

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
LAZERINIŲ TYRIMŲ CENTRAS

Justas Berškys

FOTONINIO RATO SĄVEIKOS SU CHIRALINIAIS NANODALELIŲ KLASTERIAIS
TYRIMAS

Magistro baigiamasis darbas

(studijų programa – LAZERIŲ FIZIKA IR OPTINĖS TECHNOLOGIJOS)

Studentas	Justas Berškys
Darbo vadovas	vyriaus. m. d. Sergejus Orlovas
Konsultantas	prof. habil. dr. Kęstutis Staliūnas
Recenzentas	doc. dr. Aidas Matijošius
Centro direktorius	doc. dr. Aidas Matijošius

Vilnius 2020

Turinys

Įvadas	1
1 Literatūros apžvalga	4
1.1 Fotoninis ratas	4
1.2 Sukininis ir orbitinis šviesos judesio kiekio momentas	5
1.3 Elektromagnetinių laukų fokusavimas	5
1.4 Vektoriniai bangos lygties sprendiniai	8
1.5 Sklaida nuo sferos	9
1.6 Taikymas Mie skaidlai	10
1.7 Keleto sferų sklaidos metodas	11
2 Tyrimo metodai	13
2.1 TEM pluošto modulio skleidimas vektorinėmis sferinėmis harmonikomis	13
2.2 Standartinio TEM pluošto skleidimas vektorinėmis sferinėmis harmonikomis	17
3 Rezultatai ir jų aptarimas	19
3.1 Fotoninių ratų intensyvumų skirstiniai	19
3.1.1 „Paukščio“ skirstinio pluoštas	20
3.1.2 „Šypsenėlės“ skirstinio pluoštas	20
3.2 Pluošto judesio kiekio momentas	22
3.3 Fotoninio rato sąveika su viena dalele	24
3.4 Chiraliskumas	26
3.5 Fotoninio rato sąveika su klasteriu	28
3.5.1 Fotoninio rato sąveika su homogeniniu klasteriu	30
3.5.2 Fotoninio rato sąveika su heterogeniniu klasteriu	30
Išvados	30
Literatūros sąrašas	34
Santrauka	36
Summary	37

Įvadas

Viena iš sparčiai besivystančių mokslo šakų yra nanodalelių ir metamedžiagų, sudarytų iš nanostruktūrų sąveikos su elektromagnetinėmis ar akustinėmis bangomis, tyrimai. Dar 1908-aisiais metais Gustavas Mie suformulavo pirmąją teoriją, [1] aprašančią plokščios bangos sklaidą nuo sferinės dalelės. Daleles apšviečiančio pluošto forma bei sąsmaukos dydis yra stipriai susiję su paties pluošto poliarizacija [2, 3], todėl lyginant su plokščia banga, vektoriniai aštriai fokusuoti pluoštai sulaukia vis didesnio susidomėjimo. Vienas iš įdomių ir unikalių savybių turinčių pluoštų, yra fotoninis ratas [4]. Šis pluoštas pasižymi tuo, kad judesio kiekio momento kryptis yra statmena pluošto sklidimo kryptiai.

Tokie ir panašūs pluoštai yra pritaikomi fluorescencinėje spektroskopijoje, nagrinėjant molekulių sąveiką tirpaluose, ir vienos mokinulės kinetikai [5]. Taip pat, aštriai fokusuoti pluoštai yra panaudojami konfokalinėje mikroskopijoje ir duomenų įrašymui optinėse laikmenose. Dar vienas iš pritaikymo pavyzdžių yra optiniai pincetai. Sufokusuotu lazerio pluoštu galima patalpinti dalelę į spastus bei taip ją valdyti ir pozicionuoti. Už šį atradimą 2018-aisiais metais Artūriui Aškinui (angl. *Arthur Ashkin*) suteikta Nobelio premija. Pasitelkus fotoninio rato pluoštus dalelių manipuliacijai, būtų pridėtas papildomas laisvės laipsnis, daleles pasukti apie statmeną pluošto sklidimui ašį.

Norint pilnai suprasti fokusuotos šviesos sąveiką su nano-objektais, pirmiausia reikėtų tą šviesą aprašyti per vektorines sferines harmonikas [6]. Nano-objektų atsakas į krentančią šviesą gali būti išreikštas atskirais multipolių komponentais [7]. Dipoliniai komponentai dažniausiai yra patys stipriausi ir dominuojantys, tačiau net ir tokie objektai kaip meta-atomai jaučia kvadrupolinius ar aukštesnių eilių sužadinius [8, 9]. Sąveika su didesniais objektais, kurie aprašyti T-matrica [10], gali būti dekonstruoti į skirtingus multipolius. Be viso to, pasitelkiant šį modelį laukas gali būti efektyviai suskaičiuotas ir lęšio židinyje [11].

Šio darbo tikslai:

1. Susipažinti su skaliarinių multipolių poslinkio teoremomis;
2. Išnagrinėti literatūroje žinomus vektorinių multipolių poslinkių atvejus;
3. Skaitmeniškai sumodeliuoti vektorinių fotoninio rato tipo pluoštų aprašymą per sferines harmonikas;
4. Detaliai aprašyti vektorinių fotoninio rato tipo pluoštų sąveiką su sferinėmis dalelėmis;
5. Išnagrinėti pavienių meta-atomų sąveiką su fotoninio rato tipo pluoštais.

Su studento mokslinė veikla susiję pranešimai konferencijose:

1. S. Orlovas, J. Berškys. „Vector spherical harmonics representation of vector complex source beams carrying vortices“. *Physical Review A*, priimtas po pataisymų.
2. S. Orlov, J. Berškys, K. Laurinavičius. „Investigation of geometrical phase elements based on chiral and birefringent clusters of nanoparticles using closed-form Mie theory of vector complex source vortices“. *Days on Diffraction 2020*, 2020 m. gegužės 25-29 d. Sankt Peterburgas, Rusija.
3. K. Laurinavičius, J. Berškys, S. Orlovas. „Tailoring response of a cluster of nanoparticles on a substrate and its application for design of geometrical phase elements“. *SPIE Photonics West 2020*, 2020 m. vasario 3-7 d. San Franciskas, JAV.
4. J. Berškys, K. Laurinavičius, S. Orlovas. „Closed-form analytical Mie theory of vector complex source vortices“. *SPIE Photonics West 2020*, 2020 m. vasario 3-7 d. San Franciskas, JAV.
5. J. Berškys, K. Laurinavičius, S. Orlovas. „Analytical Mie Theory of Vector Complex Source Vortices and its Application for the Investigation of Planar Chiral Structures“. *CLEO/EUROPE-EQEC*, 2019 m. birželio 23-27 d. Miunchenas, Vokietija.
6. Justas Berškys, Sergejus Orlovas. „Highly Focused Vector Complex Source Beams and their Interaction with Clusters of Nanoparticles“. *OpenReadings 2019*, 2019 m. Kovo 19-22 d., Vilnius, Lietuva.
7. K. Laurinavičius, J. Berškys, S. Orlovas. „Geometrical phase elements based on clusters of nanoparticles deposited on a glass substrate“. *E-MRS IUMRS ICAM Spring Meeting*, 2019 m. gegužės 27-31 d. Nica, Prancūzija.
8. J. Berškys, K. Laurinavičius, S. Orlovas. „Investigation of Chiral Response in Nanoparticle Clusters using T-matrix Method“. *FizTech2018*, 2018 m. spalio 17-18 d., Vilnius, Lietuva.
9. K. Laurinavičius, J. Berškys, S. Orlovas. „Investigation of Interaction between Vectorial Complex-Source Beams and Nanoparticles“. *FizTech2018*, 2018 m. spalio 17-18 d., Vilnius, Lietuva.

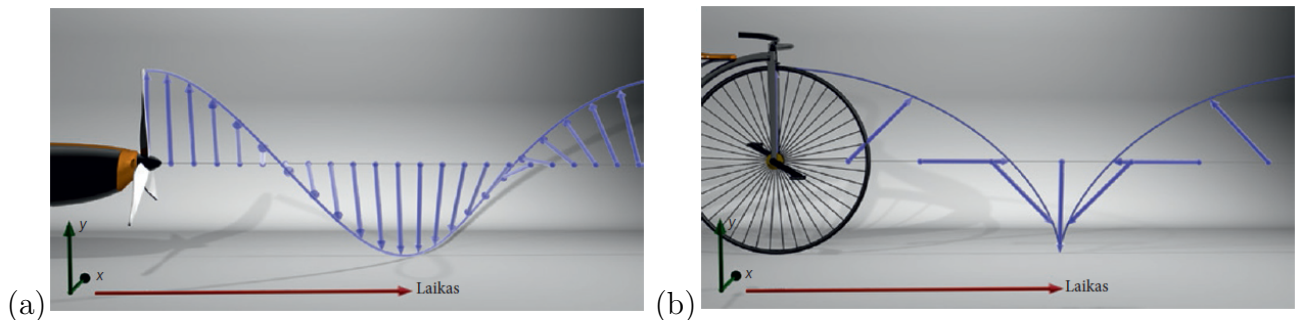
1 Literatūros apžvalga

Šiame skyriuje yra apžvelgiama teorinė medžiaga, leidžianti skaitytojui įsigilinti į fotoninio rato sąveikos su dalelių klasteriu skaičiavimą. Pirmiausia aptariami dydžiai bei fizikiniai parametrai, susiję su šviesos lauko aprašymu, vėliau yra aprašoma šio lauko sąveikos skaičiavimo metodika su dalelių klasteriu.

1.1 Fotoninis ratas

besisukantys objektai, tokie kaip važiuojančio dviračio ratas ar skrendančio lėktuvo propeleris, turi abiems būdingą bei labai svarbią savybę - kiekybinę objekto charakteristiką, judesio kiekio momentą \mathbf{J} . Nors abu objektai sukasi, tačiau dviračio ratas besisukdamas pasižymi judesio kiekio momentu, statmenu važiavimo kryptčiai. Taip yra todėl, kad rato sukimosi plokštumos vektorius yra statmenas judėjimo kryptčiai. O besisukantis lėktuvo propeleris pasižymi judesio kiekio momentu nukreiptu judėjimo krypttimi. Šie pavyzdžiai parodo, kad objektams, kurie turi masę, judesio kiekio momentas gali būti tiek išilginis, tiek skersinis.

Kalbant apie bangines sistemas, kurios neturi rimties masės, tokios kaip šviesa, judesio kiekio momento galimybės yra kiek ribotos. Yra žinoma, kad fotonas, esantis plokščioje bangoje, turi apibrėžtą judesio kiekį \mathbf{p} ir gali turėti judesio kiekio momentą, tik kolinearų judesio kiekiui \mathbf{p} . Fotonai gali turėti ir išilginį orbitinį judesio kiekio momentą (OAM), kurį nulemia fazinis pluošto frontas, ir išilginį sukimosi judesio kiekio momentą (SAM), kurį nulemia pluošto poliarizacija. Taigi, švesa yra labiau panaši į besisukantį propelerį, nei į važiuojančio dviračio ratą. Būseną, kuomet pluoštas turi tik skersinį judesio kiekio momentą nėra uždrausta, ji pirmą kartą eksperimentiškai demonstruota ir aprašyta P.Banzer et al. [12]. Tokia šviesos būseną pavadinta fotoniniu ratu. Jeigu tokia pluošte patalpintume dalelę, ją galėtume sukėti apie ašį statmeną optinei ašiai.



1 pav. Elektrinio lauko kuriamo sukulinio judesio kiekio momento palyginimas. Dalyje (a) elektrinio lauko vektorius sukasi apie judėjimo ašį, taip atkartodamas propelerio judėjimą ir kurdamas išilginį sukulinį judesio kiekio momentą. Dalyje (b) elektrinis laukas atkartoja dviračio stipino judėjimą ratui sukantis ir taip kuria skersinį judesio kiekio momentą. Mėlynos strėlytės žymi elektrinio lauko \mathbf{E} kryptį [13].

1.2 Sukininis ir orbitinis šviesos judesio kiekio momentas

Šviesa yra elektromagnetinės bangos, kurių aprašymą Džeimsas Klerkas Maksvelas suformulavo jau daugiau nei prieš šimtmetį. Fizikiniai šių lygčių sprendiniai yra bangos, kurios apibūdinamos tvėringais dydžiais, tokiais, kaip trimis judesio kiekio sandais ar trimis judesio kiekio momento sandais [14]. Šiame darbe aktualus dydis yra judesio kiekio momentas $\mathbf{j} = \mathbf{j}_s + \mathbf{j}_o = \mathbf{s} + \mathbf{l}$, čia \mathbf{j}_s ir \mathbf{j}_o atitinkamai yra sukininė judesio kiekio momento dalis ir orbitinė judesio kiekio momento dalis. Monochromatinei bangai pasitelkus elektrinės-magnetinės lauko aprašymo formos dualizmą, sukininis \mathbf{s} ir orbitinis \mathbf{l} judesio kiekio momento tankis užrašomas

$$\mathbf{s} = \text{Im}[\epsilon_0 \mathbf{E}^* \times \mathbf{E} + \mu_0 \mathbf{H}^* \times \mathbf{H}] / 4\omega, \quad (1)$$

čia \mathbf{E} ir \mathbf{H} žymi elektrinį ir magnetinį lauką, o ω kampinį šviesos dažnį,

$$\mathbf{l} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}_o, \quad (2)$$

čia \mathbf{r} padėties vektorius, \mathbf{p}_o žymi orbitinį judesio kiekio tankį, kuris užrašomas

$$\mathbf{p}_o = \text{Im}[\epsilon_0 \mathbf{E}^* \cdot (\nabla) \mathbf{E} + \mu_0 \mathbf{H}^* \cdot (\nabla) \mathbf{H}] / 4\omega, \quad (3)$$

čia naudojamas žymėjimas $\mathbf{A} \cdot (\nabla) \mathbf{B} = A_x \nabla B_x + A_y \nabla B_y + A_z \nabla B_z$. Panašiai kaip judesio kiekio momento tankis, taip ir judesio kiekio tankis užrašomas $\mathbf{p} = \mathbf{p}_o + \mathbf{p}_s$, kuris yra proporcingas per ciklą suvidurkintam Poyntingo vektoriui. Dalis, aprašanti sukininę judesio kiekio dalį, užrašoma

$$\mathbf{p}_s = 1/2(\nabla \times \mathbf{s}). \quad (4)$$

Bendras viso lauko judesio kiekio momento tankis taip pat gali būti užrašomas ir

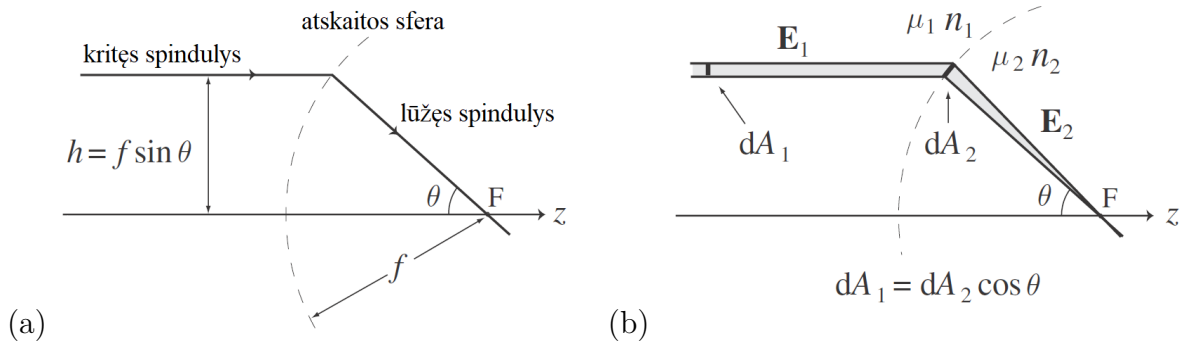
$$\mathbf{j} = \epsilon_0 \mathbf{r} \times (\mathbf{E}_{re} \times \mathbf{B}_{re}), \quad (5)$$

čia realių elektrinio ir magnetinio lauko dalių vektorinė sandauga $\mathbf{E}_{re} \times \mathbf{B}_{re}$ žymi Poyntingo vektoriaus arba energijos pernašos kryptį.

