

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Kvantinės elektronikos katedra

Paulius Šlevas

ŠVIESOS SŪKURIŲ ORBITINIO MOMENTO TRANSFORMACIJOS Į SUKININĮ MOMENTĄ
TYRIMAS

Pagrindinių studijų baigiamasis darbas

Taikomosios fizikos
studijų programa

Studentas
Darbo vadovas
Recenzentas
Katedros vedėjas

Paulius Šlevas
prof. Valerijus Smilgevičius
Doc. Dr. Aidas Matijošius
prof. Valdas Sirutkaitis

Vilnius 2017

Turinys

1. Įvadas.....	3
2. Uždaviniai ir tikslai.....	3
3. Kas yra šviesos sūkurių.....	4
4. Šviesos sūkurių formavimas.....	6
5. Sūkurių analizė	9
6. Radialinė ir azimutinė poliarizacijos, jų generavimas.....	12
7. Šviesos judesio kiekio momentai	15
8. Šviesos judesio kiekio momentų registravimas	19
9. Vektorinė analizė.....	23
10. Poliarizacijos keitiklis iš tiesinės į azimutinę arba radialinę poliarizaciją.....	25
11. Eksperimentas ir rezultatai.	26
12. Rezultatai ir išvados.....	30
13. Literatūros sąrašas.....	31

1. Įvadas

Didžiąją dalį informacijos žmonės gauna regos pagalba. Ko gero dėl to šviesa nuo seno domino mokslininkus. Didžiausią diskusiją šia tema istorijoje kėlė šviesos prigimtis. Aršią kovą ar tai galėtų būti aiškinama dalelių ar bangų savybėmis XV a. pradėjo Newton'as su Huygens'u. Ji tęsėsi iki pat XIX a. kada buvo padėti kvantinės mechanikos pagrindai ir išsiaiškina, jog šviesa turi abiejų savybių. 1909 m. Pointingas numatė kad apskritimiškai poliarizuota šviesa perneša judesio kiekio momentą [1]. Šią teoriją tik 1936 metais pirmieji eksperimentiškai patikrino Beth'as su Harris'u [2]. Toks nuolatinis šviesos savybių tyrinėjimas privedė prie naujų technologijų, tokių kaip lazeris, vystymosi. Pirmąjį lazerį 1960 m. sukonstravo Maiman'as. Dėl savo ypatybės spinduliuoti koherentinę šviesą lazeris nesunkiai rado pritaikymų pramonėje, ryšio tinkluose, medicinoje, moksliniuose tyrimuose ir kitur. Kone visi taikymai reikalavo manipuluoti lazeriniu pluoštu jį fokusuojant, išplėčiant ar ištempiant, taip pakeičiant skersinę struktūrą. Tai paskatino ieškoti galimybių lazerio Gauso pluoštą paversti kitokios struktūros pluoštu, pavyzdžiui, šviesos sūkuriumi.

Šviesos sūkurys įdomus tuo, jog intensyvumo skirstinio centre jo fazė yra neapibrėžta. Kaip fazės singuliarumai bangų fizikoje sūkuriai pirmiausiai buvo atpažinti Whewell'io 1833 m. potvynių vandenynuose metu bangos sukdavosi aplink taškus, kuriuose vanduo nepakilęs ir nuo kurių bangų aukštis kildavo [3]. Optikoje jie buvo aptikti arti lęšių su aberacijomis židinio taškų, difrakcijos nuo kraštų metu, plokščių bangų superpozicijoje [3]. Jie turi išskirtinę savybę – orbitinį judesio kiekio momentą apie kurį pirmasis pradėjo kalbėti Allen'as [4]. Dėl šios savybės optiniai sūkuriai gali būti taikomi optiniuose pincetuose mažoms dalelėms manipuluoti. Taip pat juos galima pritaikyti ryšio tinkluose, mikroskopijoje ir kitur [3]. Šiuo metu yra gana populiari orbitinio ir sukininio judesio kiekio momentų savybes nagrinėti atskirai.

2. Uždaviniai ir tikslai

Šio darbo tikslai yra susipažinti su šviesos judesio kiekio momentais, šviesos sūkuriais, jų formavimo ir analizavimo metodais, poliarizacinėmis savybėmis, suformuoti azimutinės ir radialinės poliarizacijos sūkurius, užregistruoti orbitinio judesio kiekio momento transformaciją į sukininį judesio kiekio momentą.

Šiame darbe reikia suformuoti tris spinduliuotės kanalus: I-os eilės topologinio krūvio šviesos sūkurio, S-waveplate ašinės poliarizacijos, bei tiesinės poliarizacijos. Atlikti ašinių poliarizacijų sūkurių interferencinę analizę, sufokusuoti ašinės poliarizacijos sūkurius ir židinyje atlikti interfencinę analizę.

3. Kas yra šviesos sūkuriai

Šviesos sūkurys tai toks darinys, kuris turi sraigtinį bangos frontą susuktą apie centrinį tašką, kurio fazė nėra apibrėžta. Matematiškai, kaip ir bet kurio kito pluošto, šviesos sūkurio aprašymas turi tenkinti bangos lygtį.

$$(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2})E(x, y, z, t) = 0, \quad (1)$$

čia E tai elektrinio lauko stipris, x, y, z erdvinės koordinatės Dekarto sistemoje, t - laikas, o c - šviesos greitis. Pirmą kartą šviesos sūkurio sprendinį monochromatinėms bangoms, kaip vieną šios lygties sprendinių, pademonstravo Nye'ius ir Berry'is [5]. Sūkurių atveju lygties sprendinys monochromatinei bangai sklindančiai z ašies kryptimi gali būti išreikštas kaip [6]:

$$E(\rho, \phi, z, t) = \rho^{\pm|m|} \exp(im\phi + ikz - i\omega t), \quad (2)$$

čia ρ, ϕ, z yra cilindrinės koordinatės, ω - bangos kampinis dažnis, $k=2\pi/\lambda$ - bangos skaičius, o λ - bangos ilgis. Abu sprendiniai yra priklausomi nuo azimutinio kampo ϕ padauginto iš sveiko skaičiaus m vadinamo topologiniu krūviu. Toks sraigtinis bangos frontas tenkina lygybę $m\phi + kz = \text{const}$. Topologinis krūvis parodo kiek kartų pasikeičia bangos fazė ($2\pi m$) per vieną pilną bangos fronto apsisukimą aplink sklaidimo ašį. Taip pat m nurodo ir sraigtinio sukimosi kryptį. Jeigu $m>0$ tai bangos frontas sukasi pagal laikrodžio rodyklę, jei $m<0$ - prieš.

Tačiau (2) lygties sprendiniai neaprašo realios bangos, nes kai $\rho \rightarrow 0$ kompleksinė amplitudė auga proporcingai radialinei koordinatei $\rho^{+|m|}$ atveju arba $\rho^{-|m|}$ atveju artėja į begalybę. Šio amplitudės augimo galima išvengti (2) lygties sprendinį jungiant su Gauso pluošto sprendiniu, kurio paraksialinis (gretasis) artinys yra $E(\rho, \phi, z, t) = E_0(\rho, \phi, z) \exp[i(kz - \omega t)]$. Įstačius šį sprendinį į (2) lygtį ir tarus, kad amplitudė kinta lėtai, gauname [7]:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial E}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} - 2ik \frac{\partial E}{\partial z} = 0. \quad (3)$$

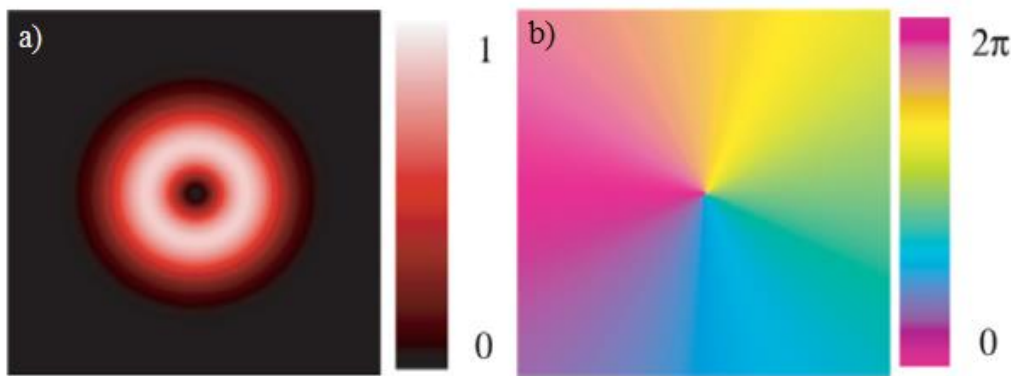
Tokiu būdu randame šviesos sūkurio, turinčio topologinį krūvį m , sprendinį su Gauso gaubtine [6]:

$$E(\rho, \phi, z) = E_s \frac{\rho_s}{w_s} \left(\frac{\rho}{w_s} \right)^{|m|} \exp \left(-\frac{\rho^2}{w_s^2} \right) \exp[i\Phi_s(\rho, \phi, z)], \quad (4)$$

čia, skersinė pluošto koordinatė:

$$w_s = \sqrt{\rho_s^2 + \left(\frac{2z}{k\rho_s} \right)^2}, \quad (5)$$

ρ_s - pluošto spindulys sąsmaukoje, E_s - reali amplitudė. Apibendrintai šią lygtį galime užrašyti: $E(\rho, \phi, z) = E_0(\rho, z) \exp[i\Phi_s(\rho, \phi, z)]$. E_0 būtų reali amplitudės funkcija, kurios vertės sūkurio centre ir labai toli nuo jo pranyksta $E_0(\rho=0, z) = E_0(\rho \rightarrow \infty, z) = 0$. Pradinės amplitudės ir fazės skirstiniai pavaizduoti 1-ame paveikslėlyje. Φ_s yra fazė ir ji aptariama vėliau (9 lygtis).



1 pav. 1-o topologinio krūvio šviesos sūkurio a) intensyvumo ir b) fazės skirstiniai [17].

Suradus (4) lygties išvestinę kai $z=0$ ir prilyginus ją 0 galime rasti spindulį ρ_{max} kuriame sūkurio amplitudė bus maksimali:

$$\rho_{max} = \rho_s \left(\frac{|m|}{2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

Tada maksimali amplitudės vertė atstume ρ_{max} kai $z = 0$ gaunama:

$$E_{max} = E_s \left(\frac{|m|}{2e} \right)^{\frac{|m|}{2}}, \quad (7)$$

čia e reiškia eksponentę. (4) lygtimi aprašytas tik vienas sprendinys, tačiau padauginus amplitudę iš Laguerre'o polinomo $L_{p,m}(\rho) = \sum_{i=0}^p \binom{p+m}{p-i} \frac{(-\rho)^i}{i!}$ galime gauti aukštesnės eilės sūkurius. p šiuo atveju yra radialinis indeksas, nurodantis minimumų skaičių pluošto spindulio sklaidimo kryptimi, neįskaitant centrinio minimumo. Tada tokių pluoštų kompleksinę amplitudę kai $z=0$ galima užrašyti [6]:

$$E(\rho, z) = E_s L_{p,m} \left(\frac{2\rho_s^2}{w_s^2} \right) \left(\frac{\rho}{w_s} \right)^{|m|} \exp \left(-\frac{\rho^2}{w_s^2} \right). \quad (8)$$

Jeigu šioje lygtyje (8) L turėtų abu indeksus lygius 0 tai ji aprašytų paprastą Gauso pluoštą. Toliau panagrinėkime (4) lygtyje minėtą fazę Φ_s . Ji užrašoma taip [6]:

$$\Phi_s(\rho, \phi, z) = -(|m| + 1) \arctan \frac{2z}{k\rho_s^2} + \frac{k\rho^2}{2R_s(z)} + m\phi + kz, \quad (9)$$

čia R_s – bangos fronto kreivumo spindulys:

$$R_s(z) = z + \frac{k^2 \rho_s^4}{4z}. \quad (10)$$

Reighley'aus ilgis yra atstumas nuo sąsmaukos, kurį nusklidęs pluoštas išplinta 2 kartus ir jis aprašomas taip: $z_r = k\rho_s^2/2$. Taigi dabar galime (9) lygtį perrašyti:

$$\Phi_s(\rho, \phi, z) = -\arctan \frac{z}{z_r} + \frac{z_r}{R_s(z)} + m(\phi - \text{sgn}(m) \arctan \left(\frac{z}{z_r} \right)) + kz. \quad (11)$$

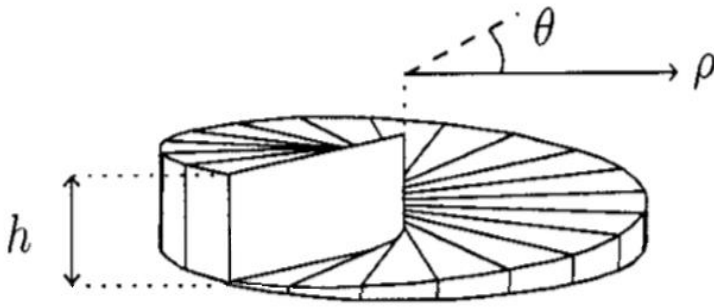
Pirmas šios lygties narys yra Gouy fazė [8], antras narys nurodo bangos fronto kreivumą, o trečias narys apibūdina ašinę fazės priklausomybę, arba pluošto sukimosi sklaidimo kryptimi. Jį išdiferencijavus pagal z , galime rasti kampinį sukimosi greitį:

$$\Omega = \frac{d\left(\phi - \text{sgn}(m) \arctan\left(\frac{z}{z_r}\right)\right)}{dz} = -\frac{z_r \text{sgn}(m)}{z_r^2 + z^2}. \quad (12)$$

Iš čia matome, kad sukimosi greičio ženklas priklauso nuo sūkurių topologinio krūvio ženklo. Pasisukimo kampo riba yra: $\phi(\infty) - \phi(0) = \arctan(\infty) = \pi/2$.

4. Šviesos sūkurių formavimas

Šviesos sūkurių gali būti gaunami suformuojant spiralinės fazės pasiskirstymą įvadiname Gauso pluošte. Tai nesunku padaryti naudojant tokius elementus kaip spiralinė fazinė plokštelė [9], [10], deformuojamąjį veidrodį [11], difrakcinius optinius elementus [12], [13] cilindrinis lęšius [14], arba erdvinį šviesos moduliatorių [15], [16].



2 pav. Spiralinė plokštelė h - laiptelio aukštis, θ - azimutinis kampas [10].

Spiralinė fazinė plokštelė yra skaidri plokštelė, kurios storis didėja proporcingai azimutiniam kampui apie plokštelės centrą. Apėjus plokštelę ratu aplink centrą susidaro laiptelis, kurio storis yra h (2 pav.). Tarus, kad pluošto sklaidymas yra paraksialinis, galime laikyti, kad praėjus tokią plokštelę pakinta tik jo fazė. Jeigu krintančio pluošto kompleksinė amplitudė yra $u(\rho, \phi, z)$ tada

amplitudė praėjus plokštelę gali būti užrašyta:

$$u'(\rho, \phi, z) = u(\rho, z) \exp(-i\Delta l \theta), \quad (13)$$

čia $\Delta l = \Delta n \frac{h}{\lambda}$ yra laiptelio aukštis bangos ilgiais. Δn yra plokštelės ir aplinkos lūžio rodiklių skirtumas. Fazinis vėlinimas tokiu atveju bus $\Delta l \theta$, čia θ yra azimutinis kampas. Fazių skirtumas tarp pradinio ir galinio plokštelės taško nulems sūkurių topologinį krūvį.

