, nuo kurios atsispindi 0° kampu. EŠM - darbe naudojamas erdvinis fazinis šviesos moduliatorius (PLUTO-VIS-006-A, HOLOEYE Photonics AG), skirtas (420 - 700) nm bangų diapazonui. Faziniu šviesos moduliatoriumi formuojamas vaizdas atvaizduojamas $4f$ optine sistema, kurios pirmojo lęšio (L2) židinio nuotolis $f = 150$ mm, o antrojo (L3) $f = 50$ mm. Tokia optinė sistema leidžia sumažinti skersinius pluošto matmenis 3 kartus, o išilginius - 9 kartus. Moduliatorius stovi L2

lęšio židinio plokštumoje. 24,5 mm židinio nuotolio lęšis L4 atlieka suformuoto erdvinio spektro Furjė transformaciją. OBJ2 - Olympus 10x objektyvas, L5 - 200 mm židinio nuotolio lęšis, CCD - kamera (GigE uEye, IDS). OBJ2, L5 ir CCD patalpinti ant motorizuoto transliacinio staliuko (8MT175-150, Standa), kurio eiga 150 mm. Pastaroji sistema padidina pluošto skersinius matmenis apie 10 kartų, leidžia užfiksuoti ašinį pluošto pasiskirstymą.

Erdviniu šviesos moduliatoriumi sumodeliuotas pluoštas stebimas kamera. Stumdant motorizuotą transliacinį staliuką, fiksuojamas skersinis intensyvumo pasiskirstymas tam tikru žingsniu Δz . Gaunama trimatė matrica su išilginio bei skersinių intensyvumo pasiskirstymo duomenimis. Transliacinio staliuko, kameros valdymas, bei duomenų apdorojimas atiekamas MatLab [18] programa.

2.2 Bangos fronto korekcinė fazinė kaukė

Modulioriaus skystųjų kristalų ekranas nėra idealus, egzistuoja įvairūs netolygumai, įtempiai dėl gamybos proceso, kurie iškreipia moduliatoriaus formuojamo pluošto bangos frontą. Neidealaus moduliatoriaus ekrano sukeltas aberacijas skaitmeniškai galima ištaisyti tiek, kad jos nedarytų didelės įtakos tolimesniems eksperimentams. Tam naudojama korekcinė fazinė kaukė. Tokia kaukė gaunama interferenciniu eksperimentu stebint moduliatoriaus ekrano atspindėto pluošto ir plokščio bangos fronto pluošto interferenciją Maikelsono interferometru.

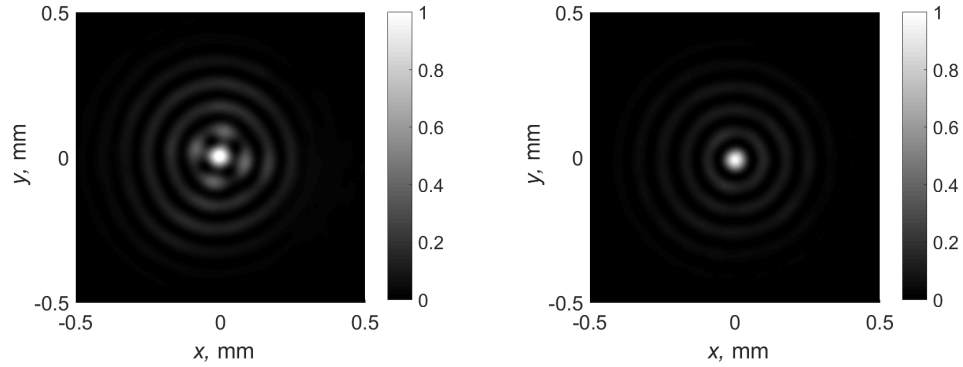


18 pav. Bangos fronto kreivumo korekcijos eksperimento principinė schema.

Kaip ir ankstesnėje schemoje (17 pav.) lazerio pluoštas išplečiamas ir kolimuojamas objektyvu OBJ1 ir lęšiu L1. Apertūra AP1 nustatoma taip, kad apimtų visą erdvinio šviesos moduliatoriaus matricą. Pluoštas padalijamas dalikliu PD. Viena pluošto dalis nukreipiama į laisvai judinamą veidrodį V1, o kita dalis nukreipiama į šviesos moduliatorių EŠM. Nuo EŠM ir V1 atsispindėję pluoštai interferuoja ant ekrano. Moduliatoriaus programine įranga sukuriamą korekcinę kaukė (19 pav.), parenkant įvairių Zernikės polinomų [19] koeficientus taip, kad išsitiesintų interferencinės linijos stebimos ekrane. Tokia kaukė vėliau gali būti pridėta prie bet kurios sumodeliuotos fazinės kaukės.



19 pav. Darbo metu naudota atspindėjusio nuo modulatoriaus ekrano bangos fronto korekcinė fazinė kaukė.

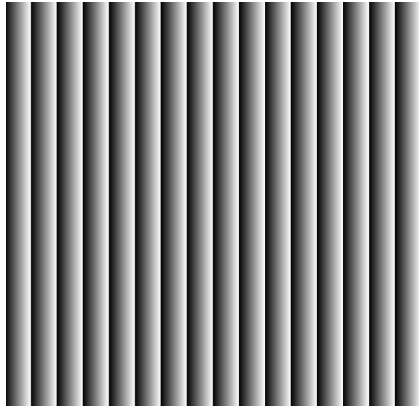


20 pav. Erdviniu šviesos moduliatoriumi sugeneruoto Besselio pluošto intensyvumo skirstinys Furjė plokštumoje be (kairėje) ir su (dešinėje) korekcine kauke.

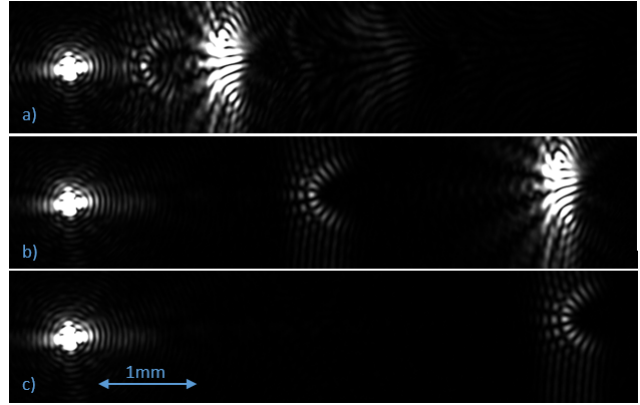
2.3 Sumodeliuoto ir nedifragavusio pluošto atskyrimas

Erdvinis šviesos moduliatorius gali kontroliuoti nuo kiekvieno matricos pikselio atspindėto pluošto fazę, tačiau didžiojoje dalyje komercinių šviesos moduliatorių pikseliai neužpildo viso paviršiaus. Egzistuoja tarpai tarp pikselių, kuriuose šviesa nėra moduluojama ir tai iššaukia nedifragavusio pluošto atsiradimą ekrane, interferuojantį su modeliuojamu pluoštu. Naudojant atitinkamą fazinę kaukę, šviesos moduliatorius gali veikti kaip fazinė atspindinti difrakcinė gardelė su trikampė rėžių struktūra, nunešanti difragavusį pluoštą į nenulinį difrakcinį maksimumą. Tokio difrakcinio elemento fazinę kaukę matematiškai galime aprašyti $\phi_t = bx$. Apsibrėžiame, kad ϕ_t kinta intervale $[0, 2\pi]$ ir gauname laiptuotą fazinę kaukę (21 pav.), kur parametras b kartu nurodo ir jos periodą.