1.3 Elektromagnetinių laukų fokusavimas

Sufokusuotas lazerio pluoštas priklauso nuo kelių kraštinių sąlygų. Visų pirma, nuo krintančio į optinį elementą pluošto, antra, nuo fokusuojančio optinio elemento. Šiame skyrelyje išnagrinėtas apalatinis lęšiu aštriai fokusuotas paraksialinio lazerio pluošto laukas. Ši teorija sukurta Richards ir Wolf [15], [16].

Pradėkime nuo to, jog pluošto, krintančio į optinį elementą, energija pernešama greičiu $v = c/n$, o energijos pernešimo kryptis yra statmena faziniam bangos frontui. Norint aprašyti



2 pav. Sinuso sąlyga reiškianti, jog aplanatinės sistemos lūžęs spindulys yra apibrėžtas sferinio paviršiaus su spinduliu f (a). Intensyvumo sąlyga reiškianti, kad spindulio pernešta energija išlieka konstanta (b).

aplanatinį lęšį, kuris neturi sferinių bei komos aberacijų, jam reikia pritaikyti dvi sąlygas: sinuso sąlygą bei intensyvumo sąlygą. Sinuso sąlyga teigia, kad kiekvienas spindulys, išėjęs arba iėjęs į aplanatinės optinės sistemos fokuso tašką F , susikerta su jo jungtiniu spinduliu ties atskaitos sfera, kurios spindulys yra f , arba lęšio židinio nuotolis. Jungtinis spindulys gali būti suprastas, kaip kritęs arba lūžęs spindulys, kuris sklinda lygiagrečiai optinei ašiai, atvaizduota 2(a) paveikslėlyje. Atstumas tarp optinės ašies ir jungtinio spindulio yra

$$h = f \cdot \sin\theta, \quad (6)$$

čia θ kritusio spindulio lūžio kampas.

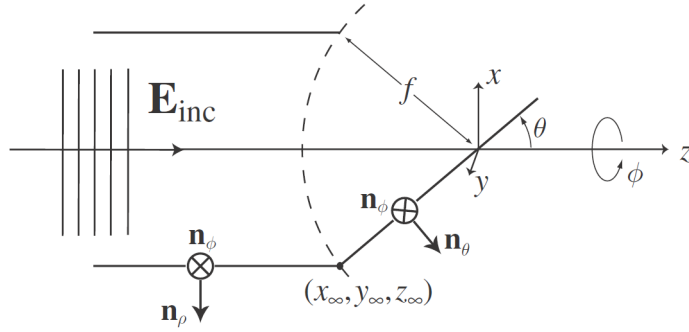
Intensyvumo sąlyga, reiškia energijos tvermės dėsnį: energijos srautas, pernešamas kiekvieno spindulio turi išlikti konstanta. Dėl to, elektrinio lauko stiprumas silpsta kaip $1/r$, čia r atstumas nuo židinio. Taigi, intensyvumo sąlyga teigia, jog energijos kiekis, krintantis į aplanatinį lęšį, turi būti lygus pro jį praėjusiam energijos kiekiui. Kritęs bei praėjęs laukas atvaizduotas 2(b) paveikslėlyje, šie laukai turi tenkinti sąlygą

$$|\mathbf{E}_2| = |\mathbf{E}_1| \sqrt{\frac{n_1}{n_2}} \sqrt{\frac{\mu_2}{\mu_1}} (\cos\theta)^{1/2}. \quad (7)$$

Čia magnetinių skvarbų santykį $\sqrt{\mu_2/\mu_1}$ optiniame diapazone galime laikyti lygų vienetui.

Taikant sinuso sąlygą, optinė sistema gali būti atvaizduota 3 paveikslėlyje. Šiame paveikslėlyje vaizduojamas kritęs ir atskaitos sferoje, kurios spindulys f , lūžęs spinduliai. $(x_\infty, y_\infty, z_\infty)$ žymi laisvai pasirenkamą tašką ant atskaitos sferos, o (x, y, z) žymi tašką arti židinio.

Tęsiant aplanatinės sistemos spindulio lūžio aprašymą, ties atskaitos sfera įvedame vienetinius vektorius $\mathbf{n}_\rho, \mathbf{n}_\phi$ ir \mathbf{n}_θ taip kaip pavaizduota 3 pav. Čia $\mathbf{n}_\rho, \mathbf{n}_\phi$ yra cilindrinės koordinatų sistemos ortai, o \mathbf{n}_ϕ ir \mathbf{n}_θ sferinės koordinatų sistemos ortai. Kaip galime pastebėti, atskaitos sfera transformuoja cilindrinę koordinatų sistemą (krentantį pluoštą) į sferinę koordinatų sistemą (lūžusį pluoštą). Lūžis ties atskaitos sfera aiškiausiai apskaičiuojamas kritusį pluoštą



3 pav. Geometrinis aplanatinės sistemos atvaizdavimas ir koordinačių parinkimas.

tą \mathbf{E}_{inc} išskaidžius į komponentes $\mathbf{E}_{\text{inc}}^{(s)}$ ir $\mathbf{E}_{\text{inc}}^{(p)}$, čia indeksai (s) ir (p) žymi s-polarizaciją ir p-polarizaciją. Šiuos laukus galime užrašyti pasitelkus ortus

$$\mathbf{E}_{\text{inc}}^{(s)} = [\mathbf{E}_{\text{inc}} \cdot \mathbf{n}_\phi] \mathbf{n}_\phi, \quad \mathbf{E}_{\text{inc}}^{(p)} = [\mathbf{E}_{\text{inc}} \cdot \mathbf{n}_\rho] \mathbf{n}_\rho. \quad (8)$$

Tuomet elektrinis laukas \mathbf{E}_∞ užrašomas

$$\mathbf{E}_\infty = [t^s [\mathbf{E}_{\text{inc}} \cdot \mathbf{n}_\phi] \mathbf{n}_\phi + t^p [\mathbf{E}_{\text{inc}} \cdot \mathbf{n}_\rho] \mathbf{n}_\theta] \sqrt{\frac{n_1}{n_2}} (\cos \theta)^{1/2}, \quad (9)$$

čia t^s ir t^p Frenelio atspindžių koeficientai, kurie reikalingi užtikrinti intensyvumo sąlygą. Be galybė žymi tai, jog elektrinis laukas yra toli nuo židinio taško F.

Ortus \mathbf{n}_ρ , \mathbf{n}_ϕ ir \mathbf{n}_θ galime išreikšti per Dekarto koordinačių sistemą. Tuomet lauko išraiška įgauna formą

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\infty(\theta, \phi) = & t^s(\theta) \left[\mathbf{E}_{\text{inc}}(\theta, \phi) \cdot \begin{pmatrix} -\sin \phi \\ \cos \phi \\ 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} -\sin \phi \\ \cos \phi \\ 0 \end{pmatrix} \sqrt{\frac{n_1}{n_2}} (\cos \theta)^{1/2} \\ & + t^p(\theta) \left[\mathbf{E}_{\text{inc}}(\theta, \phi) \cdot \begin{pmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi \\ 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \cos \phi \cos \theta \\ \sin \phi \cos \theta \\ -\sin \theta \end{pmatrix} \sqrt{\frac{n_1}{n_2}} (\cos \theta)^{1/2} \end{aligned} \quad (10)$$

Toliau, išreikškime šį lauką per Fourier kampinį spektrą, su komponentėmis k_x ir k_y padarę pakeitimus

$$k_x = k \sin \theta \cos \phi, \quad k_y = k \sin \theta \sin \phi, \quad k_z = k \cos \theta. \quad (11)$$

Šis laukas įgauna išraišką $\mathbf{E}_\infty(k_x/k, k_y/k)$. Tarkime, kad šis laukas neturi slopstančiųjų komponentių. Išreikšus tolimąjį lauką per erdvinio spektro komponentes, galime pasinaudoti viena iš Fourier optikos išvadų, kad tolimas laukas yra sudarytas tik iš vienos plokščios bangos, sklindančios iš židinio centro, nes visos kitos plokščios bangos destruktiviai interferuoja. Tuomet

Fourier spektras, išreikštas per tolimąjį lauką, užrašomas

$$\hat{\mathbf{E}}(k_x, k_y; 0) = \frac{ire^{-ikr}}{2\pi k_z} \mathbf{E}_\infty \left(\frac{k_x}{k}, \frac{k_y}{k} \right). \quad (12)$$

Įstačius tolimąjį lauką (10), išreikštą per k_x ir k_y komponentes į (12) bei į kampinio spektro išraišką, gaunamas laukas ties židiniu

$$\mathbf{E}(\rho, \varphi, z) = -\frac{ikfe^{-ikf}}{2\pi} \int_0^{\theta_{max}} \int_0^{2\pi} \mathbf{E}_\infty(\theta, \phi) e^{ikz \cos \theta} e^{ik\rho \sin \theta \cos(\phi - \varphi)} \sin \theta d\phi d\theta. \quad (13)$$

Čia f yra atstumas tarp atskaitos sferos ir židinio taško, integravimo režiai yra apriboti didžiausio galimo pluošto patekimo kampo θ_{max} į optinę sistemą, arba kitaip tariant skaitinės apertūros.

1.4 Vektoriniai bangos lygties sprendiniai

Šiame skyrelyje trumpai apžvelgta, kaip galima iš skaliarinių Helmholtzo lygties sprendinių gauti vektorines lauko išraiškas. Tai galima pasiekti nagrinėjant vektorinius Helmholtzo lygties sprendinius, kurie yra gaunami iš skaliarinio sprendinio, pasinaudojus \mathbf{L} , \mathbf{M} , \mathbf{N} formalizmu, aprašytu Morse - Fleshback [17].

Sekant šiuo formalizmu, iš skaliarinio sprendinio ψ gali būti gaunami trys vektoriniai sprendiniai:

$$\mathbf{L} = \nabla \psi; \quad \mathbf{M} = \mathbf{L} \times \mathbf{a}; \quad \mathbf{N} = \frac{1}{k} \nabla \times \mathbf{M}. \quad (14)$$

Čia k - bangos vektorius, o \mathbf{a} - laisvai pasirenkamas vektorius. \mathbf{L} , \mathbf{M} , \mathbf{N} sprendiniai yra vienas kitam statmeni (15) lygtis ir sudaro trimatės vektorinės erdvės bazę, tai reiškia, kad bet koks Helmholtzo lygties sprendinys gali būti išreikštas kaip \mathbf{L} , \mathbf{M} , \mathbf{N} laukų tiesinis darinys.

$$\mathbf{L} \cdot \mathbf{M} = \mathbf{L} \cdot \mathbf{N} = \mathbf{M} \cdot \mathbf{N} = 0, \quad (15)$$

Žiūrint į (14) lygtį matome, kad iš šių trijų sprendinių \mathbf{M} ir \mathbf{N} yra solenoidiniai:

$$\nabla \times \mathbf{L} = 0; \quad \nabla \cdot \mathbf{M} = 0; \quad \nabla \cdot \mathbf{N} = 0. \quad (16)$$

Akivaizdu, kad \mathbf{M} ir \mathbf{N} sprendiniai yra tinkami apibūdinti elektrinį ir magnetinį laukus, kurie homogeninėje izotropinėje erdvėje be laisvųjų krūvių taip pat gaunami vienas iš kito panaudojus rotorius operatorių:

$$\mathbf{E} = \frac{i\omega\mu}{k^2} \nabla \times \mathbf{H}; \quad \mathbf{H} = \frac{1}{i\omega\mu} \nabla \times \mathbf{E}. \quad (17)$$

Taigi, iš šių sprendinių, \mathbf{L} aprašys išilginę bangą, o \mathbf{M} ir \mathbf{N} sprendiniai yra panaudojami

kaip ortogonaliai bazė elektromagnetiniam laukui išreikšti:

$$\mathbf{E} = -\sum_n (a_n \mathbf{M}_n + b_n \mathbf{N}_n); \quad \mathbf{H} = -\frac{k}{i\omega\mu} \sum_n (a_n \mathbf{N}_n + b_n \mathbf{M}_n); \quad (18)$$

1.5 Sklaida nuo sferos

Pirmą kartą teorija, aprašanti sugertį bei sklaidą nuo dalelės, buvo aprašyta Gustavo Mie 1908-aisiais metais. Čia mums pravers 1.4 skyrelyje naudota metodika aprašant elektromagnetinius laukus. Norint pilnai aprašyti elektrinius ir magnetinius laukus, reikia keturių amplitudės koeficientų: a_n , b_n , c_n , d_n . Iš jų a_n , b_n yra susiję su išsklaidytais laukais, o c_n , d_n su laukais dalelių viduje. Kadangi laukus aprašo sumos per multipolius, tai kiekvienam multipoliui n reikalingi keturi koeficientai. Tam reikia keturių nepriklausomų lygčių, kurias gauname iš kraštinių sąlygų, kuomet $r = a$, čia a dalelės spindulys.