Naudojant tokią plokštelę galima ne tik transformuoti Gauso pluoštą į šviesos sūkurių, bet ir pakeisti sūkurių topologinį krūvį. Apšvietus tokį elementą sūkuriu, iš (13) lygties galime matyti, kad pakis tik fazinės jo charakteristikos. Dauguma atvejų spiralinės fazinės plokštelės nėra idealus modų keitiklis, nes po jos pluoštas iš tiesų yra daugelio modų superpozicija. Panašiu būdu buvo bandoma suformuoti sūkurius naudojant deformuojančius veidrodžius [11]. Veidrodis sudarytas iš daugelio atskirų segmentų, kurių aukštį ir posūkio kampą galima reguliuoti taip sudarant sraigtinę struktūrą.

Šviesos sūkurius taip pat galima formuoti naudojant kompiuteriu sugeneruotas hologramas. Tokia holograma būtų sūkurių ir atraminio pluošto interferencinių juostelių struktūra. Jeigu interferuoja 2

elektriniai laukai $E_1 \exp(i\phi_1)$ ir $E_2 \exp(i\phi_2)$, tai rezultatas bus interferencinės juostelės moduluotos $2E_1E_2 \cos(\phi_1 + \phi_2)$ [12]. Tokiu atveju, jeigu $z=0$ plokštumoje interferuoja plokščia banga $R = R_0 \exp(ik_x x + ik_z z)$ krintanti kampu $\arcsin(\frac{k_x}{k})$ ir šviesos sūkurio aprašomo (4) lygtimi intensyvumas bus proporcingas [13]:

$$I \sim 2R_0 E_0 \left(\frac{\rho}{\rho_s}\right)^{|m|} e^{-\frac{\rho^2}{\rho_s^2}} \cos(k_x x - \theta). \quad (14)$$

Toks skirstinys užrašytas ant fotojuostelės būtų holograma, galinti formuoti sūkurį apšvietus ją plokščia banga. Kadangi mus domina tik fazinė informacija, tai neiškaičius amplitudės kitimo pralaidumo funkcija tokiai hologramai bus [13]:

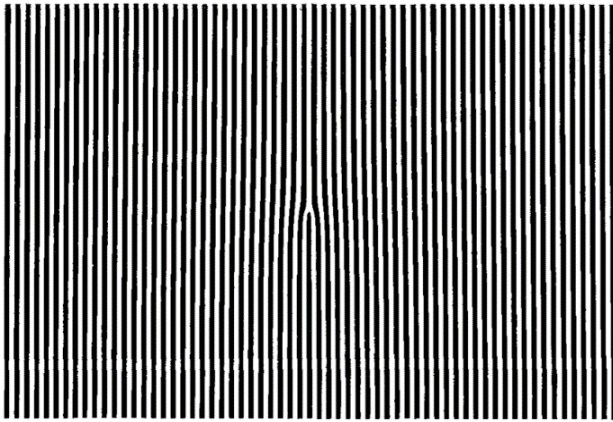
$$T = \frac{1}{2} (1 - \cos(k_x x - \theta)). \quad (15)$$

Ją apšvietę Gauso pluoštu už hologramos stebėsime tokį lauką:

$$E_T = T A_0 e^{-\frac{r^2}{\Omega_0^2}}, \quad (16)$$

čia A_0 - centrinė amplitudė, o Ω_0 - pluošto dydis plokštumoje. (15) lygtį įrašę į (16) gauname:

$$E_T = \frac{A_0}{2} e^{-\frac{r^2}{\Omega_0^2}} - \frac{A_0}{4} e^{-\frac{r^2}{\Omega_0^2}} e^{i(k_x x - \theta)} - \frac{A_0}{4} e^{-\frac{r^2}{\Omega_0^2}} e^{i(-k_x x + \theta)}. \quad (17)$$



3 pav. Kompiuteriu sugeneruota holograma skirta sugeneruoti 1-o topologinio krūvio šviesos sūkurį 1-ame difrakciniame maksimume [13].

Tokiame lauke pirmas narys reiškia nulinės eilės maksimumą, sklindantį palei ašį, o kiti 2 nariai – pirmos eilės difrakcinius maksimumus, kurie yra sūkuriai turintys tokį patį, bet priešingo ženklo topologinį krūvį. Praktikoje lengviau pagaminti dvinarę hologramą kurioje būtų užrašyta stačiakampė pralaidumo funkcija, kuri gali būti išreikšta taip [13]:

$$T = \frac{1}{2} - \sum_{n=1}^{\infty} \text{sinc}\left(\frac{m\pi}{2}\right) \cos[m(k_x x - \theta)]. \quad (18)$$

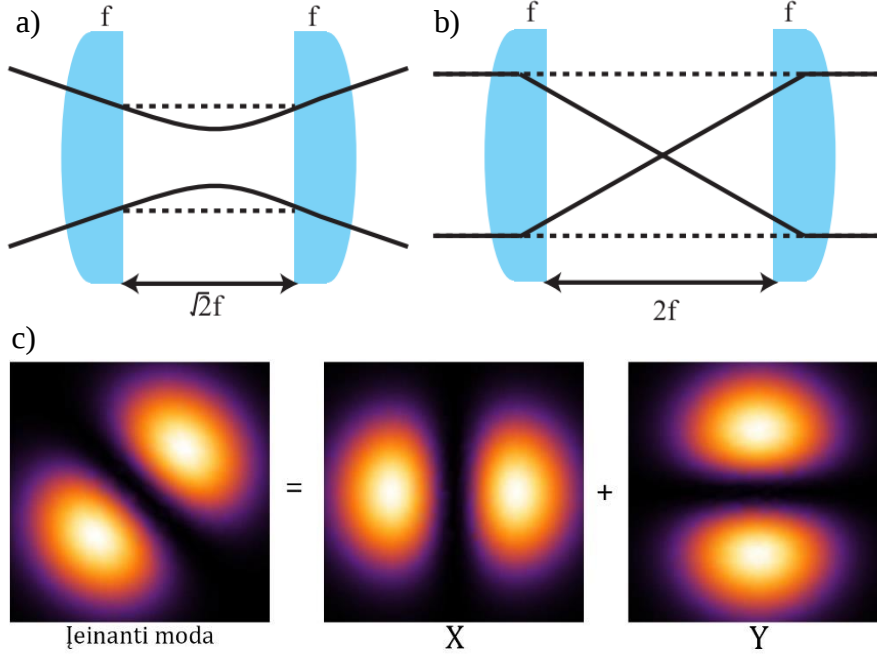
Tokia holograma pavaizduota 3-iaame paveikslėlyje.

Kai ji apšviečiama Gauso pluoštu, išėjime susiformuoja tokios formos laukas:

$$E_m = \frac{A_0}{4} \text{sinc}\left(\frac{m\pi}{2}\right) e^{-\frac{r^2}{\Omega_0^2}} e^{i(mk_x x - m\theta)}, \quad (19)$$

m šiuo atveju reiškia difrakcinio maksimumo numerį, taip pat ir sūkurio topologinį krūvį. Vadinasi aukštesnės eilės maksimumuose formosis didesnio topologinio krūvio sūkuriai. Kampas nuo pagrindinės ašies, kuriuo sklinda šie maksimumai yra [13]:

$$\phi_n = \arcsin\left(\frac{nk_x}{k}\right) \cong \text{narcsin}\left(\frac{k_x}{k}\right). \quad (20)$$



4 pav. a) $\pi/2$, b) π cilindrinio lęšių konverteriai [17], c) HG_{10} modos, pasuktos 45° lęšio atžvilgiu išskyrimas į x ir y komponentes. Prieš lęšių konverterį tarp šių komponentių nėra fazių skirtumo, o praėjusios (a) paveiksle pavaizduotą lęšių konverterį x ir y komponentės tarpusavyje įgauna $\pi/2$ fazių skirtumą.

Kompiuteriu generuotų hologramų naudojimas yra paprastas ir nesunkiai įgyvendinamas, tačiau jis nėra itin efektyvus, nes panaudojamas tik vienas difrakcinis maksimumas. Daug efektyvesnis būdas būtų naudoti cilindrinio lęšių konverterį. Tam reikalinga turėti aukštesnių eilių Ermito-Gauso (HG) pluoštus ir 2 cilindrinio lęšius. Jeigu į konverterį įleisime HG_{10} modą, pasuktą 45° kampu, tai galime išskirti jos x ir y

komponentes, kurios atitinkamai bus HG_{10} ir HG_{01} (4(c) pav.). Praėjęs pirmą lęšį pluoštas fokusuosis astigmatiškai todėl x ir y komponentės turės skirtingus Reighley'aus ilgius. Vadinas jų Gouy fazės poslinkis taip pat bus ir priklausys nuo HG modos orientacijos cilindrinio lęšio atžvilgiu. Antras lęšis reikalingas tam, kad ištaisyti astigmatizmus. Sąlyga, kurią patenkinus pluošto spinduliai ant lęšių bus lygūs, yra [14]:

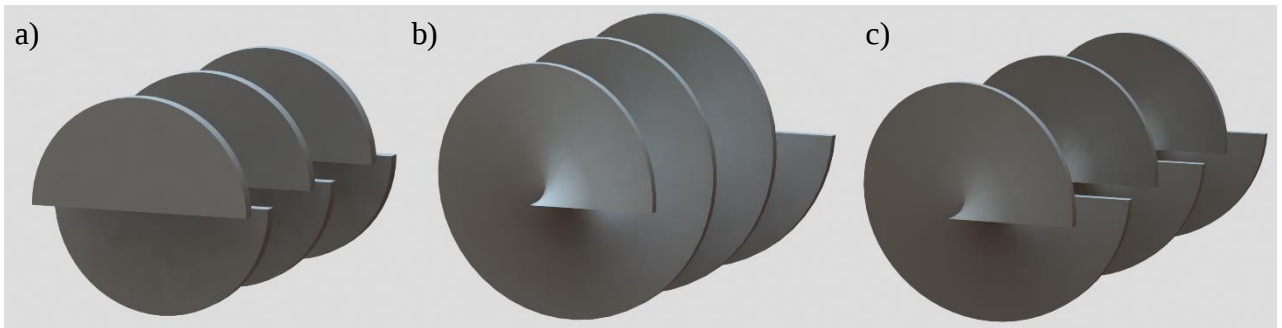
$$\frac{z_{Rx}^2 + d^2}{z_{Rx}} = \frac{z_{Ry}^2 + d^2}{z_{Ry}}, \quad (21)$$

čia d yra atstumas nuo židinio plokštumos ($z=0$) iki lęšio. Jeigu 2 lęšiai, kurių židinio nuotoliai vienodi pastatomi $\sqrt{2}f$ atstumu vienas nuo kito, (4(a) pav.) išėjime tarp x ir y komponentių sukuriamas $\pi/2$ fazių skirtumas, taigi ir gaunama Lagero-Gauso moda. Bendrai toks konverteris keičia bet kokią 45° kampu cilindrinio lęšio ašies atžvilgiu pasuktą HG modą su indeksais l, n į LG modą su indeksais $p=l-n$ ir $m=\min(l, n)$ [17]. Pastatę cilindrinio lęšius atstumu $2f$ vienas nuo kito (4(b) pav.) gautume π konverterį, kuris pakeistų topologinio krūvio ženklą. Matematiškai tokių konverterių poveikis yra analogiškas atitinkamai $\lambda/4$ ir $\lambda/2$ fazinių plokštelių poveikiui poliarizacijai.

Tokių elementų, kaip kompiuteriu sugeneruota holograma ir sūkurinė fazinė plokštelė, paskirtis yra tik viena: generuoti šviesos sūkurius. Tačiau panašus rezultatas gali būti pasiektas naudojant universalesnius elementus, pavyzdžiui, erdvinį šviesos moduliatorių [15]. Jis yra sudarytas iš skystųjų kristalų, turinčių anizotropinio lūžio rodiklio bei dvejo lūžio savybes ir silicio metalas-oksidas puslaidininkio matricos. Skystieji kristalai yra išdėstyti keliomis eilėmis ant taškų sudarytų iš aliumininių veidrodėlių, kurie yra ant silicio plokštelės. Integruotos elektrinės grandinės leidžia keisti kiekvieno taško įtampą atskirai. Tokiu būdu skystuosius kristalus galima sukoti taip, kad kiekviename taške jie sukurtų skirtingą fazinį vėlinimą. Norint sugeneruoti šviesos sūkurį reikalinga kompiuteriu sugeneruota fazinė kaukė, pagal kurią erdvinis šviesos moduliatorius išrikiuotų skystuosius kristalus taip, kad pro jį praėjęs pluoštas taptų šviesos sūkurium [16]. Tokia kaukė atrodytų kaip 1(b) paveikslėlyje pavaizduotas fazinis portretas.

5. Sūkurių analizė

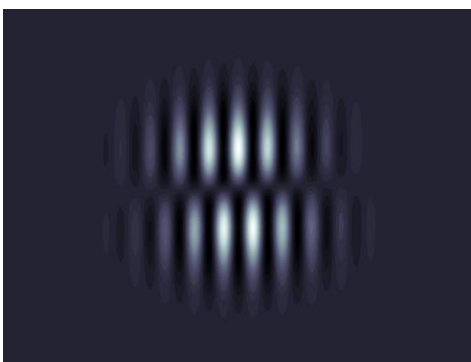
Atliekant eksperimentus su šviesos sūkuriais, svarbu žinoti ne tik jų generavimo, bet ir analizavimo metodus. Paprastai norima ne tik atskirti šviesos sūkurį, bet ir nustatyti jo topologinį krūvį. Tai galima



5 pav. Pastovios fazės sritys [18] straipsnyje išskirtuose dislokacijų tipuose. a) Begalinė kraštinė dislokacija, viršutinę ir apatinę dalis skiria π . b) Dėl sraigtinės dislokacijos susidaręs helikoidinis bangos frontas (topologinis krūvis $m=1$). c) Mišri sraigtinė– kraštinė dislokacija, bangos frontas tolygiai kinta nuo 0 iki π ir padaro staigų šuolį nuo π iki 2π .

padaryti, pavyzdžiui, pasitelkus prieš tai minėtą cilindrinį lęšių konverterį [14]. Praleidus pro jį šviesos sūkurį išėjime turėsime Ermito-Gauso modą, pasuktą 45° kampu. Pasisukimo kryptis nurodys topologinio krūvio ženklą, o intensyvumo minimumų skaičius topologinio krūvio dydį.

Šiame darbe buvo naudojamas kitas sūkurių analizavimo metodas – jo interferencijos su atraminiu Gauso pluoštu registravimas. Interferuojant dviem plokščiom bangom susidaro periodinis juotelių skirstinys, tačiau interferuojant šviesos sūkuriui su plokščia banga, tame skirstinyje atsiranda šakutės



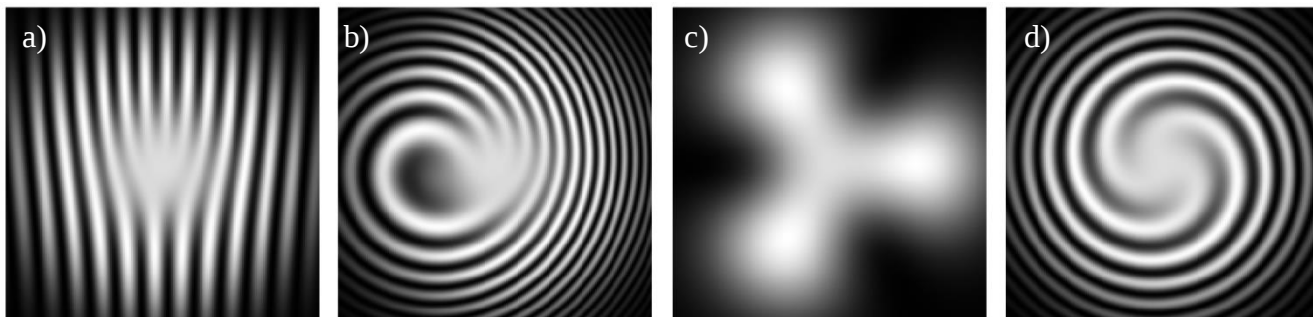
6 pav. Pluošto su kraštine dislokacija interferencija su plokščia banga.

formos dislokacija. Šakutės kryptis priklauso nuo topologinio krūvio ženklo. Tam kad geriau suprasti interferencinius vaizdus, pirmiausiai reikia suprasti kokios yra bangos fronto dislokacijos. Nye'ius ir Berry'is [5] išskyrė tris pagrindinius dislokacijų tipus [18]: 1) begalinės kraštinės dislokacijos, 2) sraigtinės dislokacijos, 3) ribotos kraštinės dislokacijos. Begalinės kraštinės dislokacijos sukuria π fazės poslinkį bangos sklidimo kryptimi tarp bangos fronto paviršių taip kaip parodyta 5(a) paveikslėlyje.