Norint atskirti nedifragavusį pluoštą nuo difragavusio, reikia sudėti sumodeliuoto pluošto ir atspindinčios gardelės fazines kaukes. Keisdami atspindinčios gardelės su trikampė rėžių struktūra fazinės kaukės parametą b keičiame rėžių periodą, o kartu ir gardelės rėžių kampą ε (9 pav.). Kuo didesnis parametras b , tuo didesnis kampas ε , o kartu ir atspindėjusio nuo gardelės difragavusio pluošto kampas. Tai leidžia valdyti atstumą tarp difragavusio pluošto ir nedifragavusio centrinio maksimumo ekrane bei išvengti šių pluoštų interferencijos (22 pav.).



21 pav. Sumodeliuota atspindinčios fazinės gardelės su trikampė rėžių struktūra kaukė, kai parametras $b = 50 \text{ m}^{-1}$.



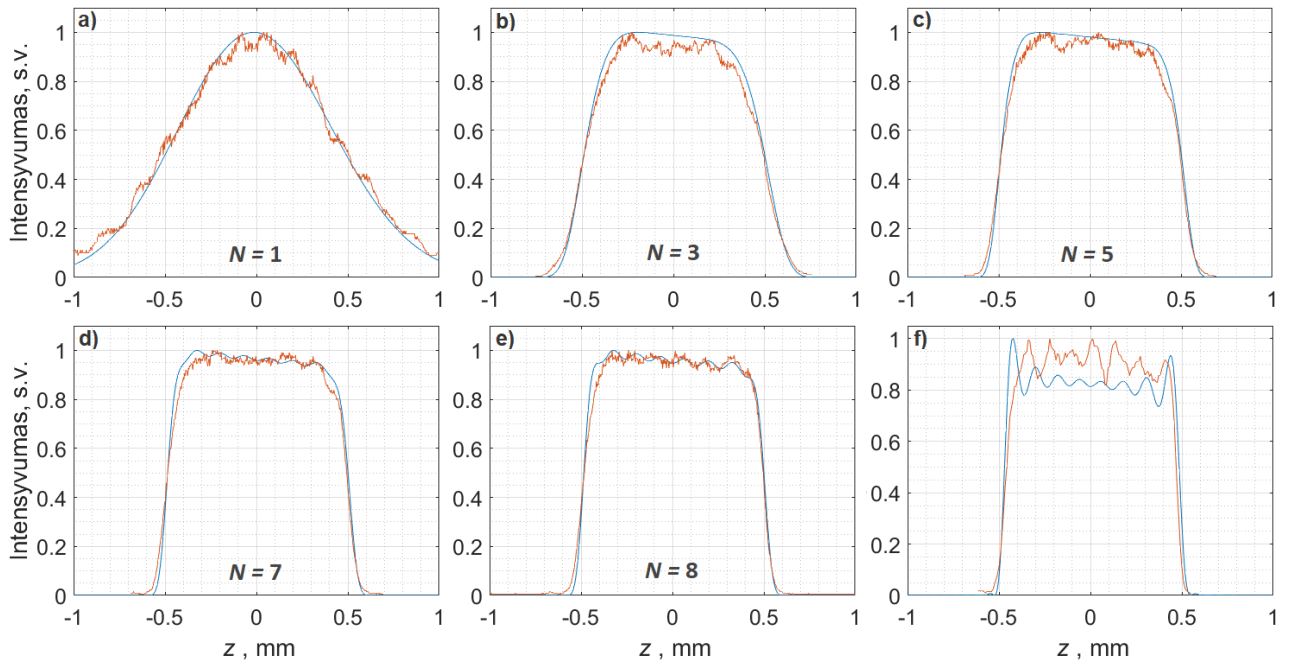
22 pav. Difragavusio pluošto nunešimo iliustracija, kai parametras b lygus a) 50 m^{-1} , b) 150 m^{-1} , c) 325 m^{-1} .

3 Eksperimento rezultatai

3.1 Aukštesnės super-Gauso eilės N ašiniai pluoštų profiliai

Eksperimento metu, erdvinio šviesos modulatoriumi buvo atkurti skaitmeniškai sumodeliuoti lygiagretūs nedifraguojantys pluoštai su valdomu ašiniu profiliu, bei išnagrinėtas jų pozicijos valdymas ir išanalizuota pluoštų tarpusavio interferencija esant įvairioms konfigūracijoms.

Pirmame žingsnyje buvo atlikti eksperimentai su skirtingais aukštesnių eilių N super-Gauso funkcija aprašomų optinių adatų ašiniais profiliais. Tai buvo daroma siekiant sukurti kuo tolygesnį, tačiau su stačiais kraštais ašinį profilį. Eksperimentiškai erdvinio šviesos modulatoriumi sugeneruotų 1 mm ilgio optinių adatų ašiniai profiliai (23 pav.) gerai atkartoja teorinį modeliavimą. Eksperimente yra stebimas profilis, su kiek žemėjančiu intensyvumo skirstiniu, taip yra dėl optinės eksperimento sistemos parametrų - Furjė lęšio židinio nuotolio, jo diametro bei EŠM pikselio dydžio. Galima pastebėti, kad keisdami super-Gauso funkcijos eilę N , valdome profilio kraštų statumą - didesnė N vertė yra būdingi statesni profiliai, tačiau tuo pat metu nukenčia tolygumas - profilio centrinėje dalyje intensyvumo vertės nebėra tokios pastovios. Kai $N = 7$, eksperimentiškai atkurtas profilis turi gan stačius kraštus, bei tolygų paviršių (23 pav. d)). Lyginant su stačiakampiu ašiniu skirstiniu (23 pav. f)), aprašomu (14) lygtimi, aukštesnių super-Gauso funkcijos eilių ašinis intensyvumo profilis užtikrina optimalų rezultatą, todėl bus naudojamas tolimesniuose lygiagrečių nedifraguojančių pluoštų eksperimentuose.