$$\begin{aligned} E_{i\theta} + E_{s\theta} &= E_{1\theta}, & E_{i\phi} + E_{s\phi} &= E_{1\phi}, \\ H_{i\theta} + H_{s\theta} &= H_{1\theta}, & H_{i\phi} + H_{s\phi} &= H_{1\phi}, \end{aligned} \quad (19)$$

čia E_i kritęs laukas, E_s išsklaidytas laukas ir E_l laukas dalelės viduje. O laukų išraiškos:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 &= \sum_{n=1}^{\infty} c_n A_n \tilde{\mathbf{M}}_{mn} + d_n B_n \tilde{\mathbf{N}}_{mn}, \\ \mathbf{H}_1 &= \frac{-i\mathbf{k}_1}{\omega\mu_1} \sum_{n=1}^{\infty} d_n B_n \tilde{\mathbf{M}}_{mn} + c_n A_n \tilde{\mathbf{N}}_{mn}, \end{aligned} \quad (20)$$

A_n , B_n elektrinio lauko multipolių amplitudės, $\tilde{\mathbf{M}}_{mn}$ ir $\tilde{\mathbf{N}}_{mn}$ yra vektorinės banginės lygties sprendiniai sferinėje koordinačių sistemoje. Išsprendus (19) lygtį gaunami sklaidos koeficientai.

$$c_n = \frac{\mu_1 j_n(x) [xh_n^{(1)}(x)]' - \mu_1 h_n^{(1)}(x) [xj_n(x)]'}{\mu_1 j_n(mx) [xh_n^{(1)}(x)]' - \mu h_n^{(1)}(x) [mxj_n(mx)]'}, \quad (21)$$

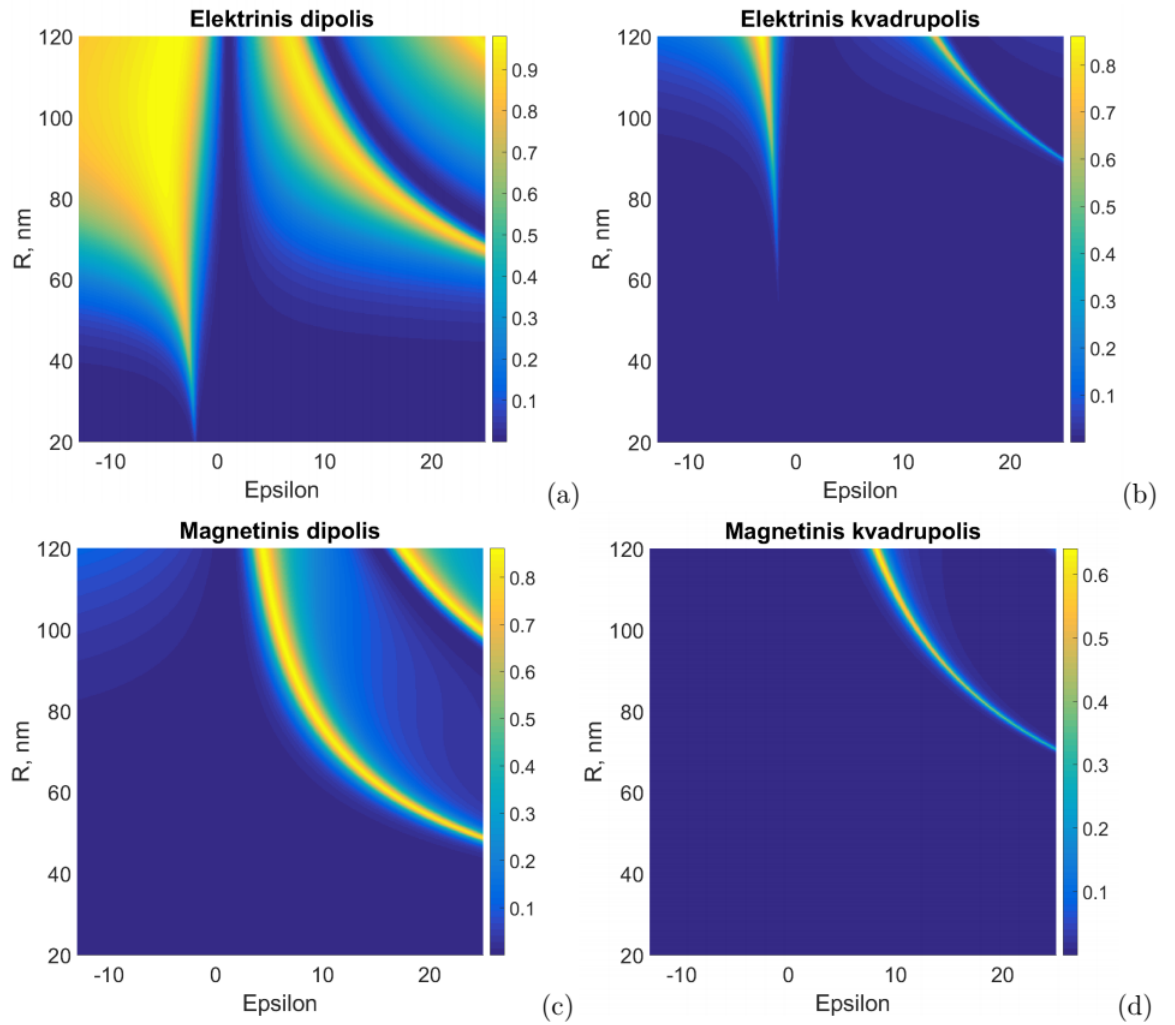
$$d_n = \frac{\mu_1 m j_n(x) [xh_n^{(1)}(x)]' - \mu_1 m h_n^{(1)}(x) [xj_n(x)]'}{\mu m^2 j_n(mx) [xh_n^{(1)}(x)]' - \mu_1 h_n^{(1)}(x) [mxj_n(mx)]'},$$

$$a_n = \frac{\mu m^2 j_n(mx) [xj_n(x)]' - \mu_1 j_n(x) [mxj_n(mx)]'}{\mu m^2 j_n(mx) [xh_n^{(1)}(x)]' - \mu_1 h_n^{(1)}(x) [mxj_n(mx)]'}, \quad (22)$$

$$b_n = \frac{\mu_1 j_n(mx) [xj_n(x)]' - \mu j_n(x) [mxj_n(mx)]'}{\mu_1 j_n(mx) [xh_n^{(1)}(x)]' - \mu h_n^{(1)}(x) [mxj_n(mx)]'},$$

čia μ magnetinė skvarba,

$$x = ka = \frac{2\pi Na}{\lambda}, \quad m = \frac{k_1}{k} = \frac{N_1}{N} \quad (23)$$



4 pav. Mie sklaidos koeficientų kvardatai atspindintys (a) elektrinį dipolį, (b) elektrinį kvadru-
polį, (c) magnetinį dipolį, (d) magnetinį kvadru-
polį.

čia x yra dydžio parametras, o m santykinis lūžio rodiklis, N lūžio rodiklis. Funkcijos, naudoja-
mos skaičiuoti sklaidos koeficientus $h_n^{(1)}$ ir j_n , yra sferinės Beselio funkcijos. Sklaidos koeficientų
amplitudžių kvadratai pavaizduoti pav. (4).

1.6 Taikymas Mie skaidai

Šiame skyrelyje trumpai aptarti vektorinėmis sferinėmis harmonikomis išskleistų pluoštų
taikymai. Pasinaudojus analitine Mie tipo teorija kietai fokusuotiems pluoštams, išnagrinėjama
jų sąveiką su sferiniu dalelių klasteriu. Detalus šios teorijos aprašas pateiktas [18, 19]. Šis
metodas yra tinkamas laisvai pasirinktam elektromagnetiniam laukui ir jo sąveikai su dalelėmis,
esančiomis ant padėkliuko, tiek ne ant jo. Šiame darbe nagrinėjama aptarto fotoninio rato
sąveika (kritęs laukas \mathbf{E}_i) su homogeniniu ir heterogeniniu klasteriu. Jis sudarytas iš trijų
dalelių ir yra su nesugeriančia aplinka, kurios lūžio rodiklis n_m . Dalelės išsklaidomas laukas gali

būti aprašytas kaip suma reguliarių vektorinių sferinių harmonikų ir užrašytas kaip vektorius $\mathbf{E}_s = \mathbf{T}\mathbf{E}_i$. Čia įvedamas T-matricos metodas [10], kuris susieja išsklaidytą ir kritusį vektorinį lauką. Taigi, pilnas elektromagnetinis laukas aprašomas $\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_i + \mathbf{E}_s$. Poyntingo vektoriaus tankis $\mathbf{P}_t = 1/2\text{Re}[\mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_t^*]$, kuris aprašo elektromagnetinės bangos galios sklaidimą per sferinio elemento paviršių $d\Omega$ ir yra integruojamas hemisferomis, apgaubiančiomis klasterį. Tai gali būti užrašyta taip

$$\begin{aligned} T &= \text{Re}\mathbf{E}_i^* \mathbf{W}_t \mathbf{E}_i, \\ R &= \text{Re}\mathbf{E}_i^* \mathbf{W}_r \mathbf{E}_i, \end{aligned} \quad (24)$$

čia \mathbf{W}_r ir \mathbf{W}_t žymi operatorių \mathbf{w}_t iš [19], kurio matriciniai elementai buvo integruoti kampu priekine hemisferos kryptimi ($\theta \in [0, \pi/2]$) ir galine ($\theta \in [\pi/2, \pi]$), sferinis kampas apibrėžiamas ($\phi \in [0, 2\pi]$). Toliau seka tai, kad pralaidumas T ir atspindys R yra normuoti į pluošto energiją W_b , žr. [20].

1.7 Keleto sferų sklaidos metodas

Šioje dalyje yra pristatytas keleto sferų sklaidos metodas (angl. Multiple Scattering Method (MSM)) [21, 22]. Tarkime, jog turime dalelių klasterį, sudarytą iš n_p nepersiklojančių sferinių dalelių. Laisvai pasirinktoje globalioje koordinatinių sistemoje, kiekvienos dalelės centras yra aprašomas $\mathbf{r}^{(j)}$, o vektorius nukreiptas iš j į l dalelę $\mathbf{r}^{(jl)}$.

Kiekvienos dalelės išsklaidytas elektromagnetinis laukas yra aprašomas vietinės koordinatinių sistemos vektorinių sferinių harmonikų bazėje.

$$\mathbf{E}_{sca}^j(\mathbf{r}^j) = \sum_{mn} p_{mn}^j \mathbf{M}_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}^j) + q_{mn}^j \mathbf{N}_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}^j), \quad (25)$$

čia p_{mn}^j, q_{mn}^j yra išsklaidyto lauko skleidimo koeficientai. Kai kiekvienai dalelei yra surasti šie koeficientai, tuomet galima skaičiuoti bendrą elektrinį lauką:

$$\mathbf{E}_{tot}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_{inc}(\mathbf{r}) + \sum_j \mathbf{E}_{sca}^j(\mathbf{r}^j). \quad (26)$$

Išsklaidyto lauko skleidimo koeficientai su kritusio lauko skleidimo koeficientais yra susiję per T-matricą: $(p^j, q^j)^T = T^j (a^j, b^j)^T$. Čia T^j - kiekvienos dalelės j postūmio matrica, jos vietinėje sferinių harmonikų koordinatinių bazėje. Į dalelę j kritęs elektrinis laukas yra kritusio pluošto \mathbf{E}_{inc} bei nuo kitų dalelių išsklaidytų laukų $\mathbf{E}_{scat}^{(l)}$ superpozicija

$$\mathbf{E}_{inc}^{(j)}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_{inc}(\mathbf{r}) + \sum_{l \neq j} \mathbf{E}_{scat}^{(l)}(\mathbf{r}), \quad (27)$$

vektorinių sferinių harmonikų skleidimo koeficientų prasme, ši lygtis gali būti užrašyta

$$\begin{pmatrix} p^j \\ q^j \end{pmatrix} = T^j \left[\mathbf{B}^{(j,0)} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} + \sum_{l \neq j} \mathbf{A}^{(j,l)} \begin{pmatrix} p^j \\ q^j \end{pmatrix} \right], \quad (28)$$

čia $\mathbf{B}^{(j,0)}$, $\mathbf{A}^{(j,l)}$ aprašo pirmos ir antros eilės postūmio-sudėties matricas vektorinių sferinių harmonikų koeficientams [23, 24]. Išsprendus šią lygčių sistemą (28) ir gavus sklaidos koeficientus p^j, q^j , kitos fizikinės savybės gali būti suskaičiuotos vėliau.

2 Tyrimo metodai

Šiame skyriuje yra aprašyta fotoniniam ratui aprašyti reikalingų komponentų skleidimas vektorinėmis sferinėmis harmonikomis. Toks aprašymas yra reikalingas norint aprašyti sąveiką tarp dalelių ir elektromagnetinio lauko. Taip yra todėl, kad ir dalelių išsklaidytas laukas yra aprašomas vektorinėmis sferinėmis harmonikomis. Pirmiausia bus aptarta $TEM_{|10|}$ ir $TEM_{|01|}$ pluoštų modulių skleidimas vektorinėmis sferinėmis harmonikomis, vėliau bus užrašomos TEM_{10} ir TEM_{01} standartinių pluoštų išraiškos vektorinėmis sferinėmis harmonikomis. Sekančiame skyriuje bus plačiau aptarta kaip iš šių lauko modų aprašyti fotoninio rato šviesos struktūrą.