Lazeriniuose pluoštuose tokia dislokacija yra tamsi linija tarp gretimų modų dėmių, pavyzdžiui, TEM_{01} moda. Tokio pluošto interferencijos su plokščia banga metu viršutinės ir apatinės juostelės bus pasislinkusios (6 pav.).

Sraigtinės dislokacijos yra taškinės dislokacijos. Bangos frontui turinčiam tokią dislokaciją yra būdingas helikoidinis paviršius kaip pavaizduota 5(b) paveikslėlyje. Vienas pilnas apsisukimas aplink sraigtinės dislokacijos ašį atitinka fazės poslinkį per 2π . Interferencijos su plokščia banga juostelėse šiuo atveju matoma šakutė. Taip pat egzistuoja ir mišraus tipo dislokacijos, galimas tokios dislokacijos variantas pavaizduotas 5(c) paveikslėlyje. Šiuo atveju bangos fronto paviršius yra įpjautas iš vienos pusės, fazė tolygiai kinta nuo įpjovimo pradžios (centro) aplink pradžios tašką per π ir vėliau patiria fazės šuolį per π kaip ir kraštinės dislokacijos atveju.

Interferenciniai vaizdai priklauso ne tik nuo dislokacijos tipo, bet ir nuo pluoštų sklidimo krypties, bei bangos fronto kreivumo. Galime išskirti 4 skirtingus interferencijos atvejus [18]:



7 pav. Šviesos sūkurio, kurio topologinis krūvis $m=3$, interferencijos su plokščia banga vaizdai. a) Kai bangos frontai vienodi ir sūkurys su plokščia banga sklinda nekoliniariai, b) kai bangos frontai skirtingi ir sūkurys su plokščia banga sklinda nekoliniariai, c) kai bangos frontai vienodi ir sūkurys su plokščia banga sklinda koliniariai, d) kai bangos frontai skirtingi ir sūkurys su plokščia banga sklinda koliniariai [45].

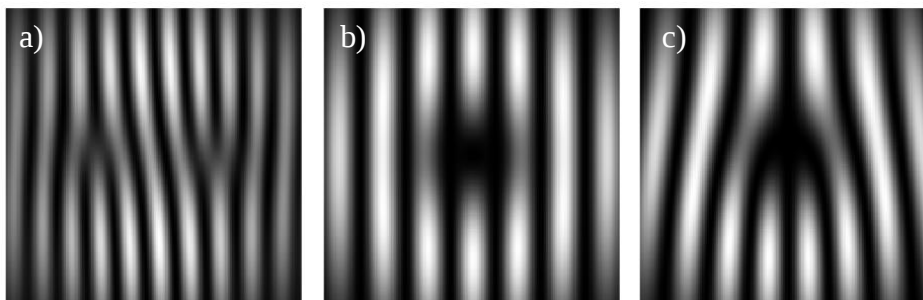
- 1) šviesos sūkurio ir atraminio Gauso pluošto bangos frontų kreivumo spinduliai sutampa, bet pluoštai sklinda skirtingais kampais. Tokiu atveju matysime periodines interferencines juosteles su išsišakojimu (7(a) pav).

- 2) Šviesos sūkurių ir atraminio Gauso pluošto bangos frontų kreivumo spinduliai nesutampa ir pluoštai sklinda skirtingais kampais. Šiuo atveju interferencinės juostelės su šakute bus susuktos (7(b) pav.).
- 3) Šviesos sūkurių ir atraminio Gauso pluošto bangos frontų kreivumo spinduliai sutampa ir pluoštai sklinda kolineariai. Tokiu atveju matysime susikertančias dėmes, o jų skaičius atitiks sūkurių topologinį krūvį (7(c) pav.).
- 4) Šviesos sūkurių ir atraminio Gauso pluošto bangos frontų kreivumo spinduliai nesutampa, bet pluoštai sklinda kolineariai. Matysime susisukusias juostas, kurių sukimosi kryptis priklausys nuo bangos frontų skirtumo ženklo (7(d) pav.).

Kitas šviesos sūkurių interferencijos metodas yra šviesos sūkurių interferencija su pačiu savimi [19]. Šviesos sūkurių yra padalinami ir vėliau suderinami taip, kad būtų gaunama interferencija. Tokiu atveju galime išskirti 3 interferencijos variantus

- 1) Sūkurių centrai nesutampa. Tokiu atveju matomos 2 priešingų kryptų šakutės (8(a) pav.).
- 2) Sūkurių centrai sutampa. Matomos tik tiesios juostos, nes išsišakojimai susilieja (8(b) pav.).
- 3) Jeigu vieno iš sūkurių topologinio krūvio ženklas pakitęs šakučių kryptys sutaps (8(c) pav.).

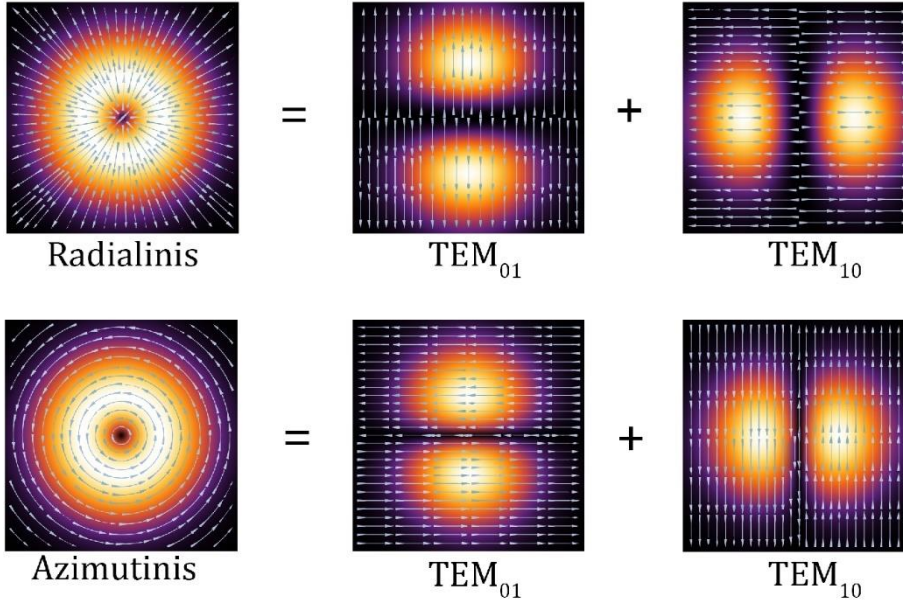
Tokio metodo privalumas yra tas, kad nereikia papildomo atraminio koherentinio Gauso pluošto.



8 pav. Šviesos sūkurių interferencija su šviesos sūkuriu: a) centrai nesutampa, b) centrai sutampa, c) centrai sutampa ir vieno iš sūkurių topologinio krūvio ženklas pakeistas [45].

6. Radialinė ir azimutinė poliarizacijos, jų generavimas

Poliarizacija – tai šviesos savybė nusakanti elektrinio lauko stiprio svyravimų plokštumos kryptį.



9 pav. Radialinės ir azimutinės poliarizacijų elektrinio lauko kryptys bei šių poliarizacijų išskyrimas į TEM modas.

Lazerinės spinduliuotės poliarizacija dažniausiai yra tiesinė. Tiesinę poliarizaciją nesunku sukurti naudojant $\lambda/2$ fazinę plokštelę, paversti ją apskritimine ar eliptine galima naudojant $\lambda/4$ plokštelę. Tobulėjant lazerinėms technologijoms atsirado sudėtingesnių, erdviškai nehomogeninių šviesos skirstinių kuriuose poliarizacija kiekviename

pluošto taške yra kitokia. Tai radialinės ar azimutinės poliarizacijos pluoštai. Būtent tokias poliarizacijas turintys pluoštai buvo generuojami šiame darbe.

Radialinės poliarizacijos pluošto elektrinio lauko vektoriai nukreipti skerspjūvio spindulio kryptimi. Tuo tarpu azimutiškai poliarizuotuose pluoštuose šie vektoriai yra tangentiniai pluoštui. Tokie pluoštai yra Maksvelo lygčių sprendiniai, kurie turi ašinę amplitudės ir fazės simetriją [7], todėl bendrai šiuos du poliarizacijos tipus galime vadinti ašine poliarizacija. Azimutinės ir radialinės poliarizacijos pluoštai gali būti išreikšti kaip 2 statmenai poliarizuotų Ermito-Gauso modų superpozicija (9 pav.) [7]:

$$\mathbf{E}_r = TEM_{10}\mathbf{x}_0 + TEM_{01}\mathbf{y}_0, \quad (22)$$

$$\mathbf{E}_\phi = TEM_{01}\mathbf{x}_0 + TEM_{10}\mathbf{y}_0, \quad (23)$$

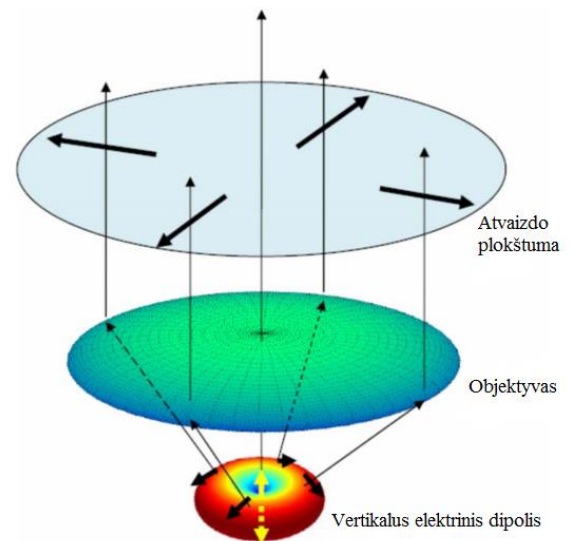
$\mathbf{E}_r$ ir $\mathbf{E}_\phi$ nurodo radialinę ir azimutinę poliarizaciją. Įdomi radialinio pluošto savybė yra ta, kad jį stipriai fokusuojant, židinyje elektrinio lauko vektoriai yra nukreipti sklaidimo kryptimi, t.y. generuojama išilginė elektrinio lauko komponentė, kurios atsiradimo sąlygos priklauso nuo optinės sistemos skaitinės apertūros [7]. Tai leidžia radialinį pluoštą sufokusuoti į mažesnę dėmę nei tiesinės poliarizacijos pluoštą. Šį reiškinį galime pavaizduoti pasitelktus 10–tą paveikslėlį. Tarkime, kad didelės skaitinės apertūros objektyvo židinio plokštumoje yra elektrinis dipolis (geltona rodyklė), osciliuojantis išilgai optinės ašies. Jo kuriamas elektrinis laukas parodytas juodomis rodyklėmis. Iš paveikslėlio matome, kad atvaizdo plokštumoje stebėsime elektrinio lauko linijas išsidėsčiusias skerspjūvio spindulio kryptimi. Jeigu

apgręztume spindulių eigą ir pradėtume nuo radialinio pluošto, židinio plokštumoje galėtumėme atkurti viršutinės elektrinio dipolio lauko dedamąsias. Toks aštriai sufokusuotas pluoštas gali būti labai naudingas medžiagų apdirbime, greitinant elektringas daleles.

Yra keletas būdų generuoti ašinės poliarizacijos pluoštus. Jie skirstomi į aktyvius bei pasyvius. Aktyvios generacijos metoduose paprastai rezonatoriuje naudojami papildomi elementai. Kad galėtume tęsti toliau reikia apibrėžti kai kuriems kristalams būdingą– dvejojo lūžio sąvoką. Tai reiškiny s dėl kurio skirtingos šviesos poliarizacijos

komponentės patiria skirtingą lūžio rodiklį, priklausomai nuo kristalo optinės ašies ir šviesos sklaidimo krypties orientacijos. Viena iš anksčiausiai atliktų ašinės poliarizacijos formavimo eksperimentų buvo naudojamas tokią savybę turintis elementas [20]. Kalcito kristalas buvo patalpintas teleskope, o kartu su juo rezonatoriuje taip, kad jo optinė ašis būtų lygiagreti rezonatoriaus optiniai ašiai. Dėl dvejojo lūžio paprastoji ir nepaprastoji bangos teleskope yra skirtingai didinamos. Nepaprastoji banga patiria didesnę skėstį ir dėl didesnių nuostolių yra nuslopinama. Minėtame eksperimente tiesiogiai buvo kuriamas azimutinės poliarizacijos pluoštas. Taip pat aktyviajai generacijai priskiriami metodai naudojantys kūginės formos elementą– aksikoną [21], Briusterio prizmę [22] arba sudedantys skirtingas modas pagal tiesinės superpozicijos principą (22, 23 lygtys) rezonatoriuje panaudojant interferometrą [23].

Erdviškai homogeninę (paprastai tiesinės arba apskritiminės) pluošto poliarizaciją pakeisti į nehomogeninę galima ir už rezonatoriaus. Tokie metodai vadinami pasyviais generavimo metodais. Paprastai ašinės poliarizacijos generavimui už rezonatoriaus reikalingi elementai su erdviškai kintančiomis poliarizacinėmis savybėmis. Pasyvūs poliarizacijos keitimo metodai yra paprastesni nei reikiamos poliarizacijos generavimas rezonatoriuje, nes nereikalingas toks tikslus elementų pozicionavimas. Paprasčiausiuose eksperimentuose buvo naudojami radialiniai analizatoriai pagaminti iš dvejopalaužių [24] arba dichroinių [25] medžiagų. Radialinis analizatorius yra toks elementas, kurio poliarizacijos laidumo ašis yra lygiagreti azimutinei arba radialinei kryptiai [7]. Dvejopalūžiais analizatoriais pakeista poliarizacija yra švaresnė, bet schemas su dichroiniais analizatoriais yra paprastesnės. Zhan'as ir Leger'is [25] savo eksperimente naudojo dichroinį analizatorių, kuris



10 pav. Dipolio elektrinio lauko atvaizdavimas per didelės skaitinės apertūros objeaktyva. Apgręžus spindulių eigą tai atitiktų aštrų radialinės poliarizacijos pluošto fokusavimą [7].