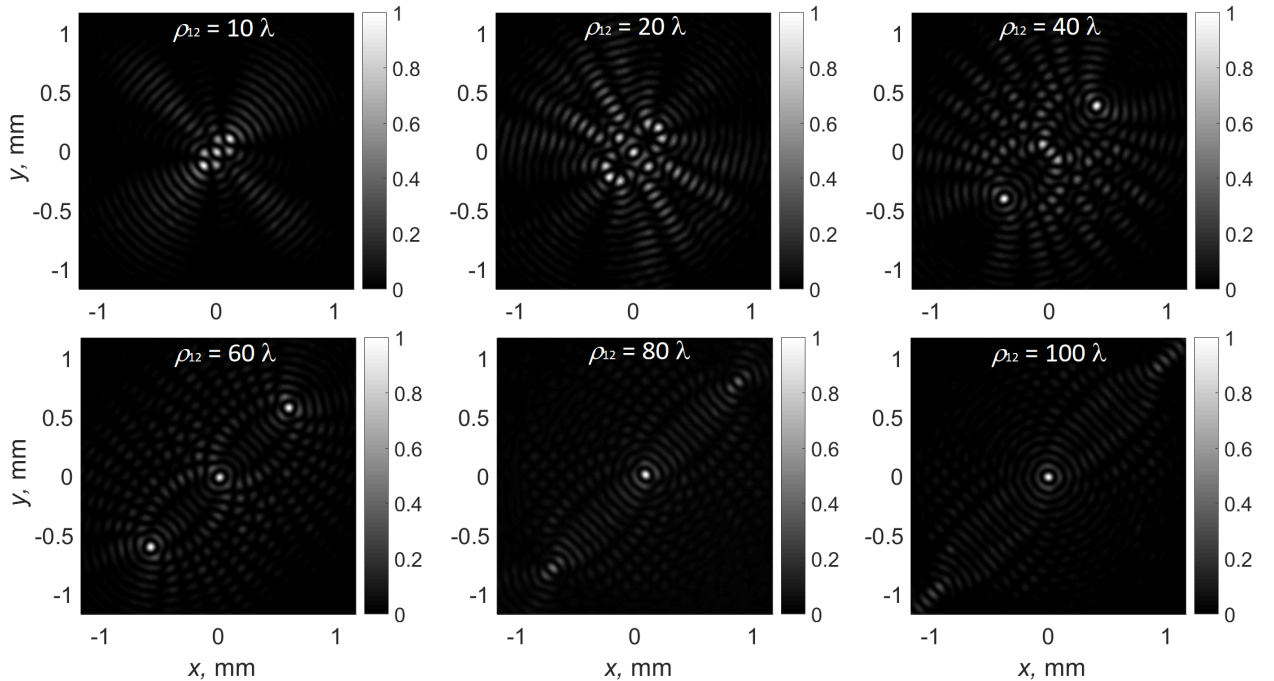


23 pav. Skirtingos eilės N super-Gauso ašinio profilio (a - e) bei stačiakampio profilio (f) $L = 1$ mm optinių adatų eksperimentiškai gauti (oranžinė linija), bei skaitmeniškai sumodeliuoti (mėlyna linija) ašiniai intensyvumo profiliai.

3.2 Atstumo tarp lygiagrečių pluoštų įtaka jų formavimuisi

Sekančiame žingsnyje, eksperimentiškai buvo tiriami lygiagrečių nedifraguojančių pluoštų masyvai. Šio tyrimo metu buvo pastebėta, jog priklausomai nuo parametrų (atstumas tarp adatų, jų ilgis) pluoštai gali tarpusavyje destruktiviai interferuoti ir to pasekoje stebimas kitoks, negu buvo tikėtasi, rezultatas. Tolimesnėje eksperimento eigoje buvo nagrinėta, kokią įtaką lygiagrečių nedifraguojančių pluoštų formavimuisi daro atstumas tarp jų. Tam buvo pasirinktos trys 1 mm ilgio, $N = 7$ eilės super-Gauso funkcija aprašomo ašinio profilio, nedifraguojančios optinės adatos. Jos buvo išdėstytos skersinėje plokštumoje taip, kad per jas būtų galima nubrėžti vieną tiesę, kuri yra pasukta $\phi_{12} = \pi/4$ kampą, lyginant su x ašimi. Atstumas tarp gretimų adatų ρ_{12} buvo matuojamas bangos ilgio λ vienetais.

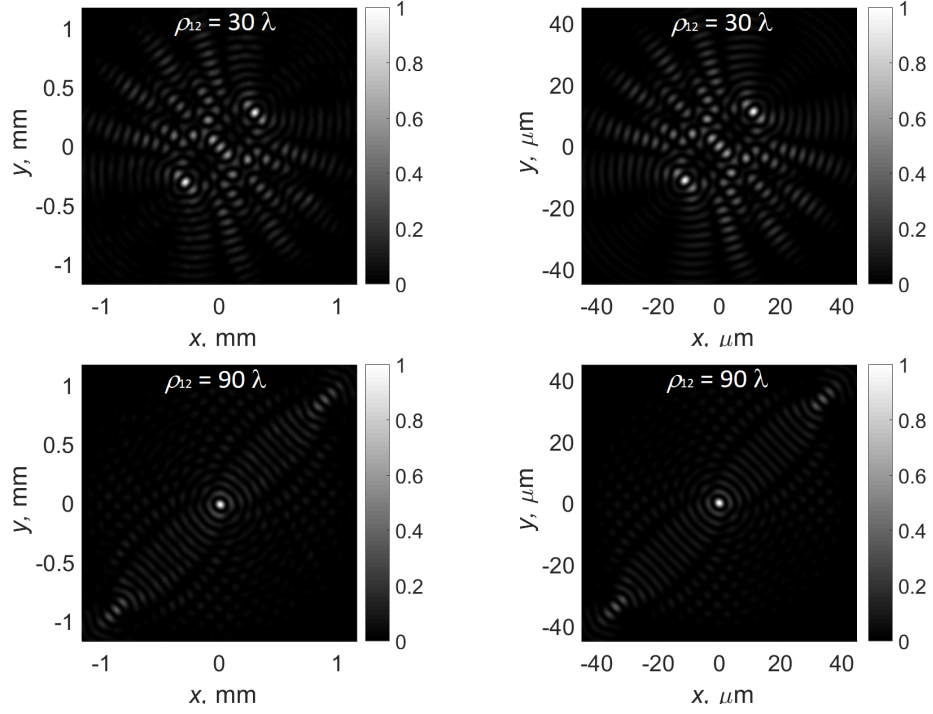
Matavimai buvo atliekami kaskart pakeičiant atstumą ρ_{12} bei su kamera analizuojant skersinius pluoštų intensyvumo skirstinius (24 pav.) ties jų centru, esančiu Furjė lęšio židinio plokštumoje ($z = 0$ mm). Verta paminėti, kad skersiniai pluošto matmenys, lyginant su skaitmeniškai sumodeliuotais, dėl optinės sistemos ypatumų padidinami apie 27.4 karto.