2.1 TEM pluošto modulio skleidimas vektorinėmis sferinėmis harmonikomis

Puoštų amplitudės užrašomos

$$\begin{aligned} E_0^{TEM_{|10|}} &= |x|e^{-\frac{x^2+y^2}{d_0^2}} = \rho |\cos \phi| e^{-\frac{\rho^2}{d_0^2}}, \\ E_0^{TEM_{|01|}} &= |y|e^{-\frac{x^2+y^2}{d_0^2}} = \rho |\sin \phi| e^{-\frac{\rho^2}{d_0^2}}, \end{aligned} \quad (29)$$

o poliarizacija,

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_x &= \mathbf{e}_\rho \cos \phi - \mathbf{e}_\phi \sin \phi, \\ \mathbf{e}_y &= \mathbf{e}_\rho \sin \phi + \mathbf{e}_\phi \cos \phi. \end{aligned} \quad (30)$$

$TEM_{|10|}$ modos poliarizuotos x kryptimi tolimas laukas praėjęs fokusavimo sistemą užrašomas

$$\begin{pmatrix} E_\theta \\ E_\phi \end{pmatrix} = \int_0^{\arcsin NA} \int_0^{2\pi} d\phi \sin \theta d\theta \alpha(\theta) \cdot \sin \theta |\cos \phi| e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \begin{pmatrix} \cos \phi \\ -\sin \phi \end{pmatrix}, \quad (31)$$

ir $TEM_{|01|}$ modos poliarizuotos y kryptimi laukas užrašomas

$$\begin{pmatrix} E_\theta \\ E_\phi \end{pmatrix} = \int_0^{\arcsin NA} \int_0^{2\pi} d\phi \sin \theta d\theta \alpha(\theta) \cdot \sin \theta |\sin \phi| e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \begin{pmatrix} \cos \phi \\ -\sin \phi \end{pmatrix}. \quad (32)$$

Pirmiausia išskleiskime (31) į vektorines sferines harmonikas. Elektrinis laukas \mathbf{E} gali būti

užrašytas, kaip

$$\mathbf{E} = \sum A_{mn} \mathbf{M}_{mn} + B_{mn} \mathbf{N}_{mn} \quad (33)$$

čia \mathbf{M}_{mn} ir \mathbf{N}_{mn} yra vektorinių sferinių harmonikų funkcijos, o A_{mn} ir B_{mn} yra skleidimo koeficientai, arba šių funkcijų amplitudės. Norint rasti šiuos koeficientus lygtį (33) reikia padauginti iš kompleksiskai jungtinių funkcijų \mathbf{M}_{mn}^* ir \mathbf{N}_{mn}^* . Pradėkime nuo (31) lygties A_{mn} koeficiento suradimo, koeficientas konstantos tikslumu užrašomas, kaip

$$\begin{aligned} A_{mn} &= \int_0^{\arcsin NA} \int_0^{2\pi} d\phi \sin \theta d\theta \alpha(\theta) \cdot \sin \theta |\cos \phi| e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} \begin{pmatrix} \cos \phi \\ -\sin \phi \end{pmatrix} \cdot e^{-im\phi} \left(\frac{-im}{\sin \theta} P_n^m - \frac{\partial}{\partial \theta} P_n^m \right) = \\ &= \int_0^{\arcsin NA} \sin \theta d\theta \alpha(\theta) \cdot \sin \theta e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} \int_0^{2\pi} d\phi |\cos \phi| e^{-im\phi} \left(\frac{-im}{\sin \theta} P_n^m \cos \phi + \frac{\partial}{\partial \theta} P_n^m \sin \phi \right). \end{aligned} \quad (34a)$$

Tuo tarpu, koeficientas B_{mn} konstantos tikslumu užrašomas

$$\begin{aligned} B_{mn} &= \int_0^{\arcsin NA} \int_0^{2\pi} d\phi \sin \theta d\theta \alpha(\theta) \cdot \sin \theta |\cos \phi| e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} \begin{pmatrix} \cos \phi \\ -\sin \phi \end{pmatrix} \cdot e^{-im\phi} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} P_n^m \quad \frac{-im}{\sin \theta} P_n^m \right) = \\ &= \int_0^{\arcsin NA} \sin \theta d\theta \alpha(\theta) \cdot \sin \theta e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} \int_0^{2\pi} d\phi |\cos \phi| e^{-im\phi} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} P_n^m \cos \phi + \frac{im}{\sin \theta} P_n^m \sin \phi \right). \end{aligned} \quad (34b)$$

Taip pat skleidimo koeficientus užrašykime ir (32) lygčiai:

$$\begin{aligned} A_{mn} &= \int_0^{\arcsin NA} \int_0^{2\pi} d\phi \sin \theta d\theta \alpha(\theta) \cdot \sin \theta |\sin \phi| e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} \begin{pmatrix} \cos \phi \\ -\sin \phi \end{pmatrix} \cdot e^{-im\phi} \left(\frac{-im}{\sin \theta} P_n^m \quad -\frac{\partial}{\partial \theta} P_n^m \right) = \\ &= \int_0^{\arcsin NA} \sin \theta d\theta \alpha(\theta) \cdot \sin \theta e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} \int_0^{2\pi} d\phi |\sin \phi| e^{-im\phi} \left(\frac{-im}{\sin \theta} P_n^m \cos \phi + \frac{\partial}{\partial \theta} P_n^m \sin \phi \right). \end{aligned} \quad (35a)$$

Skleidimo koeficientai B_{mn} užrašomi:

$$\begin{aligned} B_{mn} &= \int_0^{\arcsin NA} \int_0^{2\pi} d\phi \sin \theta d\theta \alpha(\theta) \cdot \sin \theta |\sin \phi| e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} \begin{pmatrix} \cos \phi \\ -\sin \phi \end{pmatrix} \cdot e^{-im\phi} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} P_n^m \quad \frac{-im}{\sin \theta} P_n^m \right) = \\ &= \int_0^{\arcsin NA} \sin \theta d\theta \alpha(\theta) \cdot \sin \theta e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} \int_0^{2\pi} d\phi |\sin \phi| e^{-im\phi} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} P_n^m \cos \phi + \frac{im}{\sin \theta} P_n^m \sin \phi \right). \end{aligned} \quad (35b)$$

Analogiškai užrašykime TEM₁₀ modos y kryptimi poliarizuotą tolimąjį lauką, praėjusį pro fokusuojančią optinę sistemą:

$$\begin{pmatrix} E_\theta \\ E_\phi \end{pmatrix} = \int_0^{\arcsin NA} \int_0^{2\pi} d\phi \sin \theta d\theta \alpha(\theta) \cdot \sin \theta |\cos \phi| e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \begin{pmatrix} \sin \phi \\ \cos \phi \end{pmatrix}, \quad (36)$$

bei tolimajį TEM_{|01|} modos lauką poliarizuotą x kryptimi:

$$\begin{pmatrix} E_\theta \\ E_\phi \end{pmatrix} = \int_0^{\arcsin NA} \int_0^{2\pi} d\phi \sin \theta d\theta \alpha(\theta) \cdot \sin \theta |\sin \phi| e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \begin{pmatrix} \sin \phi \\ \cos \phi \end{pmatrix}. \quad (37)$$

Abudu pluoštus norėdami aprašyti vektorinėmis sferinėmis harmonikomis suraskime skleidimo koeficientus. Pradėkime nuo (36) lygties, tuomet A_{mn} koeficientai:

$$\begin{aligned} A_{mn} &= \int_0^{\arcsin NA} \int_0^{2\pi} d\phi \sin \theta d\theta \alpha(\theta) \cdot \sin \theta |\cos \phi| e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} \begin{pmatrix} \sin \phi \\ \cos \phi \end{pmatrix} \cdot e^{-im\phi} \begin{pmatrix} \frac{-im}{\sin \theta} P_n^m & -\frac{\partial}{\partial \theta} P_n^m \end{pmatrix} = \\ &= \int_0^{\arcsin NA} \sin \theta d\theta \alpha(\theta) \cdot \sin \theta e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} \int_0^{2\pi} d\phi |\cos \phi| e^{-im\phi} \left(\frac{-im}{\sin \theta} P_n^m \sin \phi - \frac{\partial}{\partial \theta} P_n^m \cos \phi \right), \end{aligned} \quad (38a)$$

o koeficientas B_{mn}

$$\begin{aligned} B_{mn} &= \int_0^{\arcsin NA} \int_0^{2\pi} d\phi \sin \theta d\theta \alpha(\theta) \cdot \sin \theta |\cos \phi| e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} \begin{pmatrix} \sin \phi \\ \cos \phi \end{pmatrix} \cdot e^{-im\phi} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial \theta} P_n^m & \frac{-im}{\sin \theta} P_n^m \end{pmatrix} = \\ &= \int_0^{\arcsin NA} \sin \theta d\theta \alpha(\theta) \cdot \sin \theta e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} \int_0^{2\pi} d\phi |\cos \phi| e^{-im\phi} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} P_n^m \sin \phi - \frac{im}{\sin \theta} P_n^m \cos \phi \right). \end{aligned} \quad (38b)$$

Tokiu pat būdu suraskime koeficientus ir (37) lygčiai:

$$\begin{aligned} A_{mn} &= \int_0^{\arcsin NA} \int_0^{2\pi} d\phi \sin \theta d\theta \alpha(\theta) \cdot \sin \theta |\sin \phi| e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} \begin{pmatrix} \sin \phi \\ \cos \phi \end{pmatrix} \cdot e^{-im\phi} \begin{pmatrix} \frac{-im}{\sin \theta} P_n^m & -\frac{\partial}{\partial \theta} P_n^m \end{pmatrix} = \\ &= \int_0^{\arcsin NA} \sin \theta d\theta \alpha(\theta) \cdot \sin \theta e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} \int_0^{2\pi} d\phi |\sin \phi| e^{-im\phi} \left(\frac{-im}{\sin \theta} P_n^m \sin \phi - \frac{\partial}{\partial \theta} P_n^m \cos \phi \right). \end{aligned} \quad (39a)$$

Koeficientas B_{mn} išreiškiamas

$$\begin{aligned} B_{mn} &= \int_0^{\arcsin NA} \int_0^{2\pi} d\phi \sin \theta d\theta \alpha(\theta) \cdot \sin \theta |\sin \phi| e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} \begin{pmatrix} \sin \phi \\ \cos \phi \end{pmatrix} \cdot e^{-im\phi} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial \theta} P_n^m & \frac{-im}{\sin \theta} P_n^m \end{pmatrix} = \\ &= \int_0^{\arcsin NA} \sin \theta d\theta \alpha(\theta) \cdot \sin \theta e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} \int_0^{2\pi} d\phi |\sin \phi| e^{-im\phi} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} P_n^m \sin \phi - \frac{im}{\sin \theta} P_n^m \cos \phi \right). \end{aligned} \quad (39b)$$

Dabar suskaičiuokime šiuos integralus ir suraskime skleidimo koeficientus. Palyginus (34), (35), (38) ir (39) lygtis pamatykime, jog norint suskaičiuoti integralus pagal azimutinį kampą

mums užtenka įvertinti keturis skirtingus integralus:

$$\begin{aligned}
A_1 &= \int_0^{2\pi} d\phi |\cos \phi| \cos \phi e^{-im\phi} = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \cos^2 \phi e^{-im\phi} - \int_{\pi/2}^{3\pi/2} d\phi \cos^2 \phi e^{-im\phi} = \\
&= \frac{-4 \sin \frac{m\pi}{2}}{m(m^2-4)} + \frac{-4(-1)^m \sin \frac{m\pi}{2}}{m(m^2-4)} = \frac{8(-1)^{\frac{m+1}{2}} \delta_{m,2\mu+1}}{m(m^2-4)},
\end{aligned} \tag{40a}$$

$$\begin{aligned}
A_2 &= \int_0^{2\pi} d\phi |\cos \phi| \sin \phi e^{-im\phi} = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \cos \phi \sin \phi e^{-im\phi} - \int_{\pi/2}^{3\pi/2} d\phi \cos \phi \sin \phi e^{-im\phi} = \\
&= \frac{2i \sin \frac{m\pi}{2}}{m^2-4} - \frac{2i(-1)^m \sin \frac{m\pi}{2}}{m^2-4} = \frac{4i(-1)^{\frac{m-1}{2}} \delta_{m,2\mu+1}}{m^2-4},
\end{aligned} \tag{40b}$$

$$\begin{aligned}
A_3 &= \int_0^{2\pi} d\phi |\sin \phi| \cos \phi e^{-im\phi} = \int_0^{\pi} d\phi \sin \phi \cos \phi e^{-im\phi} - \int_{\pi}^{2\pi} d\phi \sin \phi \cos \phi e^{-im\phi} = \\
&= \frac{-4\delta_{m,2\mu+1}}{m^2-4},
\end{aligned} \tag{40c}$$

$$\begin{aligned}
A_4 &= \int_0^{2\pi} d\phi |\sin \phi| \sin \phi e^{-im\phi} = \int_0^{\pi} d\phi \sin \phi \sin \phi e^{-im\phi} - \int_{\pi}^{2\pi} d\phi \sin \phi \sin \phi e^{-im\phi} = \\
&= \frac{8i\delta_{m,2\mu+1}}{m(m^2-4)}.
\end{aligned} \tag{40d}$$

$$\tag{40e}$$

Integruojant per azimutinį kampą visuose integraluose galima pastebėti, jog intekšas m yra nelyginis.

Turint galvoje (40) lygtį, lygtys (34), (35), (38) ir (39) gali būti perrašomos ir sutrumpinamos iki integralo tik pagal vieną narį. Perrašykime šiuos skleidimo koeficientus kiekvienam skirtingam pluošto atvejui. TEM_{|01|} modai poliarizuotai x kryptimi

$$\begin{aligned}
A_{mn} &= \frac{4i(-1)^{\frac{m-1}{2}} \delta_{m,2\mu+1}}{m^2-4} I_n^{(1)}(0, \arcsin(NA)), \\
B_{mn} &= \frac{4(-1)^{\frac{m+1}{2}} \delta_{m,2\mu+1}}{m^2-4} I_n^{(2)}(0, \arcsin(NA)),
\end{aligned} \tag{41a}$$

TEM_{|10|} modai poliarizuotai y kryptimi

$$\begin{aligned}
A_{mn} &= \frac{4i\delta_{m,2\mu+1}}{m^2-4} I_n^{(2)}(0, \arcsin(NA)), \\
B_{mn} &= \frac{-4\delta_{m,2\mu+1}}{m^2-4} I_n^{(1)}(0, \arcsin(NA)),
\end{aligned} \tag{41b}$$

TEM_{|01|} modai poliarizuotai y kryptimi

$$\begin{aligned}
A_{mn} &= \frac{4(-1)^{\frac{m-1}{2}} \delta_{m,2\mu+1}}{m^2-4} I_n^{(2)}(0, \arcsin(NA)), \\
B_{mn} &= \frac{4i(-1)^{\frac{m-1}{2}} \delta_{m,2\mu+1}}{m^2-4} I_n^{(1)}(0, \arcsin(NA)),
\end{aligned} \tag{41c}$$

TEM₁₀ modai poliarizuotai x kryptimi

$$\begin{aligned} A_{mn} &= \frac{4\delta_{m,2\mu+1}}{m^2-4} I_n^{(1)}(0, \arcsin(NA)), \\ B_{mn} &= \frac{4i\delta_{m,2\mu+1}}{m^2-4} I_n^{(2)}(0, \arcsin(NA)), \end{aligned} \quad (41d)$$