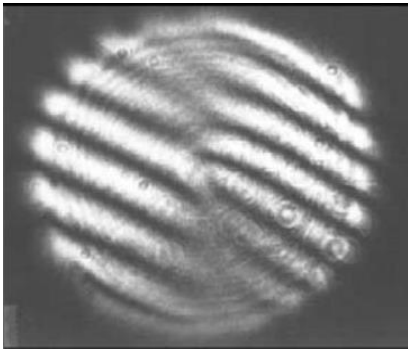
apskritimiškai poliarizuotą pluoštą vertė azimutiškai poliarizuotu pluoštu. Apskritiminės poliarizacijos pluoštą galime pradėti nagrinėti nuo jo Džounso vektoriaus Descartes'o koordinatų sistemoje, kurioje sklidimo ašis yra z. Įeinančio pluošto elektrinį lauką galime išskaidyti į komponentes:

$$\mathbf{E}_{in} = \mathbf{x}_0 + \mathbf{y}_0, \quad (24)$$

kur $\mathbf{x}_0$ ir $\mathbf{y}_0$ yra vienetiniai vektoriai. Tai galime perrašyti polinėje koordinatų sistemoje:

$$\mathbf{E}_{in} = (\cos \phi \mathbf{r}_0 - \sin \phi \boldsymbol{\phi}_0) + j(\sin \phi \mathbf{r}_0 + \cos \phi \boldsymbol{\phi}_0) = e^{j\phi}(\mathbf{r}_0 + \boldsymbol{\phi}_0). \quad (25)$$

Kadangi radialinio analizatoriaus pralaidumo ašis yra sulyginta su radialine kryptimi, tai praėjusio pluošto poliarizacija tampa $\mathbf{E}_{out} = e^{j\phi} \mathbf{r}_0$. Iš čia galime matyti, kad ne tik elektrinis laukas yra nukreiptas radialine kryptimi, bet pluoštas kartu turi ir spiralinę fazę. Tokio pluošto interferencijos su plokščia banga



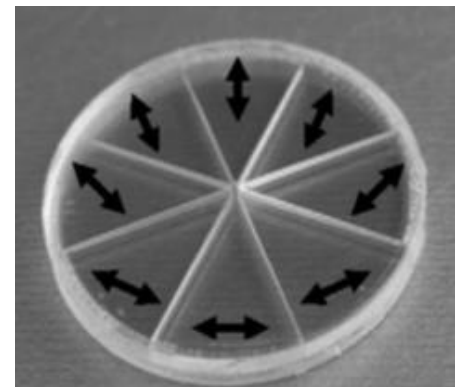
11 pav. Radialinio pluošto su spiraline faze interferencinis vaizdas [25].

atveju galime matyti juosteles su išsišakojimu viduryje bei pasislinkusiomis juostelėmis (11 pav). Spiralinę fazę galima panaikinti, pavyzdžiui, panaudojus 2 pav. pavaizduotą fazinę plokštelę.

Kitas pasyvios generacijos metodui priskiriamas būdas – kintamo fazinio vėlinimo elementų panaudojimas [26]. Tai yra iš keleto $\lambda/2$ fazinių plokštelių suklijuotas elementas (12 pav). Paveikslėlyje rodyklėmis pažymėtos atskirų plokštelių optinės ašys. Tačiau paveiktas tokio elemento pluoštas netampa idealios ašinės

poliarizacijos, nes atskirų fazinių plokštelių skaičius jame yra ribotas ir aiškiai matomi jų kraštai. Nepageidaujamoms modams nufiltruoti gali būti pasitelktas Fabri-Pero interferometras [27]. Interferometras pastatomas taip, kad jame rezonuotų tik azimutinės arba radialinės poliarizacijos moda. Tokiu būdu pasiekiamas didesnis nei 99% poliarizacijos laipsnis.

Kaip ir sūkurių generavimo atveju, taip ir poliarizacijos keitimui galima pasitelkti vieną ar kelis erdvinis šviesos modulatorius (SLM). [16], [28] darbuose minimuose eksperimentuose buvo naudojami keli SLM. Pirmasis – pluošto formavimui, pavyzdžiui, pirmiausiai yra sugeneruojamas šviesos sūkurys. Kadangi SLM esantys skystieji kristalai turi dvejopo lūžio savybę, norint keisti poliarizaciją atininkamai reikia pasukti krentančio pluošto poliarizaciją naudojant pusės bangos ilgio plokštelę. Galiausiai antruoju SLM gaunama norima erdvinė poliarizacijos struktūra [16]. Tokia įranga yra ganėtinai brangi ir jos



12 pav. Iš 8 $\lambda/2$ fazinių plokštelių pagamintas poliarizacijos keitimui skirtas elementas. Rodyklės parodo plokštelių lėtąją ašį [26].

taikymai yra riboti dėl nepakankamo SLM atsparumo didesnėms energijoms, tačiau ji gali būti pritaikyta plačiau nei tik paminėtu metodu, pavyzdžiui Beselio, Airy pluoštų formavimui [29], aukštos skyros mikroskopijoje [30].

7. Šviesos judesio kiekio momentai

Kaip svarbi šviesos savybė orbitinis judesio kiekio momentas 1909 m. buvo suprastas Poynting'o. Jis teigė, kad apskritiminės poliarizacijos šviesa turėtų perduoti sukimo momentą ketvirčio bangos ilgio plokštei. Šis judesio kiekio momentas momentas ant plokštelės paviršiaus ploto vieneto turėtų būti lygus energijai esančiai tūrio vienetė padaugintai iš $\frac{\lambda}{2\pi}$ [1]. Pirmieji šios idėjos eksperimentiniai įrodymai pasirodė 1936 m. [2]. Dabar dėl šviesos poliarizacijos atsirandantis judesio kiekio momentas vadinamas sukininiu. 1992 m. Allen'as su bendradarbiais buvo pirmieji kurie savo straipsnyje kalbėjo apie šviesos sūkurių pernešamą orbitinį judesio kiekio momentą [4]. Svarbu yra tai, kad sukininio ir orbitinio judesio kiekio momentų savybės optikoje yra nagrinėjamos atskirai.

Sukininis judesio kiekio momentas yra siejamas su šviesos poliarizacija. Dešininė ir kairinė apskritiminės paraksialinio pluošto poliarizacijos atitinka teigiamą ir neigiamą fotonų sraigtiškumą $\sigma = \pm 1$, na o eliptiškai poliarizuotai bangai $-1 \leq \sigma \leq +1$ [31]. Jeigu susiejame vidutinį pluošto judesio kiekio momentą su vidutiniu bangos vektoriumi $\langle \mathbf{k} \rangle$ tai toks pluoštas neša sukininį judesio kiekio momentą $\langle \mathbf{S} \rangle = \frac{\sigma \langle \mathbf{k} \rangle}{k}$. Orbitinis judesio kiekio momentas nuo poliarizacijos nepriklauso ir didžiaja dalimi yra nulemiamas, pavyzdžiui, fazės gradientinio pasiskirstymo. Orbitinio judesio kiekio momento sprendiniai yra šviesos sūkuriai, kurie išilgai pluošto neša $\langle \mathbf{L} \rangle = \frac{m \langle \mathbf{k} \rangle}{k}$, čia m yra topologinis krūvis.

Judesio kiekio momentai dalelėms ir bangoms

Pradėkime nuo judesio kiekio momento mechanikoje ir bangų fizikoje. Jis turi skirtingas savybes dalelėms ir bangoms. Taškinei dalelei, besisukančiai apie kažkokią ašį, judesio kiekio arba orbitinis momentas užrašomas taip:

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}, \quad (26)$$

čia $\mathbf{r}$ yra padėtis, o $\mathbf{p}$ judesio kiekis. Šis mechaninis judesio kiekio momentas yra išorinis, t. y. priklauso nuo koordinačių pradžios pasirinkimo. Pavyzdžiui, pakeitus $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r} + \mathbf{r}_0$ gautume $\mathbf{L} \rightarrow \mathbf{L} + \mathbf{r}_0 \times \mathbf{p}$. Pagal apibrėžimą taškinė dalelė neturi vidinės struktūros, taigi ir negalėtų pernešti vidinio judesio kiekio momento.

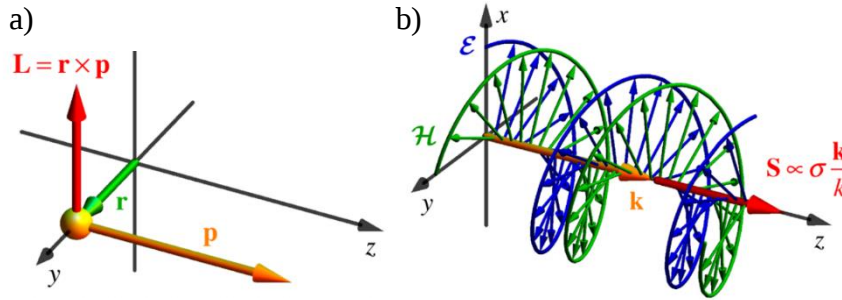
Skirtingai nuo taškinės dalelės, bangos yra plintančios, o ribiniu plokščios bangos atveju, turinčios begalinį bangos frontą. Plokščia banga negali pernešti išorinio judesio kiekio momento, aprašomo (2.1) lygtimi, nes jos padėtis nėra apibrėžta, tačiau galime pažiūrėti kaip ji perneša sukininį judesio kiekio momentą. Apskritiminės poliarizacijos elektromagnetinė banga gali būti užrašyta [32]:

$$\mathbf{E} \sim \frac{x_0 + i\sigma y_0}{\sqrt{2}} \exp(ikz), \mathbf{H} = \mathbf{z}_0 \times \mathbf{E}, \quad (27)$$

Čia $\mathbf{x}_0, \mathbf{y}_0, \mathbf{z}_0$ yra vienetiniai Descartes'o koordinačių sistemos vektoriai σ kaip jau buvo minėta anksčiau nusako poliarizacijos eliptiškumą. Elektrinis laukas (27) atvaizduoja vertės 1 sukinio operatoriaus $\hat{\mathbf{S}}$ z komponentės tikrines modas [33]–[35]:

$$\hat{\mathbf{S}} = -i \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right\}, \hat{S}_z \mathbf{E} = \sigma \mathbf{E} \quad (28)$$

Taigi, plokščia banga (27) perneša sukininio judesio kiekio momento tankį $\mathbf{S}$, kuris yra apibrėžiamas kaip lokali operatoriaus $\hat{\mathbf{S}}$ su bangine funkcija $\mathbf{E}$ arba $\mathbf{H}$ vertė. $\mathbf{S} \sim \sigma \frac{\mathbf{k}}{k}$. Toks sukininio judesio kiekio momento tankis yra kuriamas besisukančių elektrinių ir magnetinių laukų



13 pav. Judesio kiekio momentai a) taškinės dalelės, b) elektromagnetinės bangos nešamas judesio kiekio momento tankis [32].

apskirimiškai poliarizuotame pluošte (13pav.). Kaip matome $\mathbf{S}$ nepriklauso nuo $\mathbf{r}$, taigi jis yra vidinis parametras. Be to šis judesio kiekis yra išilginis, t.y. nukreiptas banginio vektoriaus $\mathbf{k}$ kryptimi. Matome, kad judesio kiekio momentas bangoms ir

dalelėms turi labai skirtingas savybes.

Pažvelkime į mechaninį judesio kiekio momentą iš kvantinės mechanikos pusės. Čia jis aprašomas kvantiniu operatoriumi $\hat{\mathbf{L}} = \hat{\mathbf{r}} \times \hat{\mathbf{p}}$ [34], kur $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}$ ir $\hat{\mathbf{p}} = -i\nabla$. Pasinaudoję cilindrine koordinačių sistema galime užrašyti šio operatoriaus z komponentę ir jo tikrines modas:

$$\hat{L}_z = -i \frac{\partial}{\partial \varphi}, \mathbf{E} \sim \exp(im\varphi), \hat{L}_z \mathbf{E} = m \mathbf{E}. \quad (29)$$

Šios tikrinės modos yra sūkuriai – helikoidinės fazės bangos, kur $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ yra sūkurio topologinis krūvis. Šviesos sūkuriai yra daugelio plokščiųjų bangų interferencija ir dėl to turi savybių būdingų ir dalelėms ir bangoms. Skirtingai nuo mechaninio judesio kiekio momento orbitinis judesio kiekio momentas yra išilginis ir vidinis.

Optinių laukų savybės

Čia bus pristatyti optinių laukų judesio kiekis ir judesio kiekio momentai monochromatinėms bangoms. Prieš pristatinėjant judesio kiekio momentą reikia apibrėžti energijos tankį ir judesio kiekį. Vidutinis energijos tankis monochromatiniam laukui yra [32]:

$$W = \frac{g\omega}{2} (|\mathbf{E}|^2 + |\mathbf{H}|^2), \quad (30)$$

čia $g = (8\pi\omega)^{-1}$.

Taip pat žinoma, kad elektromagnetinio lauko judesio kiekio tankis aprašomas Poynting'o vektoriumi [35]:

$$\mathbf{p} = gk \operatorname{Re}(\mathbf{E}^* \times \mathbf{H}). \quad (31)$$

Pasinaudoję šiuo vektoriumi galime apskaičiuoti judesio kiekio momentą [35]:

$$\mathbf{j} = \mathbf{r} \times \mathbf{\Pi} = gk \operatorname{Re}[\mathbf{r} \times (\mathbf{E}^* \times \mathbf{H})]. \quad (32)$$

Pasinaudoję Maksvelo lygtimis bei vektoriniais sąryšiais (32) galime užrašyti kaip [35]:

$$\mathbf{p} = gk \operatorname{Im}[\mathbf{E}^* \times (\nabla \times \mathbf{E})] = gk \operatorname{Im}[\mathbf{H}^* \times (\nabla \times \mathbf{H})] = \mathbf{S} + \mathbf{P}; \quad (33)$$

$$\mathbf{P}_s = \frac{g}{4} \operatorname{Im}[\nabla \times (\mathbf{E}^* \times \mathbf{E} + \mathbf{H}^* \times \mathbf{H})]; \quad (34)$$

$$\mathbf{P} = \frac{g}{2} \operatorname{Im}[\mathbf{E}^* \cdot (\nabla) \mathbf{E} + \mathbf{H}^* \cdot (\nabla) \mathbf{H}], \quad (35)$$

čia $\mathbf{P}_s, \mathbf{P}$ atspindi sukininės ir orbitinės dalies judesio kiekio tankio dedamąsias. Toks sukininės ir orbitinės dalies išskyrimas buvo pasiūlytas Bekshaev'o ir Soskin'o paraksialinių spindulių atveju [35], bei papildytas Berry'o bendriems neparaksialiniams laukams [33]. $\mathbf{P}$ išraiška parodo, jog orbitinis judesio kiekio tankis yra proporcingas lokaliai fazės gradientui. $\mathbf{P}$ cirkuliacija duoda orbitinį judesio kiekio momentą optiniuose laukuose [35]:

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{P}. \quad (36)$$

Tai yra išorinis ir skersinis dydis panašus į mechaninį judesio kiekio momentą (26). Kadangi šiuo atveju $\mathbf{L}$ yra išreikštas per $\mathbf{P}$ tai reiškia, jog $\mathbf{L}$ nėra nepriklausoma lauko savybė, vadinasi lokaliai orbitinis judesio kiekio momentas turi mechaninio judesio kiekio momento savybių.

Iš (34) formulės taip pat galime gauti sukininį judesio kiekio momentą, kadangi sukininis judesio kiekio tankis yra sukininio judesio kiekio momento tankio rotorius [36], $\mathbf{P}_s = \nabla \times \frac{\mathbf{S}}{2}$, tad $\mathbf{S}$ yra:

$$\mathbf{S} = \frac{g}{2} \operatorname{Im}(\mathbf{E}^* \times \mathbf{E} + \mathbf{H}^* \times \mathbf{H}). \quad (37)$$

Ši sukininė dalis $\mathbf{S}$ taip pat turi aiškią interpretaciją. Ji yra proporcinga lokaliai lauko poliarizacijos eliptiškumui [32] ir paraksialiniu atveju yra nukreiptas poliarizacijos elipsės normalės kryptimi. Sukininio judesio kiekio momentas $\mathbf{S}$ tinka apskritimiškai poliarizuotai plokščiai bangai aprašomai lygtimis (27-29) ir yra nepriklausomas elektromagnetinio lauko dydis. Tai yra vidinis judesio kiekio

momentas ir bendru atveju jo kryptis gali būti nesusieta su bangos sklaidimo kryptimi, vadinasi jis gali būti ir išilginis ir skersinis.