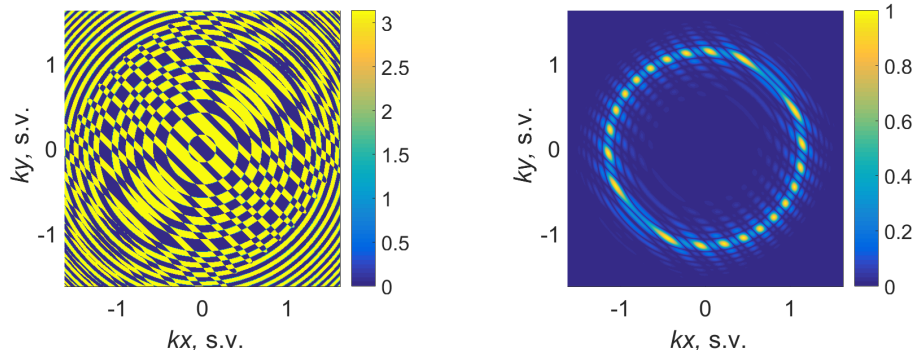
24 pav. Trys 1 mm ilgio, $N = 7$ eilės Gauso funkcija aprašomo ašinio profilio, nedifraguojančios optinės adatos, kur ρ_{12} - atstumas tarp gretimų adatų. Pavaizduoti elektrinio lauko intensyvumo skirstiniai.

Atlikto tyrimo analizė parodo, kad su pasirinktais parametrais esamoje sistemoje, optinės adatos yra daugiau ar mažiau išdardomos. Stipri destruktivi interferencija yra stebima, kai ρ_{12} yra (10 - 40) bangos ilgių λ intervale. Kai ρ_{12} vertė perkopia 80λ , viena nuo kitos nutolusios optinės adatos nebėra teisingai generuojamos, sumažėja jų intensyvumas. Tokia pat destruktivi interferencija stebima ir skaitmeniškai modeliuojant eksperimentinį stendą. Šis

faktas rodo, jog eksperimento metu gauti skersiniai intensyvumo skirstiniai itin gerai atkartoja modeliavimo rezultatus (25 pav.) ir byloja apie tai, kad stebimi išdarkymai nėra sąlygoti sistemos netobulumo. Situacija, kai $\rho_{12} = 60 \lambda$ detaliau išnagrinėta 26 pav., kur yra pateikti erdvinio spektro fazės ir amplitudės spektrai.



25 pav. Eksperimentinio (kairėje) ir skaitmeninio modeliavimo (dešinėje) trijų 1 mm ilgio nedifraguojančių optinių adatų skersinių intensyvumo skirstinių ties pluošto viduriu palyginimas.

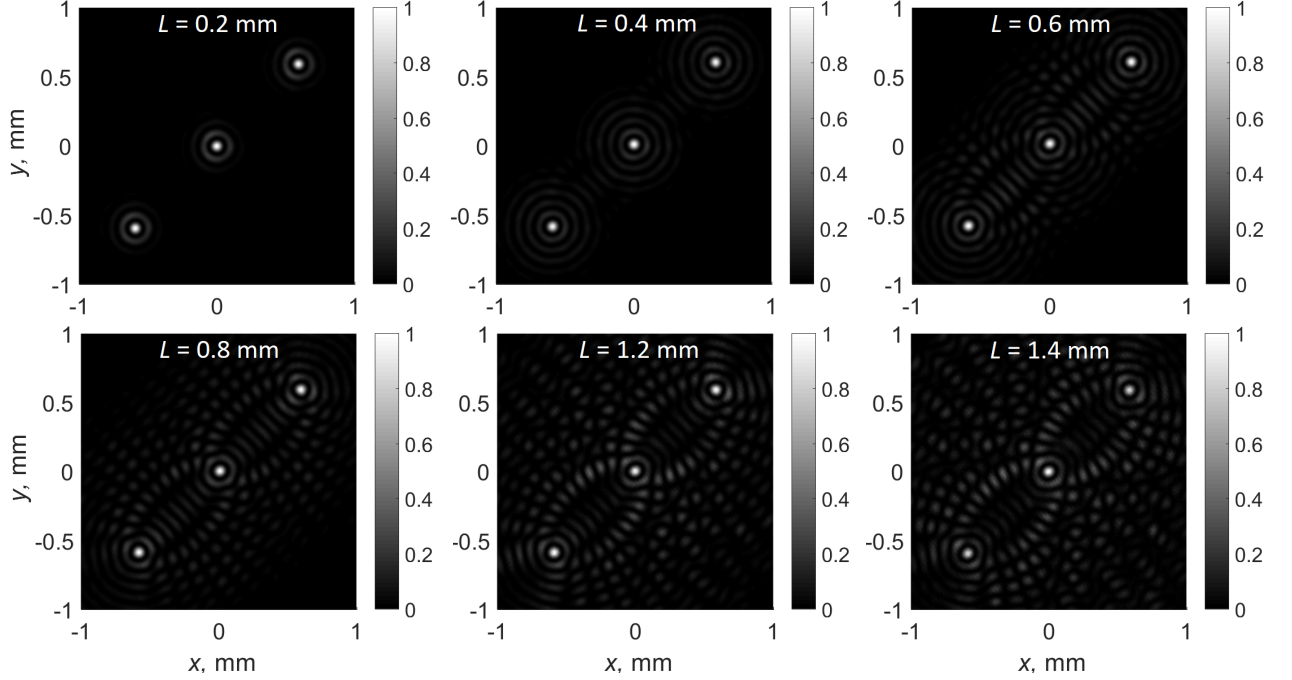


26 pav. Trijų optinių adatų erdvinio spektro fazė (kairėje) ir amplitudė (dešinėje), $L = 1$ mm, $N = 7$, $\phi_{12} = \pi/4$, $\rho_{12} = 60 \lambda$.