čia

$$\begin{aligned} I_n^{(1)}(0, \arcsin NA) &= \int_0^{\arcsin NA} \sin^2 \theta d\theta \alpha(\theta) \left[\frac{m}{\sin \theta} P_n^m \frac{2}{m} + \frac{\partial P_n^m}{\partial \theta} \right], \\ I_n^{(2)}(0, \arcsin NA) &= \int_0^{\arcsin NA} \sin^2 \theta d\theta \alpha(\theta) \left[\frac{m}{\sin \theta} P_n^m + \frac{2}{m} \frac{\partial P_n^m}{\partial \theta} \right]. \end{aligned} \quad (42)$$

Šioje vietoje verta paminėti, jog lygtyse (34), (35), (38) ir (39) dėl paprastumo buvo nerašytos normavimo konstantos. Vektorinių sferinių harmonikų kompleksiskai konjuguotos funkcijos \mathbf{M}_{mn} normavimo konstanta:

$$C_{mn} = i^n \gamma_{mn} = i^n \sqrt{\frac{(2n+1)(n-m)!}{4\pi n(n+1)(n+m)!}}, \quad (43a)$$

ir \mathbf{N}_{mn} funkcijai

$$D_{mn} = i^{n-1} \gamma_{mn} = i^{n-1} \sqrt{\frac{(2n+1)(n-m)!}{4\pi n(n+1)(n+m)!}}. \quad (43b)$$

Taigi, apibendrinant visi keturi laukų modulių pluoštai gali būti išreikšti šia lygtimi

$$\mathbf{E} = \sum A_{mn} i^n \gamma_{mn} \mathbf{M}_{mn} + B_{mn} i^{n-1} \gamma_{mn} \mathbf{N}_{mn}. \quad (44)$$

2.2 Standartinio TEM pluošto skleidimas vektorinėmis sferinėmis harmonikomis

Norint sukurti fotoninio tipo pluoštus mums reikia standartinių TEM₀₁ ir TEM₁₀ pluoštų išraiškų

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0^{TEM_{10}} &= x e^{-\frac{x^2+y^2}{d_0^2}} = \rho \cos \phi e^{-\frac{\rho^2}{d_0^2}}, \\ \mathbf{E}_0^{TEM_{01}} &= y e^{-\frac{x^2+y^2}{d_0^2}} = \rho \sin \phi e^{-\frac{\rho^2}{d_0^2}}, \end{aligned} \quad (45)$$

Šioms lygtims skleidimo koeficientus užrašome analogiškai kaip ir (34), (35), (38) ir (39) lygtims, tačiau sinuso ir kosinuso funkcijose panaikindami modulį. Integravus pagal azimutinį kampą gauname tokias koeficientų išraiškas

$$B_1 = \int_0^{2\pi} d\phi \cos \phi \cos \phi e^{-im\phi} = 2\pi \left(\frac{\delta_{m,0}}{2} + \frac{\delta_{m,2} + \delta_{m,-2}}{4} \right), \quad (46a)$$

$$B_2 = \int_0^{2\pi} d\phi \sin \phi \sin \phi e^{-im\phi} = 2\pi \left(\frac{\delta_{m,0}}{2} - \frac{\delta_{m,2} + \delta_{m,-2}}{4} \right), \quad (46b)$$

$$B_3 = \int_0^{2\pi} d\phi \sin \phi \cos \phi e^{-im\phi} = -2\pi i \left(\frac{\delta_{m,2} - \delta_{m,-2}}{4} \right). \quad (46c)$$

Galima pastebėti, jog tik multipoliai kurių indeksai $m = 0$ ir $m = \pm 2$ yra svarbūs. Taigi TEM_{01} ir TEM_{10} modos tuomet užrašomos

$$TEM_{10}^x = -1i \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2} A_{0n} \mathbf{N}_{0n} + \frac{1}{4} A_{2n} (\mathbf{M}_{2n} - \mathbf{M}_{-2n} + \mathbf{N}_{2n} + \mathbf{N}_{2n}), \quad (47a)$$

$$TEM_{01}^y = -1i \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2} A_{0n} \mathbf{N}_{0n} - \frac{1}{4} A_{2n} (\mathbf{M}_{2n} - \mathbf{M}_{-2n} + \mathbf{N}_{2n} + \mathbf{N}_{2n}), \quad (47b)$$

$$TEM_{10}^y = - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2} A_{0n} \mathbf{M}_{0n} + \frac{1}{4} A_{2n} (\mathbf{M}_{2n} + \mathbf{M}_{-2n} + \mathbf{N}_{2n} - \mathbf{N}_{2n}), \quad (47c)$$

$$TEM_{01}^x = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2} A_{0n} \mathbf{M}_{0n} - \frac{1}{4} A_{2n} (\mathbf{M}_{2n} + \mathbf{M}_{-2n} + \mathbf{N}_{2n} - \mathbf{N}_{2n}), \quad (47d)$$

čia

$$A_{0n} = 2\pi i^n \gamma_{0n} \int_0^{\arcsin NA} \sin^2 \theta \alpha(\theta) e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} \frac{\partial}{\partial \theta} P_n^0 d\theta, \quad (48a)$$

$$A_{2n} = 2\pi i^n \gamma_{2n} \int_0^{\arcsin NA} \sin^2 \theta \alpha(\theta) e^{-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{d_0^2}} \left[\frac{2}{\sin \theta} P_n^2 + \frac{\partial}{\partial \theta} P_n^2 \right] d\theta. \quad (48b)$$

Radiališkai ir azimutiškai poliarizuoti pluoštai išreiškiami

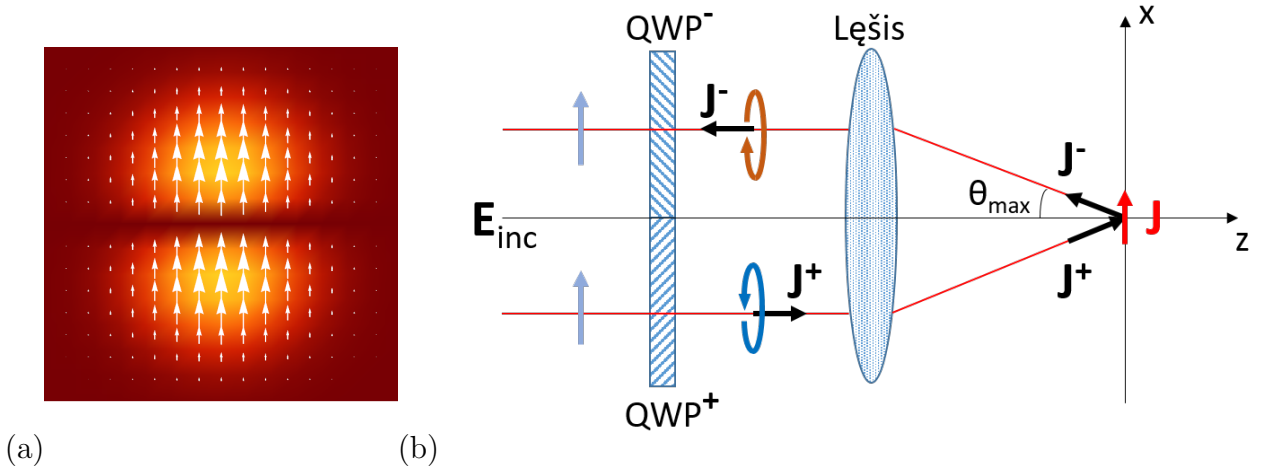
$$\begin{aligned} U_{rad} &= TEM_{10}^x + TEM_{01}^y, \\ U_{azi} &= TEM_{10}^y - TEM_{01}^x. \end{aligned} \quad (49)$$

3 Rezultatai ir jų aptarimas

3.1 Fotoninių ratų intensyvumų skirstiniai

Fotoninius ratų pluoštus eksperimentiškai galima realizuoti kietai sufokusavus du tinkamos poliarizacijos pluoštus bei stebint jų interferenciją židinio taške. Šiame skyrelyje yra skaitmeniškai sumodeliuota tokių pluoštų interferencija ir apžvelgiami kelių skirtingų pluoštų interferencijos variantai fotoniniam ratų skirstiniui gauti. Apžvelkime tokių pluoštų teorinį bei eksperimentinį įgyvendinimą.

Norint stebėti pluoštą, kuris turėtų tik statmenai pluošto sklidimo ašiai nukreiptą judesio kiekio momentą, visų pirma reikia sugeneruoti du pluoštus, kurių judesio kiekio momentai būtų nukreipti priešingomis kryptimis. Tokių pluoštų poros pavyzdys yra kairinės apskritiminės poliarizacijos ir dešininės apskritiminės poliarizacijos pluoštai. Šiuos du pluoštus aštriai sufokusavus lęšio židinyje stebima interferencija. Todėl, kad sistemos judesio kiekio momentas yra adityvus dydis, mes galime sudėti šiuos du judesio kiekio momentus ir lęšio židinio taške stebėti judesio kiekio momentą nukreiptą tik statmenai pluošto sklidimo kryptčiai. Tokia sistema pavaizduota 5 (b) paveikslėlyje.



5 pav. Fotoninio rato eksperimentinis realizavimas. Į optinę sistemą krintančio pluošto elektrinio lauko moda $TEM_{|01|}$ (a), baltos strėlytės žymi elektrinio lauko \mathbf{E} kryptį. Optinė sistema susidedanti iš dviejų suklijuotų ketvirčio bangos ilgio plokštelių QWP^+ ir QWP^- , kurios krentantį tiesiškai poliarizuotą pluoštą transformuoja į du pluoštus su skirtingomis apskritiminėmis poliarizacijomis (b). Lęšis šiuos du apskritimiškai poliarizuotus pluoštus aštriai fokusuoja kampų θ_{max} . \mathbf{J} žymi judesio kiekio momento vektorius.

Šiame darbe eksperimentinis tyrimas nėra vykdomas, tačiau, norint suprasti teorinių skaičiavimų logiką, pravartu trumpai aptarti ir tokio tyrimo eksperimentinį įgyvendinimą [25]. Vienas iš būdų generuoti fotoninį ratą yra tiesiškai poliarizuotą Herimito - Gauso modą TEM_{01} išskirti į dvi dalis. Kiekviena iš šių dalių sklinda per skirtingas ketvirčio bangos ilgio plokšteles,

kurios yra suklijuotos į vieną elementą taip, jog kampas tarp krypties, kuria svyruoja nepaprastasis spindulys, būtų lygus devyniasdešimčiai laipsnių. Tokiu būdu bus sukuriamos dvi Herimito - Gauso modos TEM_{01} pluošto dalys, kuriose bus stebima skirtingos krypties apskritiminė poliarizacija. Taip generuojamas pluoštas išvengs difrakcijos ties ketvirčio bangos ilgio plokštelių klyjavimo vieta. Vėliau šį pluoštą aštriai sufokusavus stebimas fotoninis ratas lęšio židinyje.

Vadovaudamiesi šia logika aptarkime, kaip teoriškai būtų galima aprašyti tokią šviesos struktūrą. Antrame skyriuje „Tyrimo metodai“ yra aprašytos standartinės modos TEM_{01} , TEM_{10} , bei jų moduliai $TEM_{|01|}$ ir $TEM_{|10|}$. Tarkime, kad į ketvirčio bangos ilgio plokštelę krenta vienas iš Herimito - Gauso aptartų modų modulis $TEM_{|01|}$ ar $TEM_{|10|}$ (pavaizduota 5 (a) paveikslėlyje), ir abi pluošto elektrinio lauko keteros yra vienodai poliarizuotos. Tuomet šį pluoštą padauginę iš tos pačios, tačiau jau standartinės, su statmena poliarizacija pradinei bei iš menamo vieneto, modos, aprašysime kiekvienos keteros praėjimą pro skirtingai orientuotą ketvirčio bangos ilgio plokštelę ir taip gausime, jog kiekviena ketera yra apskritimiškai poliarizuota, tačiau į skirtingas puses. Aprašius šį pluoštą pasinaudokime 1.3 skyrelyje aprašyta fokusavimo teorija ir gaukime fotoninį ratą židinio plokštumoje.

Kituose poskirniuose trumpai apžvelgti galimi skirtingų fotoninių ratų laukų intensyvumų skirstiniai.

3.1.1 „Paukščio“ skirstinio pluoštas

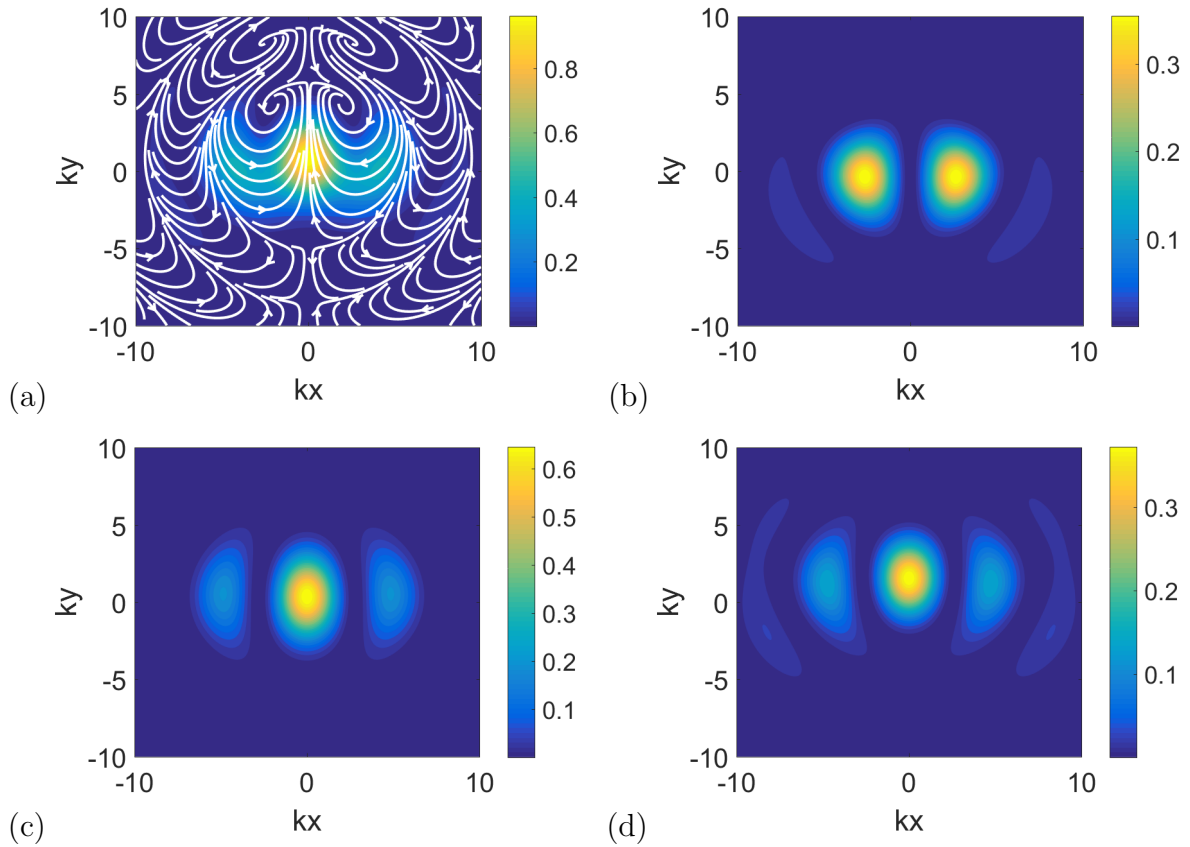
Vienas iš būdų gauti fotoninį ratą yra sudėti du pluoštus ir apskaičiuoti bendro pluošto aštrų fokusavimą. Jeigu šiuos pluoštus parinktume taip, kad pirmas būtų $TEM_{|10|}$ poliarizuotas y kryptimi, o antras TEM_{10} poliarizuotas x kryptimi, formulė (50). Juos aštriai sufokusavus, lęšio židinyje, plokštumoje statmenoje sklidimo kryptčiai, stebėtume pluošto skirstinį panašų į paukščio formą žr. 6 paveikslėlį.