Aukščiau paminėtos optinių laukų charakteristikos išlieka ir žiūrint iš kvantinės mechanikos pusės. Jeigu apibrėšime sunormuotą banginę funkciją $\psi = \sqrt{\frac{g}{2}} \begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix}$ [32], [33] (30,35,36,37) lygtis galėtumėme perrašyti taip [32]:

$$\begin{aligned} W &= \psi^\dagger \cdot (\omega) \psi, & P &= \text{Re}[\psi^\dagger \cdot (\hat{p}) \psi], \\ L &= \text{Re}[\psi^\dagger \cdot (\hat{L}) \psi], & S &= \psi^\dagger \cdot (\hat{S}) \psi. \end{aligned} \quad (38)$$

Kartu su lokaliais tankiais, (30,35,36,37) galime įvesti ir integralines (vidutines) laukų charakteristikas. Monochromatiniams laukams naudojami integralai skerspjūvio plokštumoje:

$$\langle W \rangle = \int W d^2 \mathbf{r}_\perp, \quad \langle P \rangle = \int P d^2 \mathbf{r}_\perp, \quad \langle S \rangle = \int S d^2 \mathbf{r}_\perp. \quad (39)$$

Norėdami parodyti (30,35,36,37) lygčių tinkamumą optiniams laukams kaip pavyzdį galime pažvelgti į ašinės simetrijos paraksialinę šviesos sūkurį, sklindantį z kryptimi. Jo elektrinis ir magnetinis laukai gali būti užrašyti:

$$\mathbf{E} \simeq A(\rho, z) \frac{x_0 + ly_0}{\sqrt{1+|l|^2}} \exp(ikz + im\varphi), \quad \mathbf{H} \sim \mathbf{z}_0 \times \mathbf{E}, \quad (40)$$

čia m – topologinis krūvis, $A(\rho, z)$ – kompleksinė amplitudės gaubtinė, o l – kompleksinis poliarizacijos parametras, kuris nusako normalizuotus stokso parametrus ($\tau^2 + \chi^2 + \sigma^2 = 1$)

$$\tau = \frac{1-|l|^2}{1+|l|^2}, \quad \chi = \frac{2\text{Re } l}{1+|l|^2}, \quad \sigma = \frac{2\text{Im } l}{1+|l|^2}. \quad (41)$$

Šie trys parametrai nusako poliarizacijos laipsnius: τ – x/y tiesinėms poliarizacijoms, χ – 45°/-45° tiesinėms poliarizacijoms, o σ – dešinei/kairinei apskritiminėms poliarizacijoms. Įstatę (40) lygtį į (30,35,36,37) gauname energijos, judesio kiekio, sukininio ir orbitinio judesio kiekio momentų tankius [32]:

$$\begin{aligned} W &\simeq g|A|^2 \omega, & P &\simeq \frac{W}{\omega} \left(k\mathbf{z}_0 + \frac{m}{\rho} \boldsymbol{\varphi}_0 \right), \\ L &\simeq \frac{W}{\omega} (-\rho k \boldsymbol{\varphi}_0 + m\mathbf{z}_0), & S &\simeq \frac{W}{\omega} \sigma \mathbf{z}_0. \end{aligned} \quad (42)$$

Šios lygtys (42) parodo pluošto savybes, jos visos proporcingos intensyvumui $g|A|^2$. Matome, kad pluoštas turi energijos tankį W proporcingą bangos dažniui ω ir išilginę judesio kiekio tankio komponentę P_z proporcingą bangos skaičiui. Be to pluoštas perneša sukininio judesio kiekio momento tankį $S = \sigma \mathbf{z}_0$ panašiai kaip ir plokščios bangos atveju (27, 28). Taip pat judesio kiekis turi ir skersinę azimutinę komponentę P_φ kuri atsiranda dėl sraigtinės fazės ir kuria išilginį orbitinį judesio kiekio momento tankį

L_z proporcingą topologiniam krūviui m . Suintegravę (42) lygtis pagal (39) gauname tokias pluošto charakteristikas [32]

$$\begin{aligned}\langle W \rangle &\sim \omega, & \langle \mathbf{P} \rangle &\sim \langle \mathbf{k} \rangle, \\ \langle \mathbf{L} \rangle &\sim m \frac{\langle k \rangle}{k}, & \langle \mathbf{S} \rangle &\sim \sigma \frac{\langle k \rangle}{k},\end{aligned}\tag{43}$$

čia vidutinis bangos vektorius paraksialinėje aproksimacijoje yra $\langle \mathbf{k} \rangle \simeq k \mathbf{z}_0$. Perėjimas nuo (42) prie integralinių verčių (43) parodo keletą orbitinio judesio kiekio momento sukuriuose savybių. Pirmiausia, azimutinės komponentės P_φ ir L_φ po integravimo pradingsta. Dėl to integralinis judesio kiekis $\langle \mathbf{P} \rangle$ ir orbitinis judesio kiekio momentas $\langle \mathbf{L} \rangle$ tampa lygiagretūs ir nepriklausomi. Taip pat išilginis orbitinis judesio kiekio momentas $\langle \mathbf{L} \rangle$ tampa vidiniu parametru, t.y. nepriklauso nuo koordinačių pradžios pasirinkimo, transformacija $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r} + \mathbf{r}_0$ nepakeičia $\langle \mathbf{L} \rangle$ (43) lygtyje.

Toks perėjimas nuo lokalsios prie integralinės vertės parodo tai, kad struktūriniai laukai tokie kaip šviesos sūkurių turi ir bangų ir dalelių savybių. Minėtas sukininio ir orbitinio judesio kiekio momentų proporcingumas su σ ir topologiniu krūviu m teisingas tik paraksialiniu atveju. Bendru atveju įskaičius išilginio lauko komponentes E_z ir H_z galimi virsmai iš sukininio judesio kiekio momento į orbitinį. [37], [38]. Šis efektas atsiranda dėl apskritimiškai poliarizuotos išilginės sūkurių komponentės priklausomybės nuo sraigtiškumo $\exp(i\sigma\varphi)$. Įvedus neparaksialinio sūkurių konvergavimo kampą θ tokį, kad $\cos \theta = c \frac{\langle P_z \rangle}{\langle W \rangle}$ integraliniai sukininis ir orbitinis judesio kiekio momentai įgauna tokią formą [37], [39]:

$$\langle \mathbf{S} \rangle \sim \sigma \frac{\langle k \rangle}{k} \cos \theta, \quad \langle \mathbf{L} \rangle \sim [m + \sigma(1 - \cos \theta)] \frac{\langle k \rangle}{k}.\tag{44}$$

Šios lygtys (44) parodo, kad keičian kampą (pluošto fokusavimą) bendras judesio kiekio momentas $\langle \mathbf{J} \rangle = \langle \mathbf{S} \rangle + \langle \mathbf{L} \rangle$ nesikeičia, o pasiskirsto tarp sukininės ir orbitinės judesio kiekio momento dalių. Kai $\theta = \frac{\pi}{2}$ galima pasiekti 100% tokios transformacijos efektyvumą.

8. Šviesos judesio kiekio momentų registravimas

Kaip jau buvo minėta Poynting'o teoriją [1] eksperimentiškai įrodė Beth'as su Harris'u [2]. Jie rėmėsi tuo, kad elektromagnetinio lauko teorijoje galimybė šviesai perduoduoti sukimo momentą dvejopai: terpei atsiranda dėl dielektrinės konstantos $\mathbf{K}$ tenzoriškumo. Taigi, elektrinis laukas $\mathbf{E}$ bendru atveju nėra lygiagretus poliarizacijai $\mathbf{P}$ arba elektriniam pasiskirstymui terpėje $\mathbf{D} = \mathbf{K}\mathbf{E} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}$ [2]. Dėl elektrinio lauko poveikio terpės poliarizacijai kuriamas sukimo momentas turi vienetai, kuris gali būti išreikštas:

$$\mathbf{l} = \mathbf{P} \times \mathbf{E} = \frac{\mathbf{D} \times \mathbf{E}}{4\pi}. \quad (45)$$

Toliau galime paskaičiuoti sukimo momentą tokiam atvejui. Tarkime kad dvejopalažės terpės tenzorius $\mathbf{K}$ pagrindinės ašys yra x, y, z . Tenzoriaus $\mathbf{K}$ vertės tomis ašimis bus n_x^2, n_y^2, n_z^2 , kur $n_{x,y,z}$ yra lūžio rodikliai tomis ašimis. Tegul plokščios bangos sklindančios $+z$ kryptimi, elektrinio lauko komponentės yra:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= A \cos \theta \cos(Z_1 + \Delta), A \sin \theta \cos(Z_1 - \Delta), 0, \\ \mathbf{D} &= \mathbf{K} \mathbf{E} = n_x^2 A \cos \theta \cos(Z_1 + \Delta), n_y^2 A \sin \theta \cos(Z_1 - \Delta), 0, \end{aligned} \quad (46)$$

čia $Z_1 = \omega \left(t - \frac{nz}{c} \right), n = \frac{n_y + n_x}{2}, \Delta = \frac{\pi z(n_y - n_x)}{\lambda}, \omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$, o kableliai skiria x, y ir z komponentes.

Kai z vertės (ypač kai $z=0$) yra tokios, kad dvejopalažės plokštelės storis $\frac{\Delta}{\pi}$ yra sveikas skaičius, šviesa yra tiesiškai poliarizuota ir E su x ašimi sudaro kampą $+\theta$. Sukimo momentas bet kuriame kristalo taške gali būti suskaičiuotas iš (46) pagal (45) lygtį gauname [2]:

$\mathbf{l} = 0, 0, \left(\frac{A^2}{8\pi} \right) (n_x^2 - n_y^2) \sin 2\theta \cos(Z_1 + \Delta) \cos(Z_1 - \Delta)$. Laike suvidurkinta z komponentės vertė yra $\left(\frac{A}{4\pi} \right)^2 (n_x^2 - n_y^2) \sin 2\theta \cos 2\Delta$. Suintegravus nuo z_1 iki z_2 gauname sukimo momentą kristalo ploto vienetui tarp tų z verčių:

$$L = - \left(\frac{A}{4\pi} \right)^2 n \lambda \sin 2\theta (\sin 2\Delta_2 - \sin 2\Delta_1). \quad (47)$$

Svarbu paminėti ir tai kad (47) lygtis gali būti išvesta iš kvantinės teorijos kiekvinam kairinės (dešininės) poliarizacijos šviesos fotonui priskiriant judesio kiekio momentą arba sukinį $\hbar$ ($-\hbar$) kai sukinio ašis nukreipta šviesos sklidimo kryptimi.

Tarkime, kad eliptinės poliarizacijos pluoštas sklinda vakuumu z kryptimi. Jos pagrindinių elipsės ašių komponentių (fazių skirtumas tarp jų $\frac{\pi}{2}$) amplitudės yra X_0 ir Y_0 . Tegul tos pačios bangos bet kurio elipsės taško statmenos x ir y komponentės elipsės plokštumoje aprašomos:

$$\mathbf{E} = X \cos(Z + \Delta), Y \cos(Z - \Delta), 0, \quad (48)$$

čia $Z = \omega \left(t - \frac{z}{t} \right)$, o 2Δ yra fazinis kampas kuriuo y komponentė atsilieka nuo x komponentės. Galima parodyti, kad [2]:

$$XY \sin 2\Delta = X_0 Y_0, \quad X^2 + Y^2 = X_0^2 + Y_0^2. \quad (49)$$

Jeigu bangą (48) suprasime kaip kairinės ir dešinės apskritiminės poliarizacijos komponentių superpoziciją, kurių amplitudės atitinkamai yra L ir R , tada skaičiavimai rodo, kad [2]:

$$L^2 - R^2 = XY \sin 2\Delta, \quad L^2 + R^2 = (X^2 + Y^2)/2.$$

Skaičius kairinės apskritiminės poliarizacijos fotonų perneštų per ploto vienetą per sekundę yra Poynting'o energijos srautas $\frac{cL^2}{4\pi}$ padalintas iš vieno fotono energijos $2\pi\hbar\nu = \frac{2\pi\hbar c}{\lambda}$, t.y. $\frac{\lambda L^2}{8\pi^2\hbar}$. Padauginę tai iš $\hbar$ gauname kairinės apskritiminės poliarizacijos perduodamą judesio kiekio momentą medžiagos ploto vienetui per sekundę. Jeigu įskaitysime ir dešininę apskritiminę poliarizaciją tai gausime (48) lygties aprašomos bangos perduodamą judesio kiekio momentą

$$M = \frac{\lambda(L^2 - R^2)}{8\pi^2} = \frac{\lambda XY \sin 2\Delta}{8\pi^2} = \frac{\lambda X_0 Y_0}{8\pi^2}. \quad (50)$$

Norėdami parodyti, kad kvantinė teorija duoda tokius pačius rezultatus kaip ir banginė teorija, reikia iš (50) lygties gauti aprašymą bangai kristale. Tarkime, kad kristalo sienelė yra $z = z_1$. Galime pasinaudoti kampinio momento tvermės dėsiu ir Frenelio lygtimis atspindėtai ir praėjusiai bangai.

Atspindėtoje bangoje y komponentės amplitudė $\frac{Y(n_y-1)}{(n_y+1)}$ atsilieka nuo x komponentės $\frac{X(n_x-1)}{(n_x+1)}$ faziniu kampu 2Δ . Kampinį momentą perduodamą medžiagai riboje $z = z_1$ (vakuumas-kristalas) gauname suskaičiavę (50) praėjusiai ir atspindėtai bangoms ir pasinaudoję judesio kiekio momento tvermės dėsiu:

$$M_1 = \frac{XY(n_x+n_y)\lambda \sin 2\Delta}{4\pi^2(n_x+1)(n_y+1)}. \quad (51)$$

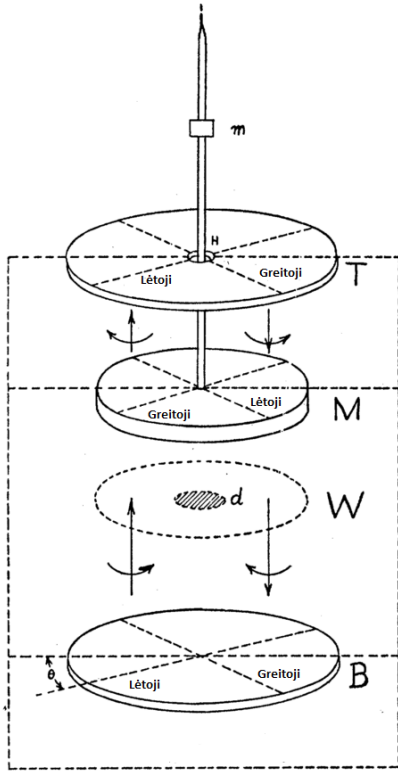
Naudodamiesi Fresnel'io išraiškomis amplitudėms gauname, kad praėjusios bangos komponentės (46) $z = z_1$:

$$A \cos \theta = \frac{2X}{n_x+1}; A \sin \theta = \frac{2Y}{(n_y+1)}; \Delta = \Delta_1 = \frac{\pi z_1(n_y - n_x)}{\lambda}. \quad (52)$$

Taigi, (46) lygtimi aprašomas perduodamas kampinis momentas riboje $z = z_1$ yra:

$$M_1 = \left(\frac{A}{4\pi}\right)^2 n\lambda \sin 2\theta \sin 2\Delta_1. \quad (53)$$

Galime matyti, kad sukimo momentas (47) yra lygus kampinio momento (53) pertekliui. Taigi ir lauko ir kvantinė teorijos numato tokius pačius rezultatus.