3.3 Lygiagrečių optinių adatų ilgio L įtaka masyvo formavimuisi

Sekančiame eksperimente buvo tirta destruktivi lygiagrečių nedifraguojančių adatų interferencija, priklausanti nuo jų individualaus ilgio L . Eksperimento metu buvo generuojamos

trys vienodo ilgio L (ilgis keičiamas) optinės adatos, išdėstytos tokia pačia konfigūracija kaip ir praeitame eksperimente. Šių individualių optinių adatų ašiniai profiliai aprašomi super-Gauso funkcija. Intensyvumo skirstiniai XY plokštumoje ($z = 0$), esant skirtingiems L pateikiami 27 paveikslėlyje.

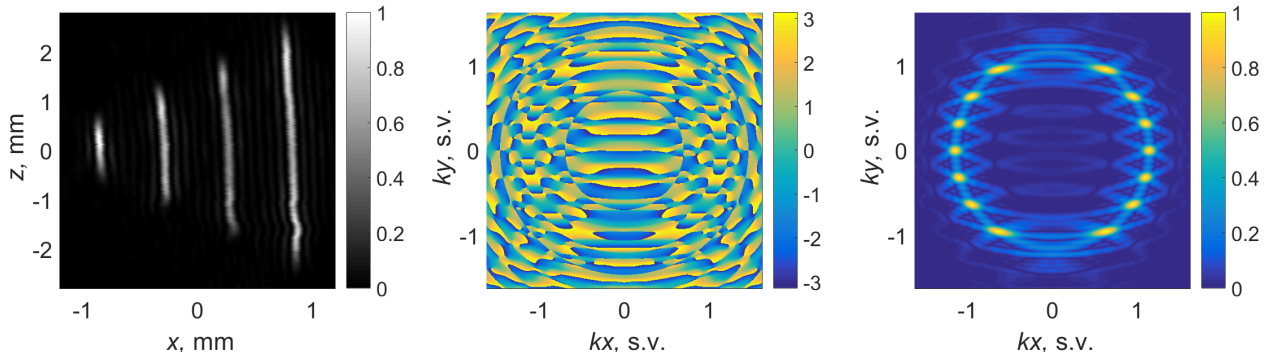


27 pav. Trijų skirtingo ilgio L , super-Gauso funkcija aprašomo ašinio profilio nedifraguojančių optinių adatų, kur $\rho_{12} = 60 \lambda$, intensyvumo skirstiniai skersinėje plokštumoje.

Atlikus eksperimentą ir analizuojant gautus rezultatus pastebime, jog esant labai mažam adatos ilgiui L (0.2 mm - 0.4 mm), individualūs pluoštai, nutolę vienas nuo kito per $\rho_{12} = 60 \lambda$, stipriai neinterferuoja ir jų intensyvumo skirstiniai mažai paveikti gretimų pluoštų. Didinant individualių adatų ilgį L (0.6 mm - 1.4 mm), rezultatai rodo atsirandančią tarpusavio interferenciją. Esant didesniai ilgiui L , kamera stebima platesnė žiedų sistema aplink individualių adatų centrinius maksimumus, kas ir lemia stipresnę tarpusavio interferenciją formuojant juos šalia vienas kito.

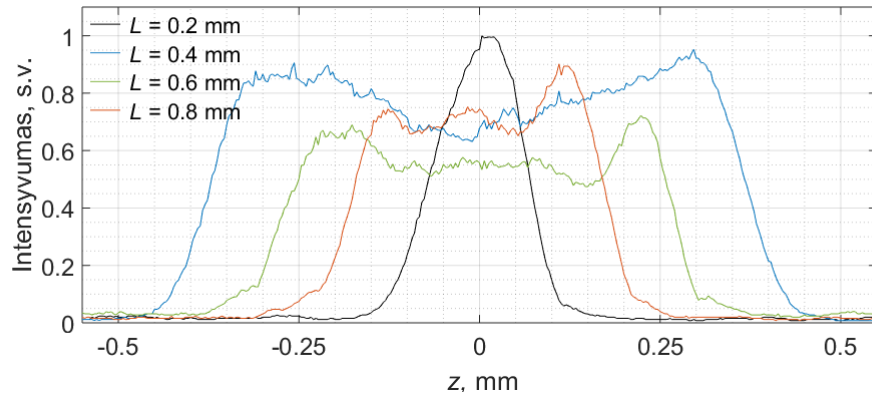
3.4 Skirtingų ilgių L optinių adatų masyvas

Sekančiame eksperimente buvo analizuojamas masyvas iš individualaus ašinio skirstinio optinių adatų, kuriame skiriasi ilgiai L . Buvo pasirinktas darinys iš 4 skirtingo ilgio L adatų. Šios struktūros intensyvumo skirstinys XZ plokštumoje, bei tokio pluošto erdvinio spektro fazė ir amplitudė pateikti 28 pav. Duotu atveju, eksperimento optinė sistema išilginius matmenis padidina apie 6 kartus.



28 pav. Pluošto iš keturių skirtingo ilgio (0.2 mm, 0.4 mm, 0.6 mm, 0.8 mm) optinių adatų intensyvumo skirstinys XZ plokštumoje (kairėje), pluošto erdvinio spektro fazė (centre) ir amplitudė (dešinėje).

Kaip ir praeituose skyreliuose aprašytuose eksperimentuose, šiuo atveju lygiagrečių pluoštų interferencija stebima - kinta atskirų adatų ašiniai intensyvumo skirstiniai (29 pav.). Atlikta duomenų analizė parodo, jog dėl pluoštų interferencijos išsidarko ašinių skirstinių profiliai - jie tampa netolygūs, atsiranda papildomi intensyvumo pikai. Taipogi nesutampa ir atskirų adatų maksimalus intensyvumas (29 pav.).