$$E_y = |x| \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{d_0^2} \right], \quad E_x = ix \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{d_0^2} \right]. \quad (50)$$

3.1.2 „Šypsenėlės“ skirstinio pluoštas

Kitas pluoštų parinkimo būdas yra pasirinkti pirmą pluoštą $TEM_{|10|}$, poliarizuotą x kryptimi, o antrą TEM_{10} poliarizuotą y kryptimi, (51) formulė. Galima pastebėti, jog šių pluoštų interferencijos rezultata aštriai sufokusavus lęšio židinyje, plokštumoje statmenoje sklidimo kryptčiai, stebimas pluošto intensyvumo skirstinys, kuris panašus į apverstą šypsenėlę žr. 7 paveikslėlį.

$$E_x = |x| \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{d_0^2} \right], \quad E_y = ix \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{d_0^2} \right]. \quad (51)$$

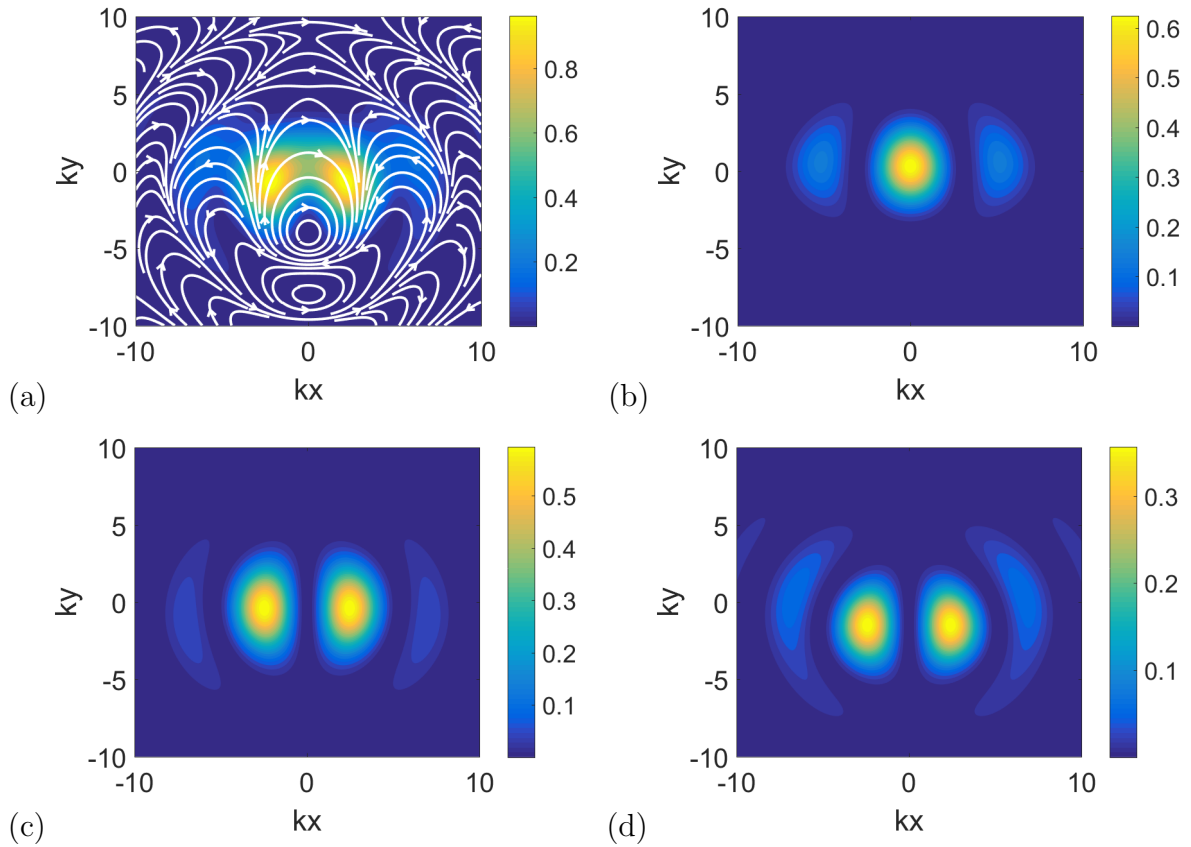


6 pav. „Paukščio“ skirstinio pluošto elektrinio lauko intensyvumas $|\mathbf{E}|^2$ židinyje (a). Skaičiavimui parinktas $N = 10$ multipolių skaičius, pluošto bangos ilgis $\lambda = 500$ nm ir fokusuojančio lęšio skaitinė apertūra $NA = 0.9$. Atitinkamai (b, c, d) dalys žymi $|\mathbf{E}_x|^2$, $|\mathbf{E}_y|^2$ ir $|\mathbf{E}_z|^2$ komponentių intensyvumų skirstinius, normuotus į viso pluošto intensyvumą. Baltos strėlytės rodo elektrinio lauko kryptį \mathbf{E} .

Taip pat, galima pabrėžti, kad galima gauti šių pluoštų devyniasdešimčia laipsnių pasuktus atvaizdus - modas $TEM_{|10|}$ ir TEM_{10} pakeitus į $TEM_{|01|}$ ir TEM_{01} . Skirtumas bus tas, kad judesio kiekio momento vektorius taip pat bus pasuktas devyniasdešimties laipsnių kampų. Taip pat, šių pluoštų judesio kiekio momento vektorius gali būti nukreiptas priešinga kryptimi, parinkus vieną iš sudedamųjų pluoštų su minuso ženklu, (52) formulė. Tokį pluoštą sufokusavus, jo intensyvumo skirstinys lęšio židinyje, plokštumoje statmenoje sklidimo kryptčiai bus panašus į šypsenėlę žiūrinčią aukštyn, žr. 8 paveikslėlį.

$$E_x = |x| \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{d_0^2} \right], \quad E_y = -ix \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{d_0^2} \right]. \quad (52)$$

Galime pastebėti, jog, visais trimis aptartais fotoninių ratų pluoštų skirstinių atvejais, elektrinio lauko x komponentė dėl interferencijos tarp skirtingų apskritiminių poliarizacijų yra priešingoje pusėje, brėžiant simetrijos ašį kuomet $y = 0$, nei y ar z elektrinio lauko komponentės, žr. paveikslukus 6, 7, 8 (b-d) dalis. Galima pamatyti ir tai, jog visos elektrinio lauko komponentės



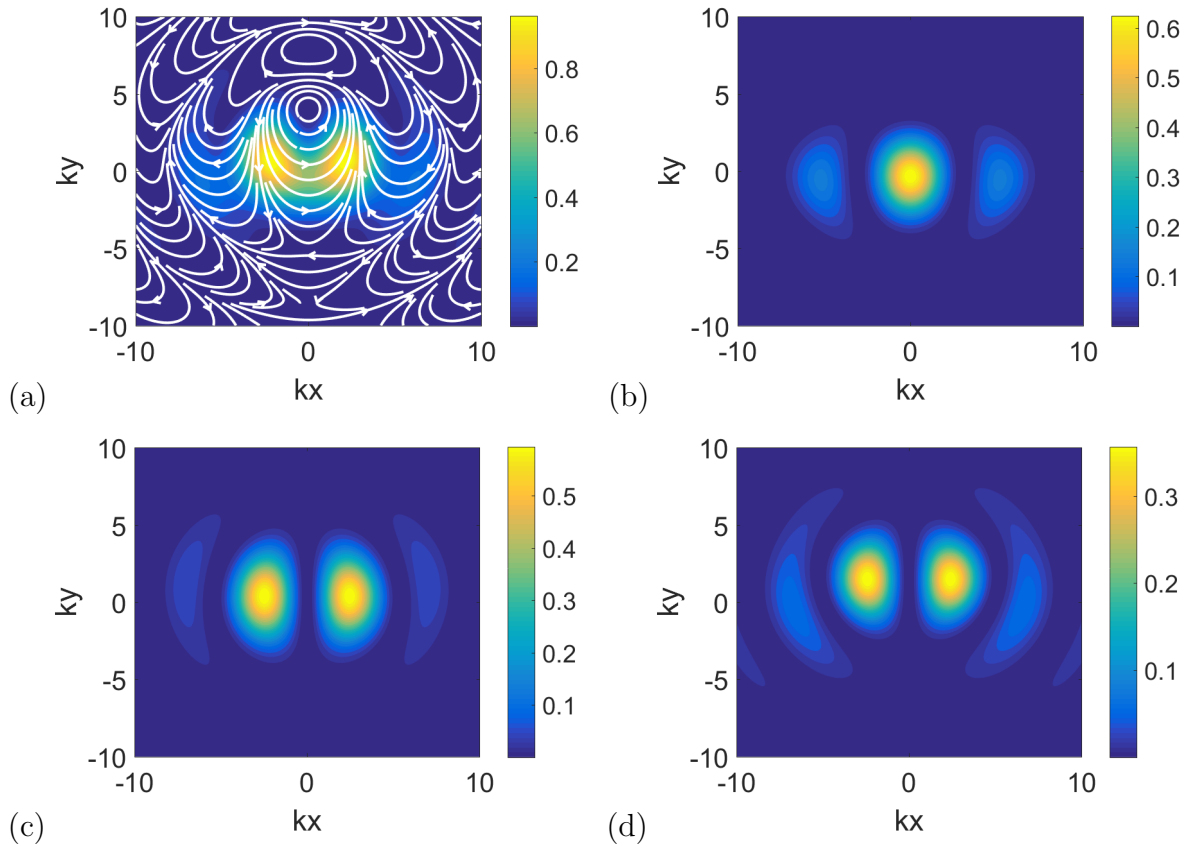
7 pav. „Šypsėnėlės“, žiūrinčios žemyn, skirstinio pluošto elektrinio lauko intensyvumas $|\mathbf{E}|^2$ židinyje (a). Skaičiavimui parinktas $N = 10$ multipolių skaičius, pluošto bangos ilgis $\lambda = 500$ nm ir fokusuojančio lęšio skaitinė apertūra $NA = 0.9$. Atitinkamai (b, c, d) dalys žymi $|\mathbf{E}_x|^2$, $|\mathbf{E}_y|^2$ ir $|\mathbf{E}_z|^2$ komponentių intensyvumų skirstinius, normuotus į viso pluošto intensyvumą. Baltos strėlytės rodo elektrinio lauko kryptį \mathbf{E} .

šiais trimis atvejais yra panašaus stiprumo.

3.2 Pluošto judesio kiekio momentas

Šiame skyrelyje įsitikinsime, kad judesio kiekio momentas yra statmenas pluošto sklidimo kryptčiai ir apskaičiuosime pluošto judesio kiekio momentą visiems 3.1 skyrelyje aptartiems pluoštų atvejams. Visų pirmausia, pasitelkę (5) formulę, apskaičiuosime judesio kiekio momento tankį. Tam, kad rastume judesio kiekio momento tankį apskaičiuokime pluoštų Poyntingo vektorius. Elektriniai pluoštų skirstiniai jau yra suskaičiuoti, juos išsireiškiant per vektorines sferines harmonikas. Norint rasti magnetinius pluoštų laukus, mes galime tai padaryti pasitelkus (18) formulę, o magnetinį lauką apskaičiuoti sukeitus a_n ir b_n koeficientus vietomis bei padauginus iš konstantos, tuomet Poyntingo vektorius surandamas vektoriškai sudauginus elektrinį ir magnetinį laukus, žr. 9 paveikslėlį.

Norint rasti judesio kiekio momentą lęšio židinio plokštumoje, statmenoje pluošto sklidimo

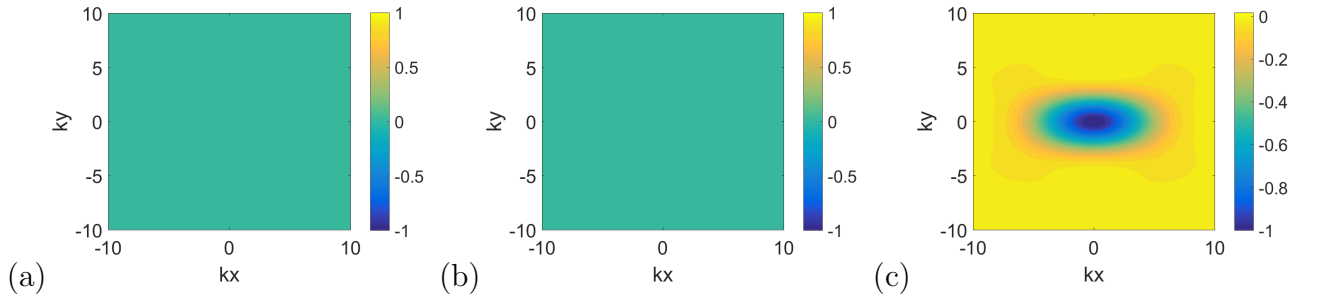


8 pav. „Šypsenėlės“, žiūrinčios aukštyn, skirstinio pluošto elektrinio lauko intensyvumas $|\mathbf{E}|^2$ židinyje (a). Skaičiavimui parinktas $N = 10$ multipolių skaičius, pluošto bangos ilgis $\lambda = 500$ nm ir fokusuojančio lęšio skaitinė apertūra $NA = 0.9$. Atitinkamai dalys (b, c, d) žymi $|\mathbf{E}_x|^2$, $|\mathbf{E}_y|^2$ ir $|\mathbf{E}_z|^2$ komponentių intensyvumų skirstinius, normuotus į viso pluošto intensyvumą. Baltos strėlytės rodo elektrinio lauko kryptį \mathbf{E} .