14 pav. Beth'o prietaiso dalis, naudota šviesos judesio kiekio momento detekicijai [2]. Komponentai paaiškinti tekste.

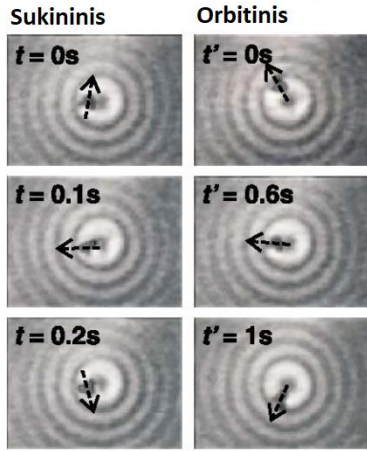
Beth norėdamas eksperimentiškai aptikti šviesos judesio kiekio momentą panaudojo 14 paveikslėlyje pavaizduotą prietaisą. Vakuuminėje kameroje ant kvarco skaidulos buvo pakabinta $\frac{\lambda}{2}$ plokštelė M. B ir T yra $\frac{\lambda}{4}$ plokštelės kurių ašys yra pasuktos 90° kampu nuo kabančios plokštelės B. Ant T viršaus yra užgarintas aliuminio sluoksnis tam kad atspindėtų iš apačios krintančią šviesą. Jeigu iš apačios į B krenta 45° tiesiškai poliarizuota šviesa tuomet praėjusi pro B ir atsispindėjusi nuo T šviesa bus apskritimiškai poliarizuota. Poliarizacijos kryptys 14-ame paveikslėlyje pažymėtos rodyklėmis. Tarp M ir B yra spindulio centrą blokuojantis varinis diskas, esantis ant kvarco plokštelės W, kuris reikalingas blokuoti ant skaidulos krintančią šviesą. Pasukus B 90° kampu apskritiminės poliarizacijos kryptis pasikeis į priešingą. Toks prietaisas leidžia perduoti didesnį sukimo momentą plokštelei M nei paprastas vieno karto šviesos praėjimas pro plokštelę M. Plokštelės sukamieji svyravimai buvo stebėti per teleskopą. Jos svyravimo kampas buvo 10^{-2} rad eilės. Apskaičiavę apskritiminės poliarizacijos šviesos kurią sukimo momentą jie gavo $\sim 4 \cdot 10^{-13} \text{ N} \cdot \text{mm}$. Daugiau šio eksperimento rezultatų galima rasti [2].

Sukininio ir orbitinio momento judesio kiekio momentai taip pat buvo užregistruoti tyrinėjant šviesos poveikį dalelėms. Energija, judesio kiekis ir judesio kiekio momentas perduodamas šviesos sąveikavimo su dalele metu gali būti aprašomi sugertimi A , optine jėga F ir sukimo momentu T . Laikant, kad dalelė turi labai mažą magnetinį poliarizuojamumą α^m : $|\alpha^m| \ll |\alpha^e|$, čia α^e yra elektrinis poliarizuojamumas, galima minėtiems dydžiams užrašyti tokias lygtis [36], [40]:

$$A = g^{-1} \text{Im}(\alpha^e) W^e, \quad (54)$$

$$F = g^{-1} \left[\frac{1}{2\omega} \text{Re}(\alpha^e) \nabla W^e + \text{Im}(\alpha^e) P^e \right] \equiv F_{grad} + F_{slæg}, \quad (55)$$

$$T = g^{-1} \text{Im}(\alpha^e) S^e. \quad (56)$$



15 pav. Šviesos sukininės ir orbitinės judesio kiekio momento dalių poveikis gyvsidabrio chlorido dalelei [46].

Pirmas ir antras dėmenys (55) lygtyje atitinkamai yra gradientinė ir slėginė jėgos, indeksai „e“ viršuje reiškia atitinkamų dydžių elektrinio lauko komponentes. 15 paveikslėlyje yra pavaizduotas šviesos sūkurio sugeneruoto Beselio pluošto poveikis gyvsidabrio chlorido dalelei. (55), (56) ir (42) lygtys gerai paaiškina šiuos rezultatus. Dėl sukininio judesio kiekio momento kuriamo sukimo momento (56) dalelė sukasi aplink savo centrą. Dėl gradientinės jėgos, kuri yra proporcinga $\frac{\partial W^e}{\partial \rho}$ dalelė yra įkalinta intensyvumo maksimume, o dėl slėginės jėgos, proporcingos azimutiniam judesio kiekiui P_ϕ^e ji sukasi apskritimine trajektorija.

9. Vektorinė analizė

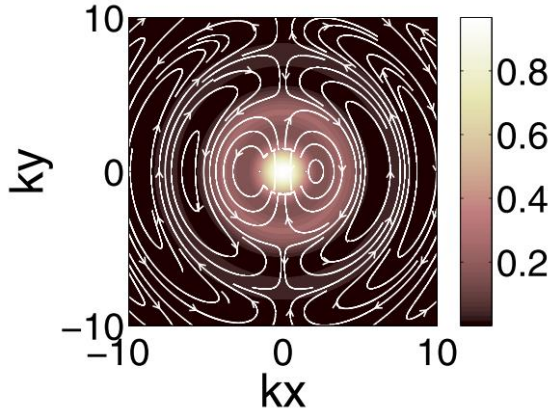
Kaip jau minėjau anksčiau apskritiminei poliarizacijai būdingos sukininio judesio kiekio momento savybės, o šviesos sūkuriai turi orbitinį judesio kiekio momentą tad parodę jog židinio taške šviesos sūkurio poliarizacija pasikeičia į apskritiminę, o topologinis krūvis sumažėja galėtumėme teigti jog vyksta tų momentų transformacija. Šis darbas yra pagrįstas vektorine kompleksinių šviesos sūkurių analize, pagal kurią radialinės arba azimutinės poliarizacijos šviesos sūkurys fukusavimo atveju židinyje pakeičia poliarizaciją į apskritiminę [41]. Galimos trys ortogonalios vektorinių pluoštų šeimos. Pirmoji aprašo išilginių bangų sklidimą ir gaunama skaičiuojant Helmholtz'o lygties sprendinio gradientą $\mathbf{U}_L = \nabla u(r)$. Kitos dvi aprašo nedifraguojančias elektromagnetines bangs, kurios yra sudarytos iš $\mathbf{U}_L$:

$$\mathbf{U}_M = \mathbf{U}_L \times \mathbf{a}, \quad \mathbf{U}_N = \frac{1}{k} \nabla \times \mathbf{U}_M, \quad (57)$$

čia $\mathbf{U}_M$ ir $\mathbf{U}_N$ atitinkamai aprašo TE ir TM poliarizacijos sprendinius $\mathbf{a}$ vektoriaus atžvilgiu. Vektoriaus $\mathbf{a}$ parinkimas priklauso nuo koordinačių sistemos pasirinkimo [41]: sferinėje simetrijoje $\mathbf{a} = R\mathbf{e}_r$, cilindrinėje – $\mathbf{a} = \mathbf{e}_z$, o Descartes'o – $\mathbf{a} = \mathbf{e}_x$ arba $\mathbf{a} = \mathbf{e}_y$.

Sufokusuoto vektorinio sūkurio skersiniai TE ir TM elektriniai laukai, kurių amplitudė yra E_0 aprašomi: $\mathbf{E}_M = E_0 \mathbf{U}_M$, $\mathbf{E}_N = E_0 \mathbf{U}_N$. Cilindrinėje koordinačių sistemoje tarus kad Reilėjaus ilgis yra begalinis ($z_0 \rightarrow \infty$) $\mathbf{U}_M$ ir $\mathbf{U}_N$ galime užrašyti [41]:

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_M &= U_0 i \alpha m \rho^{|m|-1} e^{i\alpha(|m|-1)\varphi} \mathbf{e}_\alpha, \\ \mathbf{U}_N &= U_0 i m \rho^{|m|-1} e^{i\alpha(m-1)\varphi} \mathbf{e}_\alpha, \end{aligned} \quad (58)$$



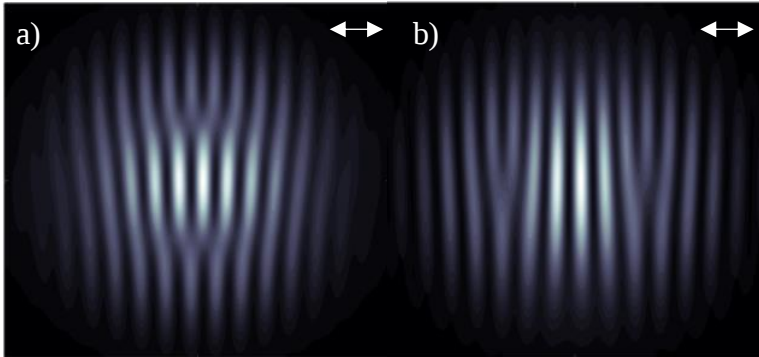
16 pav. (58) lygtimi aprašomo U_M pluošto elektrinio lauko E pasiskirstymas [41].

čia m yra topologinis krūvis, U_0 – normavimo konstanta, $\alpha = \pm 1$ yra topologinis ženklas. Kaip matome šie sprendiniai yra apskritimiškai poliarizuoti sūkuriai, kurių krūvis $l - \alpha$. $\mathbf{e}_\alpha = \mathbf{e}_\pm = \mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y$ arba cilindrinėje koordinatų sistemoje $\mathbf{e}_\alpha = \mathbf{e}_\pm = (\mathbf{e}_\rho \pm i\mathbf{e}_\varphi)e^{\pm i\varphi}$ šis narys aprašo apskritiminę poliarizaciją ir nuo jo ženklo priklauso ar ji yra kairinė ar dešininė. (58) aprašomo elektrinio lauko pasiskirstymas pavaizduotas paveikslėlyje.

Kad geriau suprasti eksperimentiškai gaunamus rezultatus (58) galime užrašyti ir tolimamjam laukui. Sferinėje koordinatų sistemoje lygtys atrodo taip [41]:

$$U_M = -U_0 \rho^{|m|+1} e^{i\alpha|m|\varphi} \mathbf{e}_\varphi, \quad (59)$$

$$U_N = U_0 \rho^{|m|+1} e^{i\alpha|m|\varphi} \mathbf{e}_\rho.$$



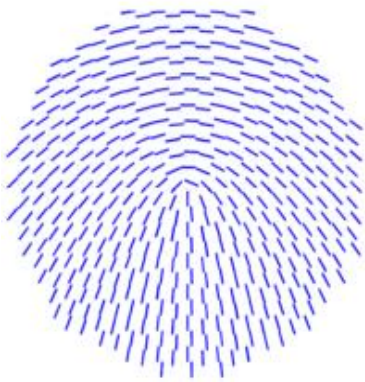
17 pav. (58) lygtimis aprašomų pluoštų, kai $m=1$ interferencijos su Gauso pluoštu, kurio poliarizacija pavaizduota paveikslėlyje vaizdai a) U_M atveju ir b) U_N atveju.

Šie sprendiniai yra azimutinis (U_M) ir radialinis (U_N) šviesos sūkuriai su topologiniu krūviu m . Svarbu paminėti tai jog perėjimas iš tolimojo lauko į artimąjį yra tolygus pluošto fokusavimui plonuojų lęšiu. Taigi eksperimentinis tokių darinių įgyvendinimas yra paprastas. Azimutinio arba radialinio sūkurio fokusavimas turėtų židinyje kurti apskritiminės

poliarizacijos LG modą. Pilną lygčių (58), (59) išvedimą galima rasti Orlov'o straipsnyje [41]. Toliau kyla klausimas koku būdu būtų galima detektuoti tokią elektrinio lauko struktūrą židinyje. Viena iš galimybių būtų stebėti sufokusuoto sūkurio interferenciją su Gauso pluoštu. Panaudojus (58) lygtis galima suskaičiuoti interferencinį vaizdą kai $|m|=1$ jis parodytas 17 paveikslėlyje. Matome 2 šakutės iš skirtingų pusių (a) atveju esančias išsidėsčiusias statmenai Gauso poliarizacijai ir (b) atveju su ja sutampančias. Pažiūrėję 16 paveikslėlį galėtume pasakyti, kad jos atsiranda intensyvumo minimumo žiede, kur elektrinio lauko vektorius nėra apibrėžtas. Sukant Gauso pluošto poliarizaciją jos turėtų sukurti aplink minimumo žiedą.

10. Poliarizacijos keitiklis iš tiesinės į azimutinę arba radialinę poliarizaciją.

Šiame darbe buvo naudojamas specialus radialinę, azimutinę poliarizaciją generuojantis keitiklis. Jis buvo pagamintas veikiant stiklo tūrį femtosekundiniais impulsais. Šio proceso metu, stikle yra formuojamos nano gardelės [42]. Jos formuojasi statmenai krintančios spinduliuotės poliarizacijai. Svarbi tokios technologijos charakteristika – galimybė valdyti šių gardelių periodą. Labiausiai jis priklauso nuo bangos ilgio, tačiau didelę įtaką taip pat turi tokie parametrai kaip impulso energija, kurią didinant periodas mažėja, bei skenavimo greitis, kurį mažinant periodas taip pat mažėja [43]. Deja, negalima parinkti itin mažo skenavimo greičio, nes šios gardelės persirašo, t.y. ant viršaus būtų galima užrašyti kitą gardelinę struktūrą nei prieš tai buvusi.



18 pav. Poliarizacijos keitiklis. Viršuje pavaizduota nano gardelės struktūra, o apačioje spalvos nurodo lėtosios ašies kryptį [42].