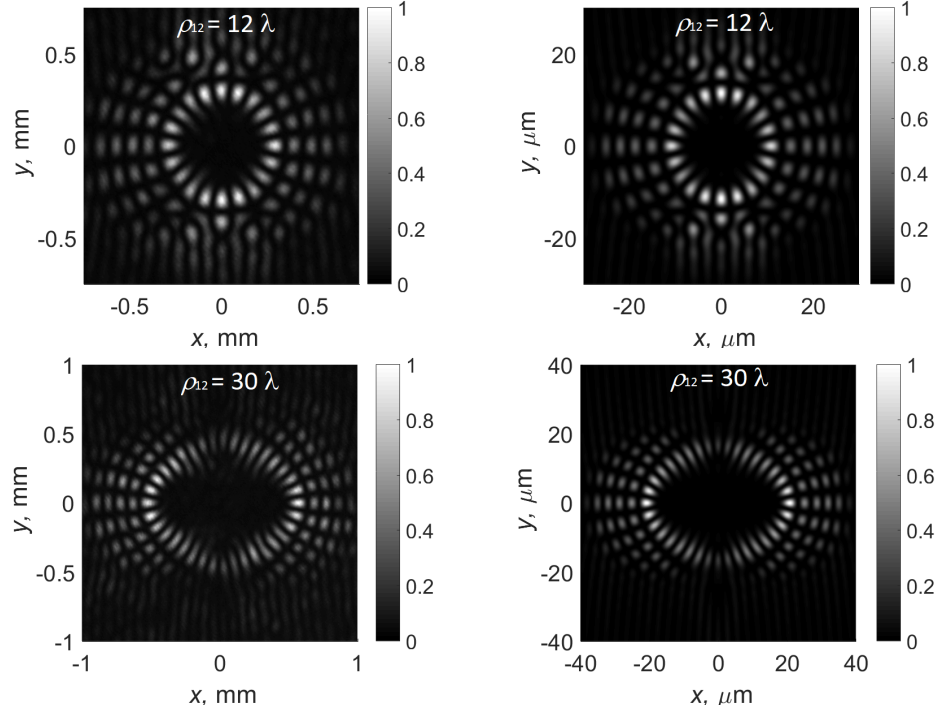


29 pav. Lygiagrečių pluoštų masyvo, sudaryto iš atskirų optinių adatų (0.2 mm, 0.4 mm, 0.6 mm, 0.8 mm), ašiniai intensyvumo skirstiniai. Visos kreivės normuotos į tą pačią maksimalią intensyvumo vertę.

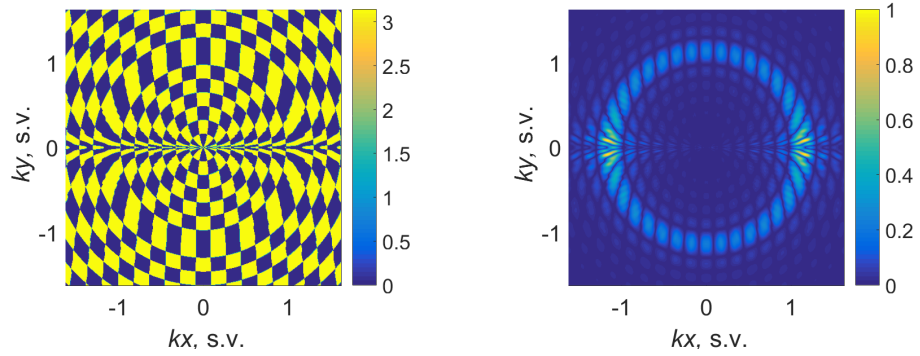
3.5 Lygiagretūs Vėberio pluoštai

Tolimesniame eksperimente buvo sugeneruoti du lygiagretūs Vėberio pluoštai, dydžiu ρ_{12} pastumti nuo centro į priešingas puses, bei atlikti du matavimai esant skirtingiems atstumams tarp jų. Kaip ir optinių adatų atveju, stebima pluoštų interferencija išdankanti individualių pluoštų formą, jiems esant arti vienas kito (30 pav.). Situacijoje, kai atstumas ρ_{12} yra 12λ , destruktivos interferencijos rezultatas primena apskritimą. Atstumą ρ_{12} padidinus iki 30λ - pluoštai vienas kitam daro minimalią įtaką, o tokio pluošto erdvinio spektro fazė ir ampli-

tudė pateikta 31 pav. Kaip ir optinių adatų atveju, eksperimento rezultatai gerai atkartoja skaitmeninį modeliavimą (30 pav.).



30 pav. Eksperimentinio (kairėje) ir skaitmeninio modeliavimo (dešinėje) dviejų Vėberio pluoštų ($a = 3$ ir $a = -3$) skersinių intensyvumo skirstinių ties pluošto viduriu palyginimas.

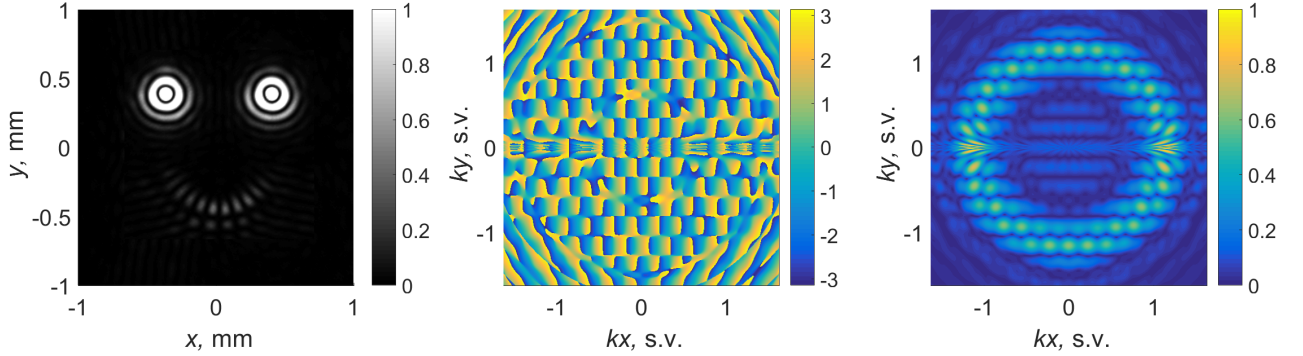


31 pav. Pluošto iš dviejų lygiagrečių parabolų ($a = 3$ ir $a = -3$, $\rho_{12} = \pm 30 \lambda$) erdvinio spektro fazė (kairėje) ir amplitudė (dešinėje).

3.6 Erdvinės struktūros iš lygiagrečių nedifraguojančių pluoštų

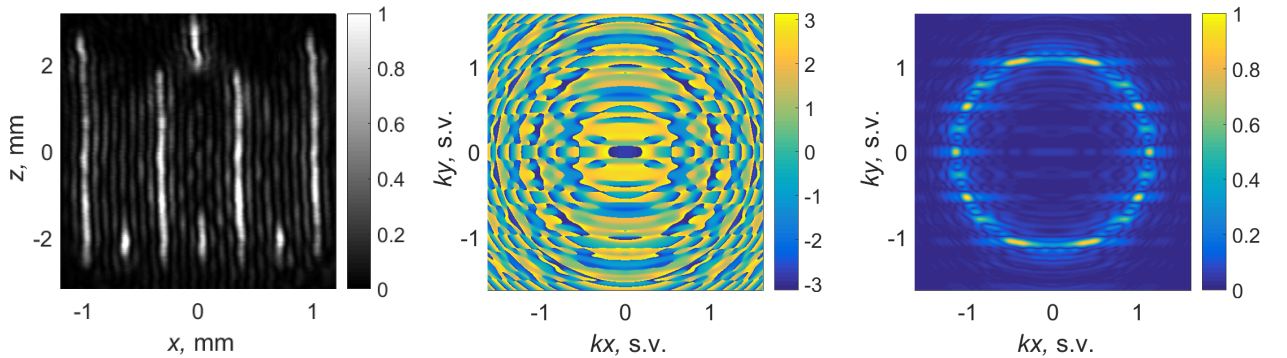
Galiausiai, atlikti matavimai derinant skirtingo ašinio profilio ir pozicijos Beselio ir Vėberio individualius pluoštus ir taip suformuojant erdvinės struktūras. Pasinaudodami parabolinio pluošto bei dviejų optinių adatų superpozicija, galime sukurti struktūrą pavaizduotą 32 pav.