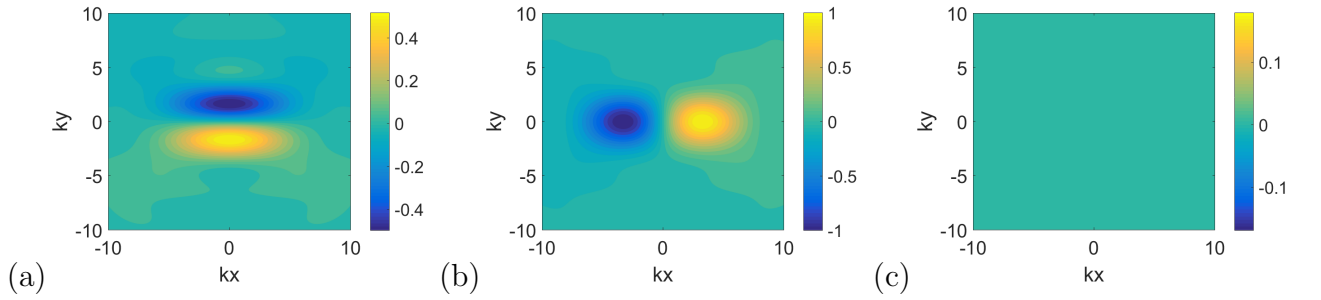
krypčiai, turime integruoti judesio kiekio momento tankį plokštumoje xy .

$$\mathbf{J} = \int \int \mathbf{j} \, dx dy = (J_x, J_y, J_z)$$

Galima pabrėžti, jog judesio kiekio momento tankio komponentė z lęšio židinio taške yra lygi nuliui žr. pav. 10, nors prieš lęšį turėjo nelygią nuliui komponentę z kryptimi. Taip pat labai svarbu paminėti, kad $J_y = J_z = 0$ visiems šiame darbe aptartiems pluoštams, tuo tarpu $J_x \neq 0$. Tai įrodo, kad judesio kiekio momentas yra statmenas pluošto sklaidimo krypčiai lęšio židinio plokštumoje. Jeigu skaičiavimams būtų pasirinkti pluoštai $TEM_{|10|}$ ir TEM_{10} , tuomet judesio kiekio momento tankis y kryptimi būtų asimetrinis ir judesio kiekio momentas būtų stebimas nukreiptas y kryptimi ir komponentė $J_y \neq 0$.



9 pav. „Šypsėnėlės“, žiūrinčios aukštyn, skirstinio pluošto Poyntingo vektorius. Dalys (a,b,c) atitinkamai Poyntingo vektoriaus sandai \mathbf{S}_x , \mathbf{S}_y , \mathbf{S}_z . Skaičiavimui parinktas $N = 10$ multipolių skaičius, pluošto bangos ilgis $\lambda = 500$ nm ir fokusuojančio lęšio skaitinė apertūra $NA = 0.9$.



10 pav. „Šypsėnėlės“, žiūrinčios aukštyn, skirstinio pluošto judesio kiekio momento tankis. Dalys (a,b,c) atitinkamai judesio kiekio momento sandai \mathbf{j}_x , \mathbf{j}_y , \mathbf{j}_z . Skaičiavimui parinktas $N = 10$ multipolių skaičius, pluošto bangos ilgis $\lambda = 500$ nm ir fokusuojančio lęšio skaitinė apertūra $NA = 0.9$. Pabrėžiama, jog judesio kiekio momento tankis \mathbf{j}_x yra nesimetris.

3.3 Fotoninio rato sąveika su viena dalele

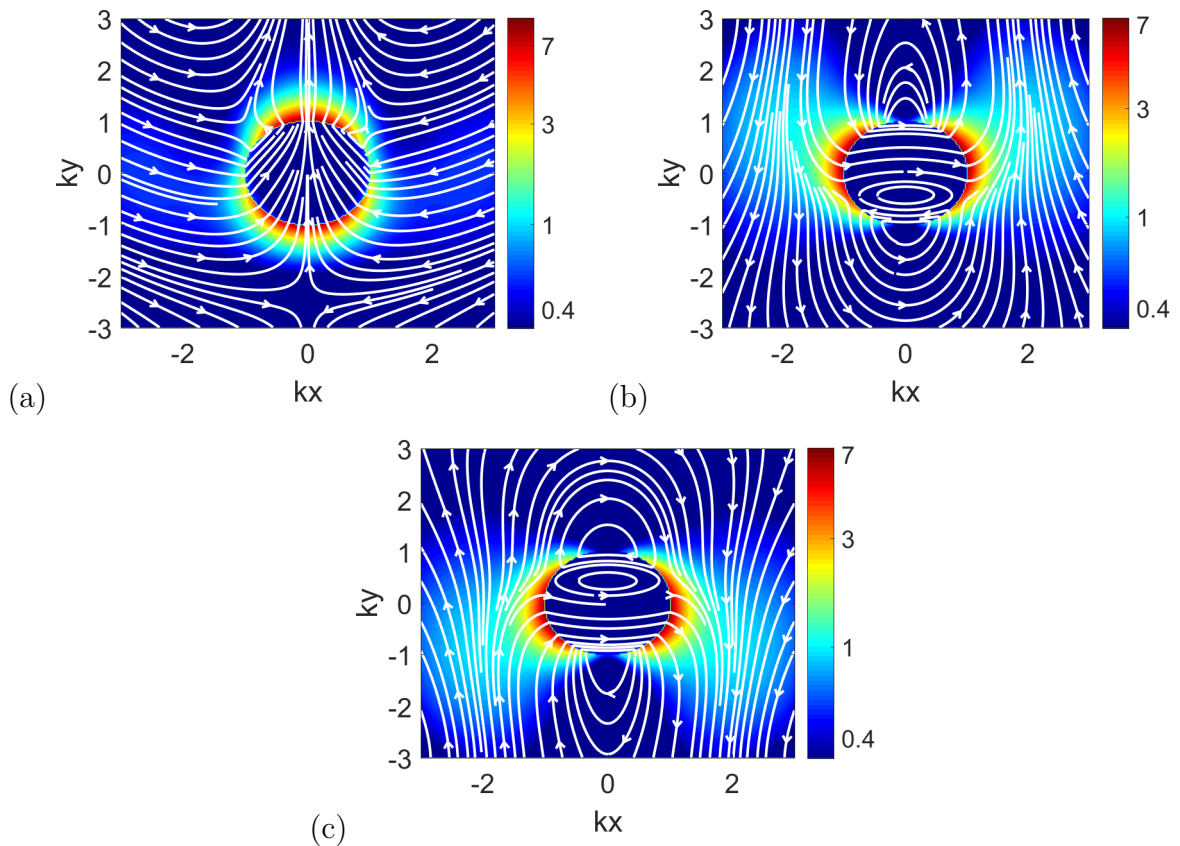
Šiame skyrelyje yra analizuojama fotoninio rato tipo pluoštų sąveika su sferine homogenine dalele. Dalelės išsklaidytų laukų skaičiavimui pasirinkta Mie tipo sklaida, kuri yra trumpai aptarta 1.6 skyrelyje. Norint taikyti šį sklaidos metodą fotoninio rato pluoštai, kaip ir išsklaidytas dalelės laukas, yra aprašyti vektorinėmis sferinėmis harmonikomis. Skaičiavimams pasirinktas pluošto bangos ilgis $\lambda = 500$ nm, fokusuojančio lęšio skaitinė apertūra $NA = 1$, bei $N = 10$ multipolių skaičius. Fotoninio rato sąveika yra skaičiuojama dviem skirtingoms dalelėms: metalinei, kurios spindulys $R = 70$ nm ir santykinė dielektrinė skvarba $\epsilon = -7.933 + 0.1i$ bei dielektrinei dalelei, kurios spindulys $R = 70$ nm ir santykinė dielektrinė skvarba $\epsilon = 15.95 + 0.1i$. Dalelės parametrai yra pasirinkti pagal sekančiame skyrelyje naudojamą metodiką, tačiau šiuo metu tai nėra aktualu. Taip pat, visais sąveikos atvejais, dalelės yra patalpintos fotoninio rato pluošto centre.

Pirmiausia, analizuojama metalinės dalelės sąveika su trimis skirtingais fotoninio rato pluoštais, aptartais 3.1 skyrelyje. Pluoštų sąveikos su dalele elektrinio lauko intensyvumų skirstiniai yra atvaizduoti 11 paveikslėlyje. Galima pastebėti, jog elektrinio lauko dalelės viduje nėra. Taip pat, yra pastebimas elektrinio lauko sustiprėjimas dėl elektrinio dipolinio rezonanso. To-

kiu metu, ties suintensyvejusia elektrinio lauko vieta yra stebimi ir paviršiniai plazmonai.

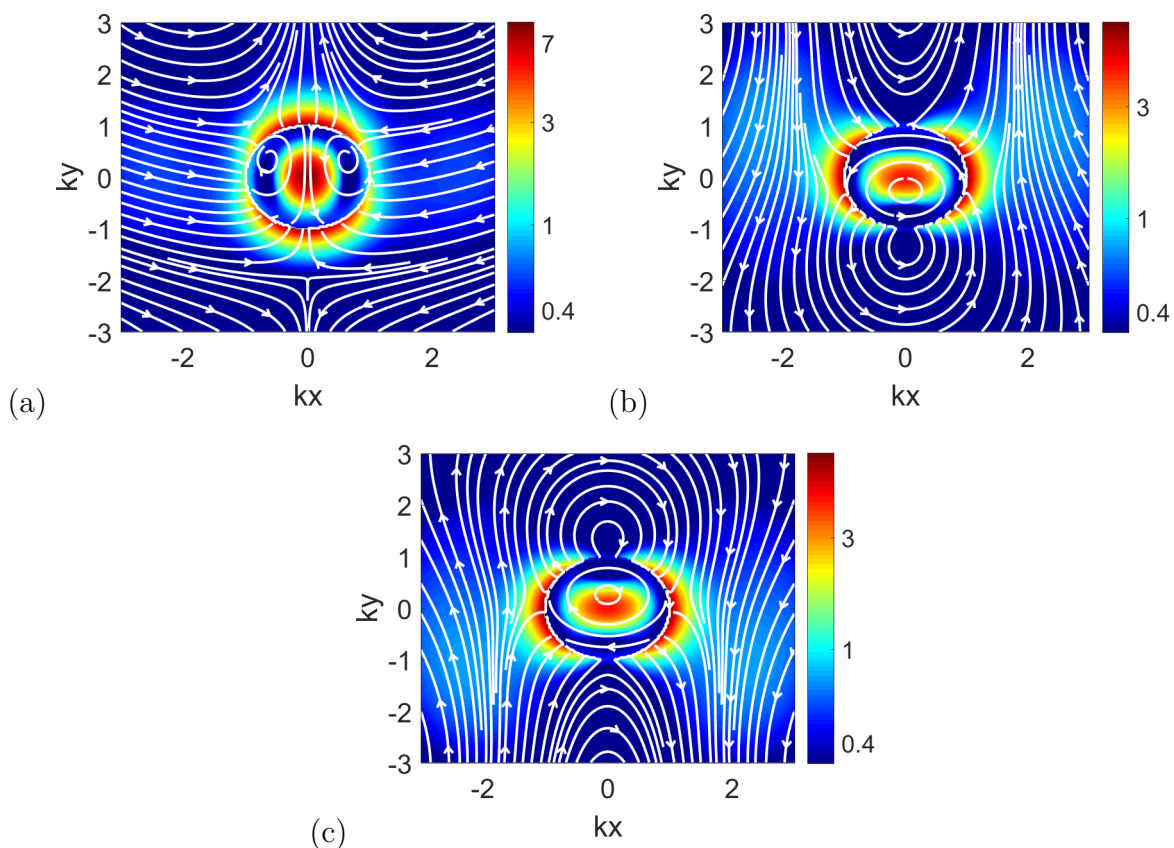
Kitas atvejis yra, kuomet fotoninio rato pluoštai sąveikauja su dielektrine dalele. Sąveikos rezultatas yra atvaizduotas 12 paveikslėlyje. Visų trijų pluoštų sąveikos su dalele atveju, yra stebimas elektrinio lauko sustiprėjimas ties dalelės centru bei dalelės išoreje, tai atitinka elektrinio dipolio rezonansinę modą.

Tiek dielektrinės dalelės, tiek ir metalinės dalelės slaidos atveju elektrinio lauko sustiprėjimas yra panašaus dydžio. Taip pat, elektrinio dipolio rezonanso kryptis yra stebima krentančio elektrinio lauko poliarizacijos kryptimi.



11 pav. Sklaida nuo dalelės. „Paukščio“ skirstinio pluošto (a), „Šypsenėlės“ žiūrinčios aukštyn skirstinio pluošto (b) bei „Šypsenėlės“ žiūrinčios žemyn skirstinio pluošto (c), sklaida nuo metalinės dalelės, kurios santykinė dielektrinė skvarba $\epsilon = -7.933 + 0.1i$ ir $R = 70$ nm. Skaičiavimui parinktas $N = 10$ multipolių skaičius, pluošto bangos ilgis $\lambda = 500$ nm ir fokusuojančio lęšio skaitinė apertūra $NA = 1$. Baltos strėlytės rodo elektrinio lauko kryptį \mathbf{E} , išsklaidyto elektrinio lauko intensyvumas normuotas į krentančio pluošto intensyvumą.