Jeigu gardelinės struktūros periodas yra mažesnis už krintančios į gardelę šviesos bangos ilgį, tokios struktūros gardelė yra laikoma anizotropine terpe turinčia dvejojo lūžio savybę [44]. Fazinis vėlinimas priklauso ne tik nuo skenavimo greičio ir impulso energijos, bet ir ir fokusavimo sąlygų, t.y. skaitinės apertūros. Tokia technologija leidžia kurti sudėtingas kaukes naudojamas įvairių pluoštų formavimui. Tokios kaukės pavyzdys 18 paveikslėlyje pavaizduotos struktūros pusės bangos ilgio elementas. Paveikslėlyje spalvos atitinka lėtosios ašies kryptį. Tai labai panašu į 12 paveikslėlyje pavaizduotą elementą tik ašių kitimas šiuo atveju yra tolygus. Tokio elemento poveikis poliarizacijai gali būti aprašomas pasitelkus Džounso matricą [42]:

$$M = \begin{pmatrix} \cos(\phi) & \sin(\phi) \\ \sin(\phi) & -\cos(\phi) \end{pmatrix}. \quad (60)$$

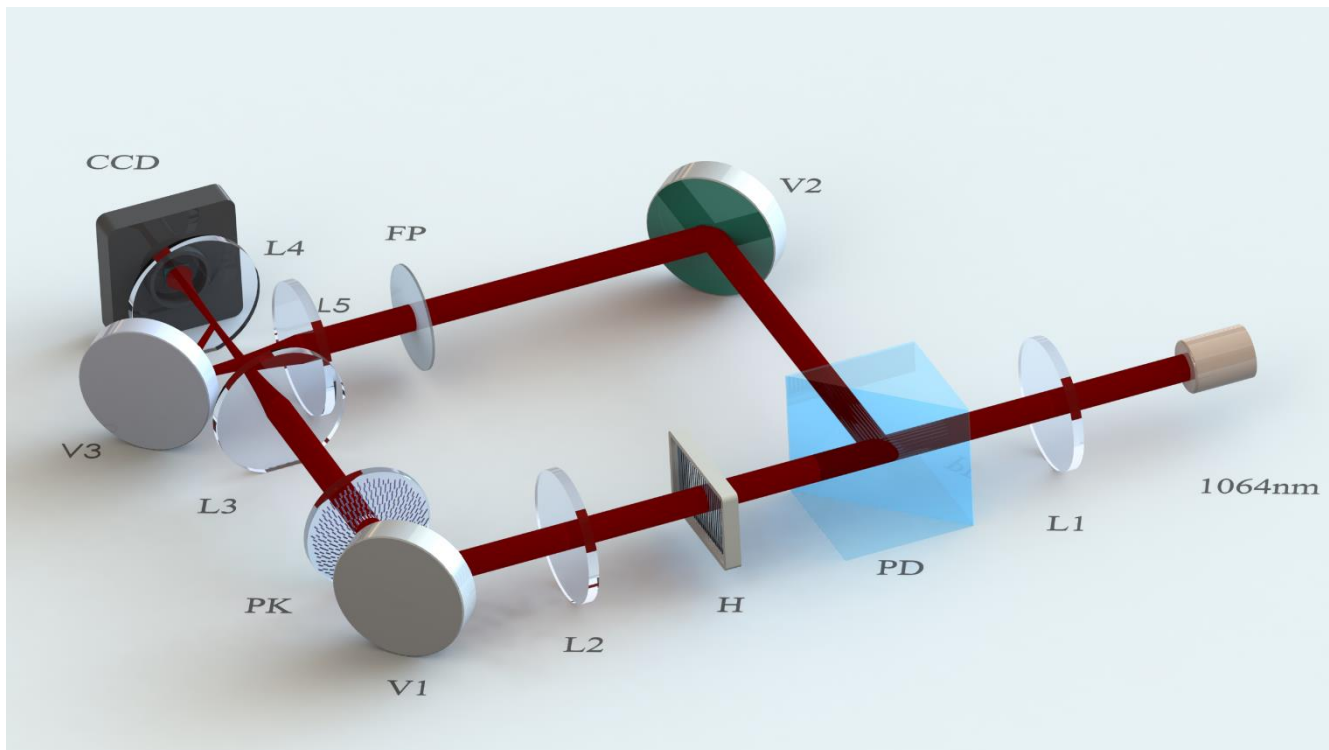
Padauginus šią matricą iš horizontalios poliarizacijos krypties gausime radialinės poliarizacijos išraišką:

$$\vec{E}_{rad} = M \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin(\phi) \\ -\cos(\phi) \end{pmatrix}. \quad (61)$$

Naudojant šį keitklį galima gauti ne tik radialinės bet ir azimutinės poliarizacijos pluoštą. Tereikia pasukti įeinančios poliarizacijos kryptį 90° kampą. Jeigu būtų naudojama apskritiminė poliarizacija, jo išėjime gautumėme šviesos sūkurį. Didžiausias šio elemento privalumas, jog juo gaunama aukšto poliarizacijos laipsnio azimutinė arba radialinė poliarizacija ir nereikia naudoti papildomų metodų nepageidaujamoms modams filtruoti.

11. Eksperimentas ir rezultatai.

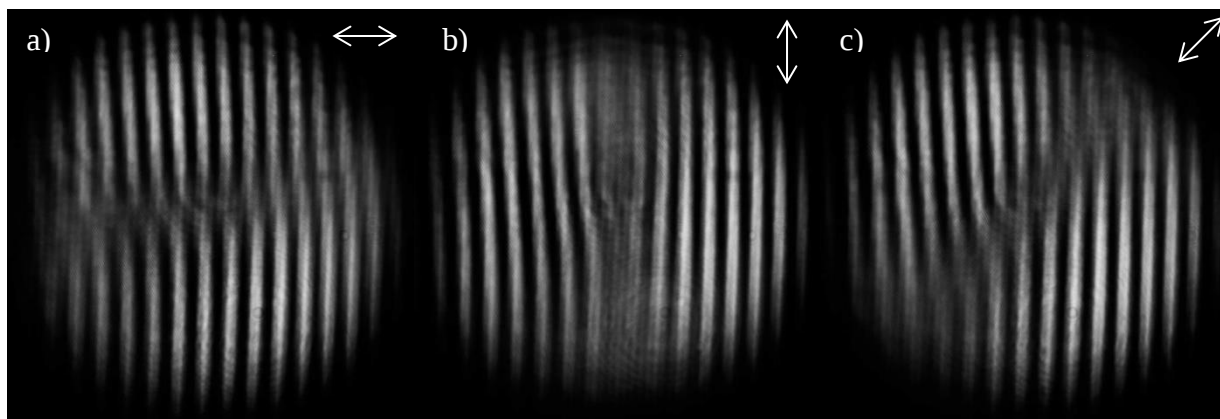
Eksperimentas buvo vykdomas keliais etapais. Iš pradžių reikėjo įsitikinti ar turima eksperimentinė bazė tinkama sukurti su azimutine ir radialine poliarizacija formavimui, o tai sužinojus tokios poliarizacijos sukurius fokusuoti ir stebėti struktūrinius pakitimus. Eksperimento schema pavaizduota 19 paveikslėlyje. Buvo naudojamas diodinio kaupinimo Nd:IAG (bangos ilgis 1064nm) lazeris,



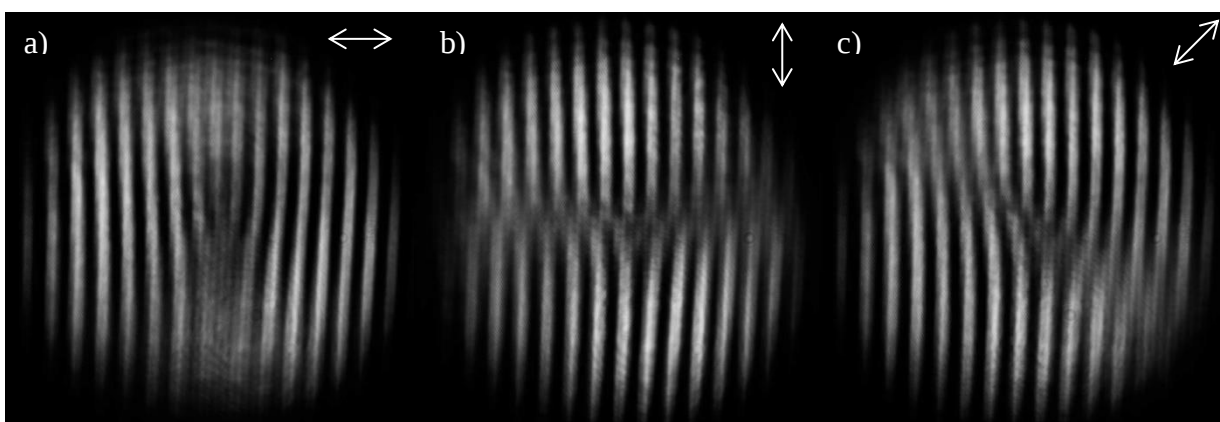
19 pav. Sūkurių generavimo, jo poliarizacijos keitimo bei fokusavimo eksperimentinė schema generuojantis $\sim 1,5$ ns trukmės, TEM_{00} modos impulsus. Pirmiausia pluoštas buvo sukolimuotas lęšiu L1 ir naudojant pluošto daliklį padalintas į dvi atskiras šakas: signalinę (H, L2, V1, PK, L3) ir atraminę (V2, FP, L5). Galiausiai abiejuose atšakose suformuotos spinduliuotės buvo sutapatamos erdvėje ir laike ir lęšiu L4 ant CCD kameros suformuojamas pluoštų interferencijos atvaizdas.

Signalinėje šakoje, panaudojus kompiuteriu sugeneruotą hologramą (H) su $230\mu\text{m}$ juostelių periodu, buvo sukurtas tiesinės poliarizacijos $m = +1$ topologinio krūvio šviesos sūkurys (LG_{10}). Po to jis sukolimuojamas lęšiu L2 ir nukreipiamas į praeitame skyriuje minėtą poliarizacijos keitiklį, kuris pakeičia sūkurių poliarizaciją iš tiesinės į radialinę arba azimutinę, priklausomai nuo tiesinės poliarizacijos krypties keitiklio atžvilgiu. Praėjęs šį elementą pluoštas išlaiko savo sūkurinį bangos frontą. Toliau radialinės arba azimutinės poliarizacijos sūkurys fokusuojamas $f=20\text{cm}$ (L3) lęšiu pastatytu židinio nuotolio atstumu nuo poliarizacijos keitiklio. Atraminėje šakoje buvo pastatyta $\lambda/2$ fazinė plokštelė (FP), reikalinga Gauso pluošto poliarizacijai sukurti, ir $f = 20\text{cm}$ lęšis (L5), kuris

reikalingas bangos fronto kreivumui kompensuoti. Galiausiai veidrodis V3 nukreipia atraminį pluoštą į signalinę šaką CCD kameros kryptimi.



20 pav. Azimutinės poliarizacijos sūkurių interferencija su Gauso pluoštu, kai Gauso pluošto poliarizacija pakreipta kaip rodo rodyklės a) 0° , b) 90° , c) 45°



21 pav. Radialinės poliarizacijos sūkurių interferencija su Gauso pluoštu, kai Gauso pluošto poliarizacija pakreipta kaip rodo rodyklės a) 0° , b) 90° , c) 45°

Pirmojoje eksperimento dalyje buvo stebimi nefokusuoto sūkurių interferencijos su atraminiu Gauso pluoštu vaizdai. Šiuo atveju lęšiai L3 ir L5 sudarė $4f$ atvaizdavimo sistemą, kuria atvaizduojamas iškart už poliarizacijos keitiklio esantis pluoštas. Lęšis L3 buvo pastatytas $2f$ atstumu nuo poliarizacijos keitiklio ir tokiu būdu $2f$ atstumu nuo lęšio yra suformuojamas apverstas iškart už poliarizacijos keitiklio esantis vaizdas. Šiuo atveju lęšių židinio nuotoliai buvo parinkti ilgesni ($f=30$), kad būtų lengviau mažesniu kampų suvesti abu pluoštus ir gauti didesnio periodo interferencines juosteles. Interferenciniai vaizdai buvo matuojami sukant atraminio pluošto tiesinės poliarizacijos kryptį. Gauti rezultatai pavaizduoti 20 ir 21 paveikslėliuose.

Visuose paveikslėliuose centre matome juostelių išsišakojimą, panašų į tą, kuris pavaizduotas 11 paveikslėlyje. Tai parodo jog signaliniame kanale esantis pluoštas turi helikoidinį bangos frontą– yra

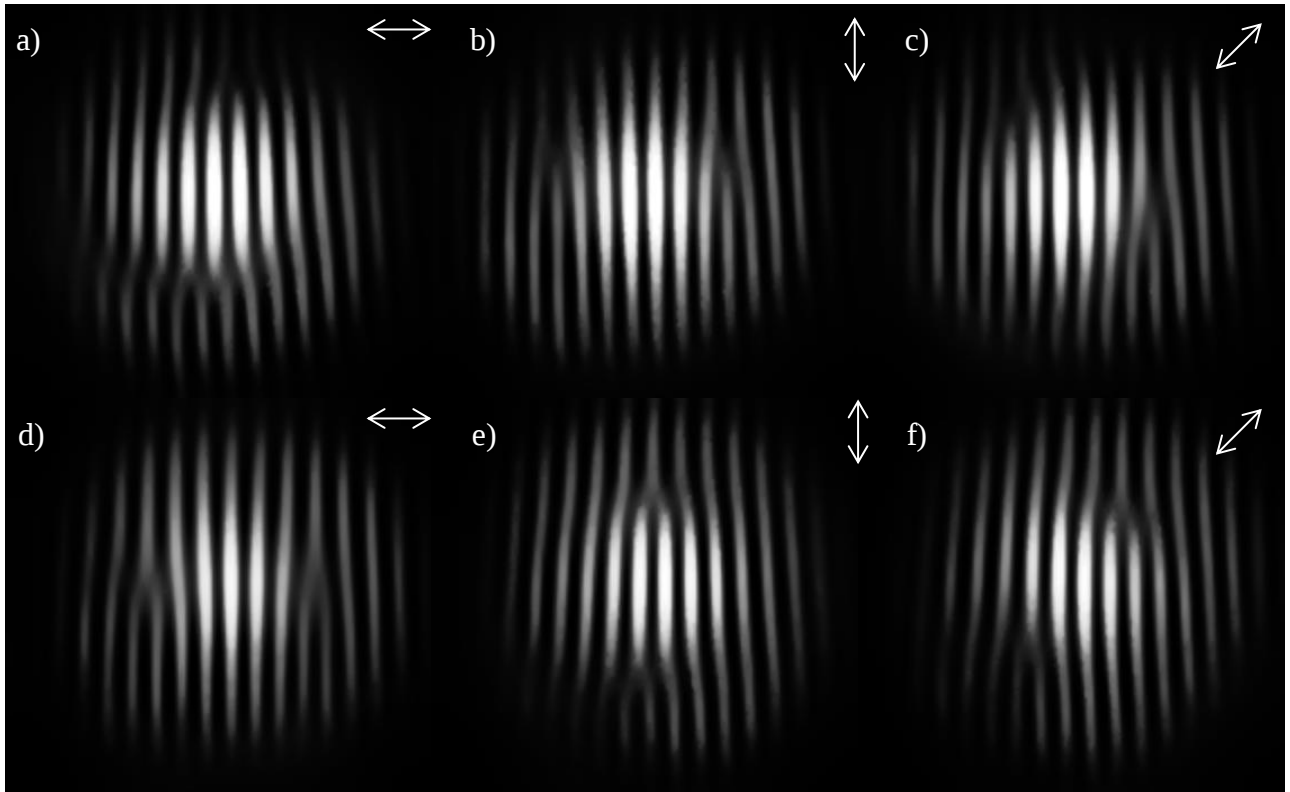
sūkurys. Taip pat rezultatuose matoma mažesnio intensyvumo juostos nusidriekiančios skersai interferencinio vaizdo. Pagal ją galime nustatyti sūkurio poliarizaciją naudojant toliau paaiškintą metodiką. 9 paveikslėlyje pavaizduotas radialinės ir azimutinės poliarizacijų išskyrimas į komponentes. Komponentės, kurių elektrinio vektoriaus svyravimo kryptis sutampa su Gauso pluošto tiesinės poliarizacijos kryptimi interferuos ir juostelių intensyvumas priklausys nuo fazių skirtumo:

$$I_{||} \sim E_1 E_2 (1 + \cos \delta), \quad (62)$$

čia δ yra fazių skirtumas rekombinacijos taške. Tuo tarpu komponentės, kurių elektriniai laukai yra statmeni Gauso pluošto poliarizacijai interferuos taip, kad juostelių intensyvumas nepriklausys nuo fazių skirtumo:

$$I_{\perp} \sim E_1 E_2. \quad (63)$$

Iš interferencinių vaizdų galime pasakyti jog interferavusi lygiagreti Gauso pluošto poliarizacijai komponentė turi mišraus tipo dislokacijas. Matome šakutę viduryje ir π fazės poslinkį atskirtą interferencinių juostelių pasislinkimu. Sukant atraminio pluošto poliarizaciją matome kad sraigtinė dislokacija lieka vietoje, o kraštinė sukasi. Taigi, žinodami atraminio pluošto poliarizacijos kryptį galime pasakyti ar sūkurys yra azimutinės ar radialinės poliarizacijos.