Atliekant šį eksperimentą yra susiduriama su problema, jog stipriai skiriasi individualių generuojamų pluoštų intensyvumai. Duotu atveju, eksperimentinių duomenų analizė rodo, jog intensyvumas optinėse adatose yra sukonzentruotas centrinėje dalyje. Jų intensyvumas yra didelis, dėl to eksperimente naudojama kamera įsisotina. Iš kitos pusės, Vėberio pluoštas nepasižymi tokiu pačiu intensyvumu ir yra sunkiau pastebimas. Šiame eksperimente buvo pasinaudota žiniomis gautomis išanalizavus praeitų skyrių rezultatus. Buvo norima išvengti destruktivios interferencijos tarp individualių pluoštų, todėl naudoti gana trumpi ilgiai L .



32 pav. Pluošto iš dviejų lygiagrečių optinių adatų ($\rho_{12} = 55 \lambda$, $\phi_{12} = \pm\pi/6$, $L = 0.2$ mm), bei parabolinio centre ($L = 0.3$ mm, $a = 5$) intensyvumo skirstinio pjūvis XY plokštumoje (kairėje), pluošto erdvinio spektro fazė (centre) ir amplitudė (dešinėje).

Pasinaudojus lygiagrečių optinių adatų su skirtingais ašiniais profiliais superpozicija, gauta erdvinė struktūra XZ plokštumoje primenanti Gediminaičių stulpus (33 pav.). Parinkus tinkamus atstumus tarp gretimų optinių adatų (šiuo atveju 24λ) galima išvengti didesnių interferencijos pasekmių dėl per arti išdėstytų adatų, bei šoninių pluoštų intensyvumo praradimo dėl per didelio atstumo nuo centro. Tai mums leidžia sugeneruoti norimą struktūrą su minimalia destruktivios interferencijos įtaka.



33 pav. Pluošto iš optinių adatų (atstumas tarp gretimų adatų 24λ), kuris primena Gediminaičių stulpus, pjūvis XZ plokštumoje (kairėje), pluošto erdvinio spektro fazė (centre) ir amplitudė (dešinėje).

Išvados

1. Tiriant ašinį optinės adatos intensyvumą erdviniu šviesos modulatoriumi nustatyta, jog naudojant aukštesnės eilės super-Gauso funkcijas jam aprašyti, galima gauti daug lygesnį profilį nei stačiakampės funkcijos atveju, o $L = 1$ mm optinės adatos atveju, geriausi rezultatai gaunami, kai $N = 7$.
2. Keičiant atstumą tarp trijų 1 mm optinių adatų ρ_{12} nustatyta, jog esant mažiems ρ_{12} ($10\lambda - 40\lambda$) stebima stipri destruktvyi interferencija, o ρ_{12} vertei perkopus 80λ , nutolusios adatos nebėra teisingai atkuriamos, gerokai sumažėja jų intensyvumas.
3. Keičiant optinių adatų ilgį nustatyta, jog destruktvyi interferencija gerokai silpnesnė trumpesniems pluoštam, kai optinių adatų ilgis 0.2 mm - 0.4 mm, o atstumas tarp jų 60λ - interferencija tarp jų minimali.
4. Parinkus tinkamus lygiagrečių pluoštų su valdomais ašiniais profiliais parametrus (atstumas tarp pluoštų, ilgis L), galima sukurti erdvines struktūras pasinaudojant Beselio ir Vėberio pluoštų superpozicija, išvengiant didesnių iškraipymų dėl jų interferencijos.

Literatūros sąrašas

- [1] N. Yu, F. Capasso, Flat optics with designer metasurfaces, *Nature materials* **13**(2), 139–150 (2014).
- [2] J. Durnin, J. Miceli Jr, J. Eberly, Diffraction-free beams, *Physical review letters* **58**(15), 1499 (1987).
- [3] M. A. Bandres, J. C. Gutiérrez-Vega, S. Chávez-Cerda, Parabolic nondiffracting optical wave fields, *Optics letters* **29**(1), 44–46 (2004).
- [4] Z. Bouchal, Nondiffracting optical beams: physical properties, experiments, and applications, *Czechoslovak journal of physics* **53**(7), 537–578 (2003).
- [5] J. Durnin, Exact solutions for nondiffracting beams. the scalar theory, *JOSA A* **4**(4), 651–654 (1987).
- [6] M. Zamboni-Rached, E. Recami, H. E. Hernández-Figueroa, Theory of “frozen waves”: modeling the shape of stationary wave fields, *Journal of the Optical Society of America* **22**(11), 2465–2475 (2005).
- [7] J. A. Stratton, *Electromagnetic theory* (John Wiley & Sons, 2007).
- [8] V. A. Šalna, *Optika. Vadovėlis fiz. spec. univ.* (Vilnius, 2003).
- [9] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, McGraw-Hill series in electrical and computer engineering (McGraw-Hill, 1996), 2nd edition.
- [10] K. Iizuka, *Engineering optics* (Springer Science & Business Media, 2008), 3rd edition.
- [11] I. A. Litvin, T. Mhlanga, A. Forbes, Digital generation of shape-invariant bessel-like beams, *Optics express* **23**(6), 7312–7319 (2015).
- [12] A. Mathis, F. Courvoisier, L. Froehly, L. Furfaro, M. Jacquot, P.-A. Lacourt, J. M. Dudley, Micromachining along a curve: Femtosecond laser micromachining of curved profiles in diamond and silicon using accelerating beams, *Applied Physics Letters* **101**(7), 071110 (2012).
- [13] C. J. Henderson, B. Robertson, D. G. Leyva, T. D. Wilkinson, D. C. O’Brien, G. Faulkner, Control of a free-space adaptive optical interconnect using a liquid-crystal spatial light modulator for beam steering, *Optical engineering* **44**(7), 075401–075401 (2005).
- [14] J. E. Curtis, B. A. Koss, D. G. Grier, Dynamic holographic optical tweezers, *Optics communications* **207**(1), 169–175 (2002).

- [15] G. Dearden, Z. Kuang, D. Liu, W. Perrie, S. Edwardson, K. Watkins, Advances in ultra short pulse laser based parallel processing using a spatial light modulator, *Physics Procedia* **39**, 650–660 (2012).
- [16] S. Panezai, D. Wang, J. Zhao, Y. Wang, L. Rong, S. Ma, Study of oblique incidence characterization of parallel aligned liquid crystal on silicon, *Optical Engineering* **54**(3), 037109–037109 (2015).
- [17] A. Dudley, R. Vasilyeu, V. Belyi, N. Khilo, P. Ropot, A. Forbes, Controlling the evolution of nondiffracting speckle by complex amplitude modulation on a phase-only spatial light modulator, *Optics Communications* **285**(1), 5–12 (2012).
- [18] MATLAB, *R2016b* (The MathWorks Inc., Natick, Massachusetts, 2016).
- [19] D. Malacara, *Optical shop testing*, volume 59 (John Wiley & Sons, 2007).

LYGIAGREČIŲ NEDIFRAGUOJANČIŲ PLUOŠTŲ SU INDIVIDUALIAIS AŠINIAIS PROFILIAIS PADĖTIES KONTROLĖ

Santrauka

Plėtojantis technologijų pramonei, keliamos vis sunkesnės mikroapdirbimo užduotys - reikalaujama vis mažesnių matmenų, didesnio tikslumo ar sudėtingesnių formų gaminio, taigi lazeris tampa svarbiu įrankiu šioje rinkoje. Kadangi Gauso pluoštas nėra idealus skaidrių medžiagų mikroapdirbimo taikymuose dėl difrakcijos, vis dažniau pritaikomi lazeriniai pluoštai su ilgu linijiniu židiniu, kuriuos galima sufokusuoti į mažą dėmę - nedifraguojantys Beselio-Gauso pluoštai [2]. Ypatingai vertinamas jo ašinis pasiskirstymas - optinė adata. Atsiranda poreikis valdyti pluoštų išilginį bei ašinį intensyvumo skirstinius. Pasinaudodami nedifraguojančių pluoštų superpozicija, galime dalinai kontroliuoti linijinio židinio intensyvumą ant ašies, kurio skirstinį aprašome norima funkcija, o pasitelkę postūmio teoremas sukuriame erdvines struktūras iš lygiagrečių nedifraguojančių pluoštų.

Pagrindiniai šio darbo uždaviniai yra erdvinio šviesos modulatoriumi eksperimentiškai realizuoti įvairius pluoštus sudarytus iš valdomos padėties lygiagrečių nedifraguojančių pluoštų su pasirinktu ašiniu intensyvumo skirstiniu, bei ištirti jų padėties ir formos kontrolės galimybes ir iš to kylančius kuriamo pluošto išdarkymus.

Išvados:

1. Tiriant ašinį optinės adatos intensyvumą erdvinio šviesos modulatoriumi nustatyta, jog naudojant aukštesnės eilės super-Gauso funkcijas jam aprašyti, galima gauti daug lygesnį profilį nei stačiakampės funkcijos atveju, o $L = 1$ mm optinės adatos atveju, geriausi rezultatai gaunami, kai $N = 7$.
2. Keičiant atstumą tarp trijų 1 mm optinių adatų ρ_{12} nustatyta, jog esant mažiems ρ_{12} ($10\lambda - 40\lambda$) stebima stipri destruktivi interferencija, o ρ_{12} vertei perkopus 80λ , nutolusios adatos nebėra teisingai atkuriamos, gerokai sumažėja jų intensyvumas.
3. Keičiant optinių adatų ilgį nustatyta, jog destruktivi interferencija gerokai silpnesnė trumpesniems pluoštam, kai optinių adatų ilgis 0.2 mm - 0.4 mm, o atstumas tarp jų 60λ - interferencija tarp jų minimali.
4. Parinkus tinkamus lygiagrečių pluoštų su valdomais ašiniais profiliais parametrus (atstumas tarp pluoštų, ilgis L), galima sukurti erdvines struktūras pasinaudojant Beselio ir Vėberio pluoštų superpozicija, išvengiant didesnių iškraipymų dėl jų interferencijos.

POSITION CONTROL OF PARALLEL NONDIFFRACTING BEAMS WITH INDIVIDUAL AXIAL PROFILES

Summary

As the technology industry develops, increasingly heavier microprocessing tasks emerge, requiring smaller dimensions, higher precision or more complex shapes, so the laser becomes an important player in this market. Since Gaussian beam is not ideal for microprocessing applications of transparent materials due to diffraction, an increasing number of applications for laser beams with a focal line, also known as nondiffracting Bessel-Gaussian beams [2], can be easily noticed in the literature. Due to their elongated profile they can be perceived as "optical needles" being one of the most prominent family members of nondiffracting beams. Unfortunately, the transverse profile of Bessel beams is symmetric and their axial intensity distribution is uncontrollable. However, there is a need within the laser industry both to change the transverse profile of an optical needle and to control (engineer) its axial distribution. Using the superposition of the nondiffracting beams on the axis, we can partially control the axial intensity of the linear focus, which we describe by a desired function, and use the translation theorem for nondiffracting beams to create spatial structures of such parallel beams.

The main tasks of this work are by using a spatial light modulator to experimentally realize various beams of many parallel nondiffracting beams with controlled positioning and selected axial intensity distribution. Also to investigate their position and form control capabilities and the resulting side effects of such superpositions.

Main conclusions are:

1. Analysis of the axial intensity of the optical needles generated by the spatial light modulator shows that using a super-Gaussian functions to describe axial profiles results in a smoother profile than a rectangular function, while for $L = 1$ mm optical needles, the best results are obtained when $N = 7$.
2. By changing the distance ρ_{12} for optical needles of $L = 1$ mm, it is found that a strong destructive interference occurs at small distances between nearby beams ($10 \lambda - 40 \lambda$) and at $\rho_{12} = 80 \lambda$, the distant optical needles are no longer reproduced correctly, their intensity is significantly reduced.
3. By changing the length of the optical needles, the destructive interference is found to be much smaller for shorter beams, for beams with length of 0.2 mm - 0.4 mm, and distance between of 60λ - the interaction of adjacent needles is minimal.

4. By picking correct parameters (distance between beams, length L) of nondiffracting parallel beams with desired axial profiles, we are able to make spatial structures with minimal influence of destructive interference to the superposed beam.