22 pav. a), b), c) sufokusuoto azimutinio sūkurio interferencija su sufokusuotu Gauso pluoštu, d), e), f) sufokusuoto radialinio sūkurio interferencija su sufokusuotu Gauso pluoštu. Gauso pluošto poliarizacijos kryptį nurodo rodyklės.

Antroje eksperimento dalyje sūkurys ir Gauso pluoštas buvo fokusuojami lęšiais L3 (esančiu 1f atstumu nuo poliarizacijos keitiklio) ir L5 (esančiu 1f atstumu nuo sūkurio fokuso taško). Šis židinio taškas buvo padidintas lęšiu L4 kurio $f=11\text{mm}$. Sukant atraminio pluošto poliarizacijos kryptį buvo registruojami interferenciniai vaizdai. Gauti rezultatai pavaizduoti 22 paveikslėlyje. Abiejais atvejais matome, kad susiformuoja dvi šakutės. Azimutinio sūkurio atveju šakutės matomos statmenai atraminio pluošto poliarizacijai, o radialinio sūkurio atveju išilgai atraminio pluošto poliarizacijai. Šie rezultatai sutampa su teoriniais pavaizduotais 17 paveikslėlyje. Šakutės formuojasi intensyvumo minimume todėl galime sakyti jog stebime LG_{10} modą, kurios azimutinis indekas yra 0, o radialinis 1. Kaip žinome sūkurius aprašo LG modos turinčios azimutinį indeksą ne didesnį nei 0, vadinasi stebima sufokusuoto pluošto struktūra nebėra šviesos sūkurys. Iš judesio kiekio momento tvermės dėsnio žinome, kad bendras judesio kiekio momentas išlieka tas pats tik persiskirsto tarp sukininės ir orbitinės dalių. Taigi sūkurių pernešamas orbitinis judesio kiekio momentas perėjo į sukinį, kuris elektromagnetinėse bangose reiškia apskritiminę poliarizaciją.

12. Rezultatai ir išvados

Naudojant kompiuteriu sugeneruotą hologramą buvo suformuotas tiesinės poliarizacijos šviesos sūkurys. Radialinės ir azimutinės poliarizacijos šviesos sūkuriai buvo formuojami pasitelkus specializuotą nanogardelinį poliarizacijos keitiklį. Sufokusuoti sūkuriai buvo tiriami interferencijos su atraminiu Gauso pluoštu metodu.

Pirmajame eksperimento etape atlikta suformuotų šviesos darinių analizė parodo, kad naudojama eksperimentinė bazė yra tinkama radialinės ir azimutinės poliarizacijos šviesos sūkurių formavimui.

Antrajame eksperimento etape analizuojant sufokusuotų radialinio ir azimutinio sūkurių interferencinius vaizdus buvo parodyta, kad šie vaizdai gerai atitinka pagal kompleksinę vektorinių sūkurių teoriją sumodeliuotus rezultatus, kurie numato orbitinio judesio kiekio momento transformaciją į sukininį judesio kiekio momentą.

13. Literatūros sąrašas

- [1] J. H. Poynting, „The Wave Motion of a Revolving Shaft, and a Suggestion as to the Angular Momentum in a Beam of Circularly Polarised Light“, *Proc. R. Soc. London*, **A82**, 557, 560 (1909).
- [2] R. A. Beth, „Mechanical detection and measurement of the angular momentum of light“, *Phys. Rev.*, **50**, 2, 115 (1936).
- [3] H. Rubinsztein-dunlop, A. Forbes, M. V Berry, M. R. Dennis, D. L. Andrews, M. Mansuripur, C. Denz, C. Alpmann, P. Banzer, ir T. Bauer, „Roadmap on structured light“, *J. Opt.*, **19**, 1 (2017).
- [4] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, ir J. P. Woerdman, „Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes“, *Phys. Rev. A*, **45**, 11, 8185 (1992).
- [5] J. F. Nye ir M. V. Berry, „Dislocations in Wave Trains“, *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **336**, 1605, 165 (1974)
- [6] M. S. Soskin, V. Gorshkov, M. Vasnetsov, J. Malos, ir N. Heckenberg, „Topological charge and angular momentum of light beams carrying optical vortices“, *Phys. Rev. A*, **56**, 5, 4064 (1997).
- [7] Q. Zhan, „Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications“, *Adv. Opt. Photonics*, **1**, 1, 1–57 (2009).
- [8] S. Feng ir H. G. Winful, „Physical origin of the Gouy phase shift.“, *Opt. Lett.*, **26**, 8, 485 (2001).
- [9] M. W. Beijersbergen, R. P. C. Coerwinkel, M. Kristensen, ir J. P. Woerdman, „Helical-Wave-Front Laser-Beams Produced With a Spiral Phaseplate“, *Opt. Commun.*, **112**, 5–6, 321 (1994).
- [10] S. S. R. Oemrawsingh, J. A. W. van Houwelingen, E. R. Eliel, J. P. Woerdman, E. J. K. Verstegen, J. G. Kloosterboer, ir G. W. 't Hooft, „Production and characterization of spiral phase plates for optical wavelengths“, *Appl. Opt.*, **43**, 3, 688 (2004).
- [11] R. K. Tyson, M. Scipioni, ir J. Viegas, „Generation of an optical vortex with a segmented deformable mirror“, *Appl. Opt.*, **47**, 33, 6300 (2008).
- [12] N. R. Heckenberg, R. McDuff, C. P. Smith, ir A. G. White, „Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms“, *Opt. Lett.*, **17**, 3, 221 (1992).
- [13] N. R. Heckenberg, R. McDuff, C. P. Smith, H. Rubinsztein-Dunlop, ir M. J. Wegener, „Laser beams with phase singularities“, *Opt. Quantum Electron.*, **24**, 9, 951 (1992).
- [14] M. W. Beijersbergen, L. Allen, H. E. L. O. van der Veen, ir J. P. Woerdman, „Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum“, *Opt. Commun.*, **96**, 1–3, 123 (1993).
- [15] Z. Zhang, Z. You, ir D. Chu, „Fundamentals of phase-only liquid crystal on silicon (LCOS) devices“, *Light Sci. Appl.*, **3**, 10, 213 (2014).

- [16] Y. Jin, O. J. Allegre, W. Perrie, K. Abrams, J. Ouyang, E. Fearon, S. P. Edwardson, ir G. Dearden, „Dynamic modulation of spatially structured polarization fields for real-time control of ultrafast laser-material interactions“, *Opt. Express*, **21**, 21, 25333 (2013).
- [17] A. M. Yao ir M. J. Padgett, „Orbital angular momentum: origins, behavior and applications“, *Adv. Opt. Photonics*, **3**, 2, 161 (2011).
- [18] I. V. Basistiy, M. S. Soskin, ir M. V. Vasnetsov, „Optical wavefront dislocations and their properties“, *Opt. Commun.*, **119**, 5–6, 604 (1995).
- [19] P. Kurzynowski, M. Borwinska, ir J. Masajada, „Optical vortex sign determination using self-interference methods“, *Opt. Appl.*, **40**, 1, 165–175 (2010).
- [20] D. Pohl, „Operation of a ruby laser in the purely transverse electric mode TE 01“, *Appl. Phys. Lett.*, **20**, 7, 266 (1972).
- [21] J.-F. Bisson, J. Li, K. Ueda, ir Y. Senatsky, „Radially polarized ring and arc beams of a neodymium laser with an intra-cavity axicon“, *Opt. Express*, **14**, 8, 3304 (2006).
- [22] Y. Kozawa ir S. Sato, „Generation of a radially polarized laser beam by use of a conical Brewster prism.“, *Opt. Lett.*, **30**, 22, 3063 (2005).
- [23] V. G. Niziev, R. S. Chang, ir a V Nesterov, „Generation of inhomogeneously polarized laser beams by use of a Sagnac interferometer.“, *Appl. Opt.*, **45**, 33, 8393 (2006).
- [24] Q. Zhan ir J. R. Leger, „Microellipsometer with radial symmetry.“, *Appl. Opt.*, **41**, 4630, (2002).
- [25] Q. Zhan ir J. R. Leger, „Interferometric measurement of the geometric phase in space-variant polarization manipulations“, *Opt. Commun.*, **213**, 4–6, 241 (2002).
- [26] G. Machavariani, Y. Lumer, I. Moshe, A. Meir, ir S. Jackel, „Spatially-variable retardation plate for efficient generation of radially- and azimuthally-polarized beams“, *Opt. Commun.*, **281**, 4, 732 (2008).
- [27] R. Dorn, S. Quabis, ir G. Leuchs, „Sharper Focus for a Radially Polarized Light Beam“, *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 23, 233901 (2003).
- [28] M. R. Beversluis, L. Novotny, ir S. J. Stranick, „Programmable vector point-spread function engineering“, *Opt. Express*, **14**, 7, 2650 (2006).
- [29] S. Ngcobo, I. Litvin, L. Burger, ir A. Forbes, „A digital laser for on-demand laser modes“, *Nat. Commun.*, **4**, May, 1–6 (2013).
- [30] A. Hussain, J. L. Martinez, ir J. Campos, „Holographic superresolution using spatial light modulator“, *J. Eur. Opt. Soc. Rapid Publ.*, **8**, 13007 (2013).
- [31] J. P. Torres ir L. Torner, *Twisted Photons: Applications of Light with Orbital Angular Momentum*.

WILEY-VCH 2011.

- [32] K. Y. Bliokh ir F. Nori, „Transverse and longitudinal angular momenta of light“, *Phys. Rep.*, **592**, 1–38 (2015).
- [33] M. V. Berry, „Optical currents“, *J. Opt. A Pure Appl. Opt.*, **11**, 9, 94001 (2009).
- [34] M. Berry, „Paraxial beams of spinning light“, *Proc. SPIE*, **3487**, 3, 6 (1998).
- [35] A. Bekshaev, K. Y. Bliokh, ir M. Soskin, „Internal flows and energy circulation in light beams“, *J. Opt.*, **13**, 5, 53001 (2011).
- [36] K. Y. Bliokh, A. Y. Bekshaev, ir F. Nori, „Extraordinary momentum and spin in evanescent waves“, *Nat. Commun.*, **5**, 3300 (2014).
- [37] K. Y. Bliokh, J. Dressel, ir F. Nori, „Conservation of the spin and orbital angular momenta in electromagnetism“, *New J. Phys.*, **16**, 93037 (2014).
- [38] K. Y. Bliokh, F. J. Rodríguez-Fortuño, F. Nori, ir A. V. Zayats, „Spin-orbit interactions of light“, *Nat. Photonics*, **9**, December, 796 (2015).
- [39] K. Y. Bliokh, M. A. Alonso, E. A. Ostrovskaya, ir A. Aiello, „Angular momenta and spin-orbit interaction of nonparaxial light in free space“, *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, **82**, 6, 63825 (2010).
- [40] K. Y. Bliokh, Y. S. Kivshar, ir F. Nori, „Magnetolectric effects in local light-matter interactions“, *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 3, 33601, (2014).
- [41] S. Orlov ir P. Banzer, „Vectorial complex-source vortex beams“, *Phys. Rev. A*, **90**, 2, 23832 (2014).
- [42] M. Beresna, M. Gecevičius, ir P. G. Kazansky, „Polarization sensitive elements fabricated by femtosecond laser nanostructuring of glass [Invited]“, *Opt. Mater. Express*, **1**, 4, 783 (2011).
- [43] W. J. Yang, E. Bricchi, P. G. Kazansky, J. Bovatsek, ir A. Y. Arai, „Self-assembled periodic sub-wavelength structures by femtosecond laser direct writing“, *Opt. Express*, **14**, 21, 10117 (2006).
- [44] H. Kikuta, Y. Ohira, ir K. Iwata, „Achromatic quarter-wave plates using the dispersion of form birefringence.“, *Appl. Opt.*, **36**, 7, 1566 (1997).
- [45] K. Regelskis, „Sudėtingų erdvių šviesos darinių netiesinių virsmų tyrimas“, daktaro disertacija, Vilniaus Universitetas (2005).
- [46] V. Garcés-Chávez, D. McGloin, M. J. Padgett, W. Dultz, H. Schmitzer, ir K. Dholakia, „Observation of the Transfer of the Local Angular Momentum Density of a Multiringed Light Beam to an Optically Trapped Particle“, *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 9, 93602 (2003).
- [47] P. Slevas, S. Orlov, V. Smilgevičius „Conversion of Orbital-to-Spin Angular Momentum of Light

Under Focusing: Theoretical Analysis and Experimental Verification“, *Open Readings* (2017)

ŠVIESOS SŪKURIŲ ORBITINIO MOMENTO TRANSFORMACIJA Į SUKININĮ MOMENTĄ

Santrauka

Šviesos sūkurių yra įdomūs tuo, jog pluošto centre turi neapibrėžtą fazę, o aplink šį neapibrėžtumą fazė kinta spiraline forma. Jiems būdinga išskirtinė savybė – pernešti orbitinį judesio kiekio momentą. Apskritiminės poliarizacijos pluoštai turi šiek tiek kitokią savybę pernešti sukininį judesio kiekio momentą. Nepaisant to, kad abu šie dydžiai priklauso judesio kiekio momentui, jų fizikinės savybės skiriasi. Šiame darbe pateikiami šviesos sūkurių formavimo ir analizavimo metodai, pristatomi pluoštai turintys radialinę ir azimutinę poliarizacijas, bei šių pluoštų formavimo būdai. Čia taip pat supažindinama su šviesos judesio kiekio momentu bei jo išskyrimu į orbitinę ir sukininę dalis. Tam tikromis aplinkybėmis galima tikėtis orbitinės ir sukininės dalių tarpusavio sąveikos. Viena iš jų yra pluoštų fokusavimas. Šio eksperimento metu buvo sugeneruotas tiesinės poliarizacijos $m=+1$ topologinio krūvio šviesos sūkurys ir jo poliarizacija keista į azimutinę arba radialinę naudojant specializuotą nanogardelinį poliarizacijos keitiklį. Šie sūkurių buvo fokusuojami ir analizuojami interferencijos su atraminiu Gauso pluoštu metodu. Eksperimento rezultatai leidžia teigti, kad panaudotomis sąlygomis vyksta orbitinio judesio kiekio momento transformacija į sukinį judesio kiekio momentą.

TRANSFORMATION OF ORBITAL ANGULAR MOMENTUM TO SPIN ANGULAR
MOMENTUM OF OPTICAL VORTICES

Summary

An optical vortex has an interesting property of undefined phase singularity in the middle of the beam around which it has a spiral phase wave front. They have a unique feature to carry orbital angular momentum. Light of circular polarization has a different quality of carrying spin angular momentum. Despite the fact that both of these quantities are a form of angular momentum, their physical properties are not the same. In this work, I present methods for light vortices formation and analysis. I also present light beams of inhomogeneous polarization and their generation methods and most importantly I provide an introduction to angular momentum of light and its' properties which can be divided into spin and orbital parts. It can be expected that some kind of spin-orbit interaction may occur under certain circumstances. One of those occasions is a tight focusing of optical fields. In this experiment, a light vortex with a topological charge of $m=+1$ and linear polarization was formed and its polarization was converted to azimuthal or radial using a specialize polarization converter. Then these vortices were focused and analyzed using an interference with a reference Gaussian beam. The results show that a transformation from orbital angular momentum to spin angular momentum occurs under these conditions.