Atlikus elektrinio lauko sklaidos skaičiavimus, gavus multipolių amplitudžių koeficientus a_n ir b_n bei pasitelkus (18) formulę, surastos magnetinių laukų išraiškos. Turint elektromagnetinio lauko išraišką, suskaičiuotas judesio kiekio momento tankis, kuomet su dielektrine ir metaline dalele sąveikavo „šypsenėlės“, žiūrinčios aukštyn, pluoštas. Gauti rezultatai atvaizduoti 13 ir 14 paveikslukuose atitinkamai. Matome, jog komponentės \mathbf{j}_z judesio kiekio momento tankis

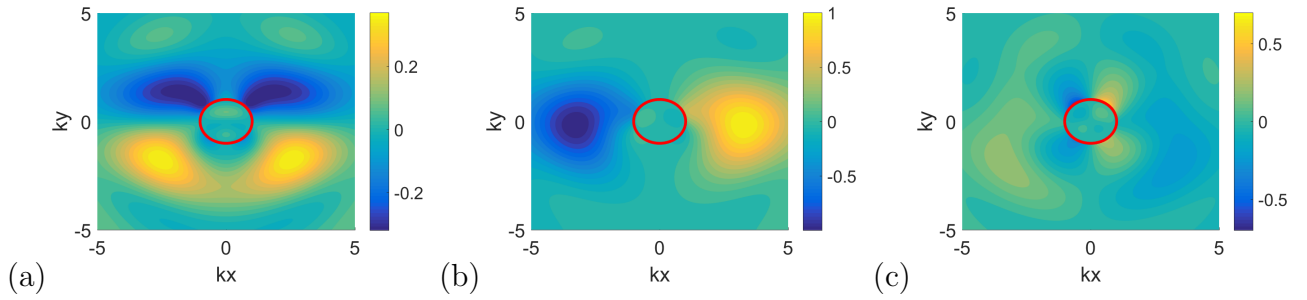


12 pav. Sklaida nuo dalelės. „Paukščio“ skirstinio pluošto (a), „Šypsenėlės“ žiūrinčios aukštyn skirstinio pluošto (b) bei „Šypsenėlės“ žiūrinčios žemyn skirstinio pluošto (c), sklaida nuo dielektrinės dalelės, kurios santykinė dielektrinė skvarba $\epsilon = 15.95 + 0.1i$ ir $R = 70$ nm. Skaičiavimui parinktas $N = 10$ multipolių skaičius, pluošto bangos ilgis $\lambda = 500$ nm ir fokusuojančio lęšio skaitinė apertūra $NA = 1$. Baltos strėlytės rodo elektrinio lauko kryptį \mathbf{E} , išsklaidyto elektrinio lauko intensyvumas normuotas į krentančio pluošto intensyvumą.

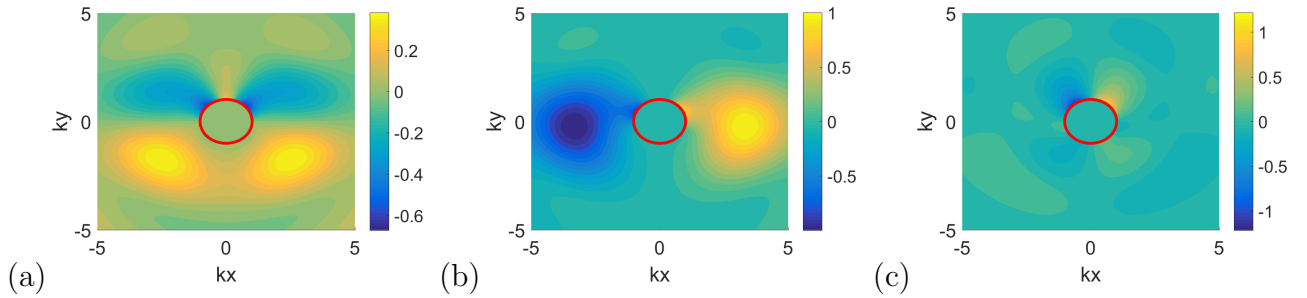
dėl sąveikos su dalele yra nelygus nuliui, nors toks buvo skaičiuojant tik pluošto judesio kiekio momento komponentes (pavaizduota 10 paveikslėlyje). Tačiau, čia svarbu paminėti, kad suintegravus judesio kiekio momento tankį lęšio židinio plokštumoje statmenoje pluošto sklaidimo kryptčiai, judesio kiekio momentas \mathbf{J}_y ir \mathbf{J}_z abiejais atvejais išlieka lygus nuliui. Vienintelis likęs judesio kiekio momento sandas \mathbf{J}_x yra nelygus nuliui. Tai parodo, jog dalelė, esanti lęšio židinyje, pasižymi judesio kiekio momentu, nukreiptu statmenai pluošto sklaidimo kryptčiai.

3.4 Chiraliskumas

Šiame skyrelyje yra nagrinėjamas meta-atomas, sudarytas iš trijų dalelių, išdėstytų arti viena kitos. Ieškomos tokios meta-atomo parametrų vertės, kad meta-atomas pasižymėtų chiraliniu optiniu atsaku. Tai reiškia, kad krentant tam pačiam pluoštui į meta-atomą iš dviejų priešingų pusių, šiuo atveju, tai yra plokštuma, jungianti šių trijų dalelių centrus, skirtusi pra-



13 pav. Judesio kiekio momento tankis, esant sąveikai tarp „Šypsenėlės“ žiūrinčios aukštyn skirstinio pluošto ir dielektrinės dalelės. Dalys (a,b,c) atitinkamai judesio kiekio momento sandai \mathbf{j}_x , \mathbf{j}_y , \mathbf{j}_z . Skaičiavimui parinktas $N = 10$ multipolių skaičius, pluošto bangos ilgis $\lambda = 500$ nm ir fokusuojančio lęšio skaitinė apertūra $NA = 1$, dalelės santykinė dielektrinė skvarba $\epsilon = 15.95 + 0.1i$ ir spindulys $R = 70$ nm. Raudona linija žymi dalelės kontūrą, judesio kiekio momento tankio amplitudės normuotos į \mathbf{j}_y komponentę.

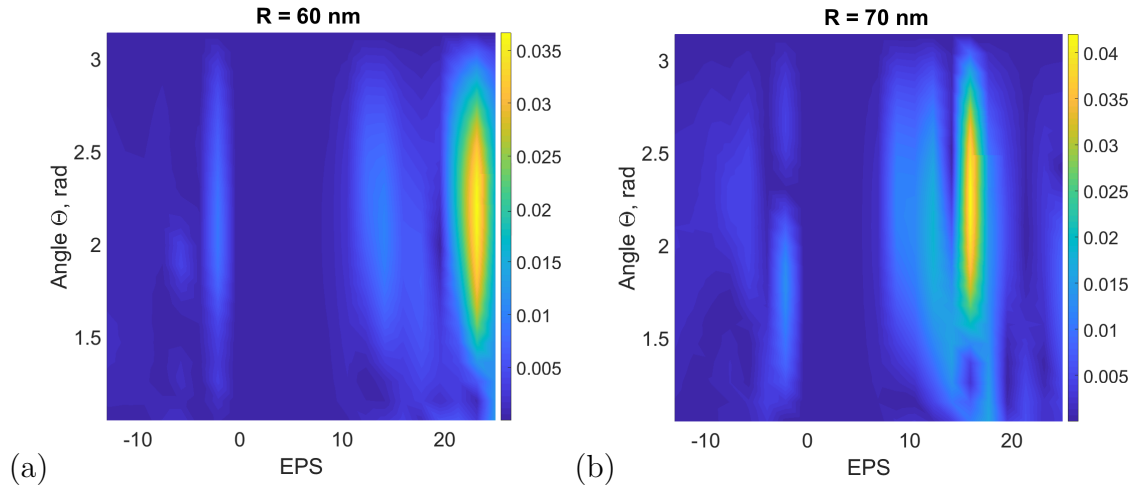


14 pav. Judesio kiekio momento tankis, esant sąveikai tarp „Šypsenėlės“ žiūrinčios aukštyn skirstinio pluošto ir metalinės dalelės. Dalys (a,b,c) atitinkamai judesio kiekio momento sandai \mathbf{j}_x , \mathbf{j}_y , \mathbf{j}_z . Skaičiavimui parinktas $N = 10$ multipolių skaičius, pluošto bangos ilgis $\lambda = 500$ nm ir fokusuojančio lęšio skaitinė apertūra $NA = 1$, dalelės santykinė dielektrinė skvarba $\epsilon = -7.933 + 0.1i$ ir spindulys $R = 70$ nm. Raudona linija žymi dalelės kontūrą, judesio kiekio momento tankio amplitudės normuotos į \mathbf{j}_y komponentę.

einančios šviesos pralaidumas.

Taigi, meta-atomuose sudarytuose iš trijų dalelių yra skaičiuojamas pralaidumo skirtumas tarp apskritiminės kairinės ir apskritiminės dešinės poliarizacijos, kuomet į meta-atomą krenta plokščia banga. Skaičiuojant chiraliskumą yra ganėtinai daug meta-atomo parametrų, kurie gali daryti įtaką galutiniam rezultatui t.y. dalelių dydžiai R , centrinės dalelės dydžio santykis su šoninėmis dalelėmis, kampas tarp dalelių θ , santykinė dielektrinė skvarba ϵ , bei santykinės dielektrinės skvarbos kitimas, keičiant didžiausios dalelės santykinę dielektrinę skvarbą kitų dalelių atžvilgiu. Skaičiuojant parametrų erdvėje, kuomet kistų visi išvardinti parametrai skaičiavimui užtruktų labai ilgai, taigi skaičiavimui buvo pasirinkta tokia metodika:

- Pasirenkamas centrinės dalelės spindulys R (40nm, 50nm, 60nm ir 70nm).
- Kiekvienam iš variantų skaičiuojami skirtingi centrinės dalelės spindulio R santykiai su šoninėmis dalelėmis. Jei centrinės dalelės spindulio santykio koeficientas yra 1, tai šoninių



15 pav. Pralaidumo skirtumo skaičiavimai tarp kairinės apskritiminės ir dešininės apskritiminės poliarizacijos pluoštų keičiant dalelių dielektrinę skvarbą ϵ , bei kampą tarp dalelių θ , centrinės dalelės klasteryje dydis $R = 60$ nm (a) ir $R = 70$ nm (b), šoninių dalelių santykis su centrine dalele abiejais atvejais 1.15 : 0.85.

dalelių buvo pasirinkti trys skirtingi variantai: (1.1 ir 0.9), (1.15 ir 0.85), bei (1.2 ir 0.8).

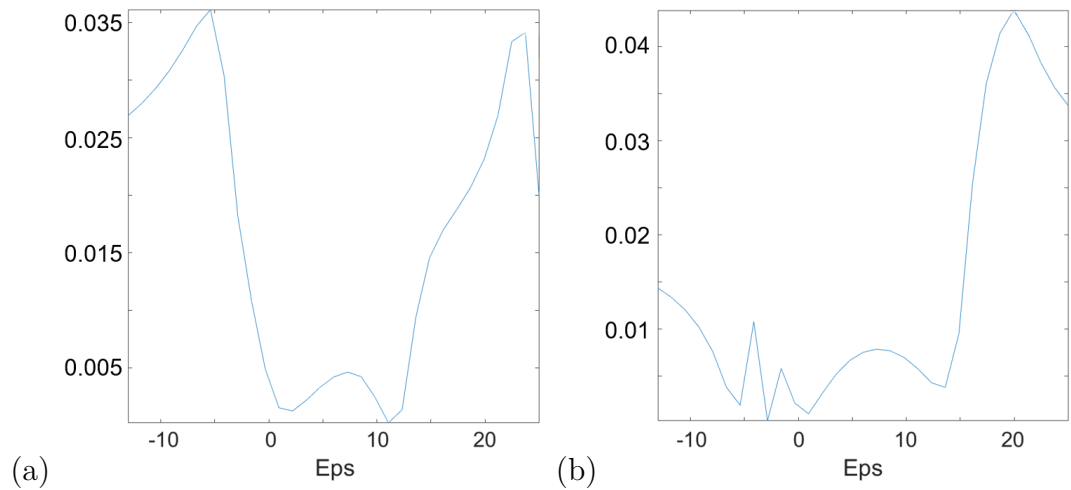
- Kiekvienam tokiam variantui suskaičiuota matrica keičiant klasterio kampą θ ir viso klasterio dielektrinę skvarbą ϵ .

Suskaičiavus pralaidumo skirtumo modulį tarp kairinės apskritiminės poliarizacijos ir dešininės apskritiminės poliarizacijos elektromagnetinių bangų bei sunormavus į didžiausią vertę $\max(T_{LCP}, T_{RCP})$, pralaidumo skirtumas skaičiuojamas $T = |T_{LCP} - T_{RCP}| / \max(T_{LCP}, T_{RCP})$, čia T_{LCP} ir T_{RCP} atitinkamai reiškia pralaidumą pro meta-atomą, kuomet į jį atitinkamai krito kairinė ir dešininė apskritiminės poliarizacijos, gautas didžiausias pralaidumo skirtumas dviem atvejais, atvaizduotas 15 paveikslėlyje.

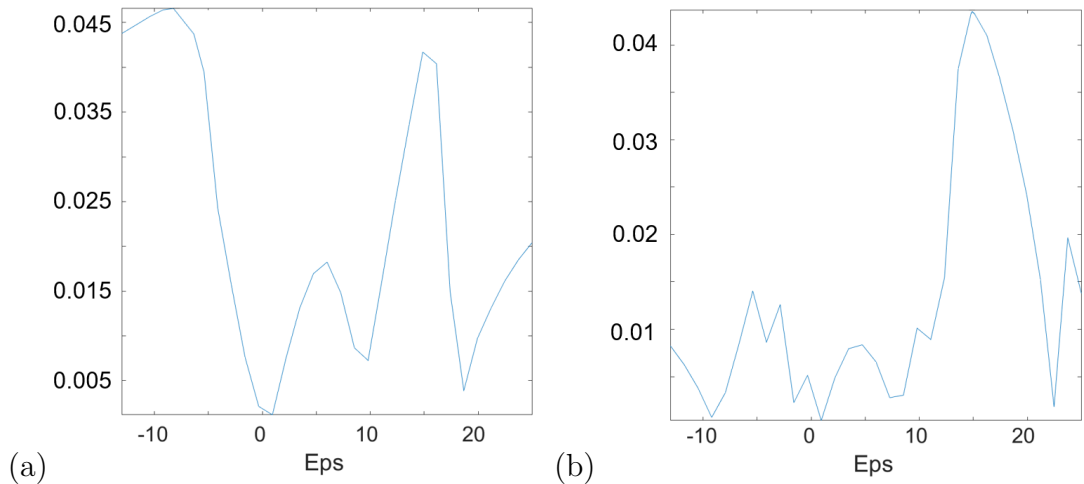
Taip pat, iš rezultatų matoma, jog chiraliniam atsakui gauti daug reikšmės turi dalelių dielektrinė skvarba, o kampas tarp dalelių nėra toks svarbus, skaičiuojant tarp $\theta = (2, 2.5 \text{ rad})$. Esant metalinėms dalelėms, chiralinis atsakas nėra stebimas. Tačiau iš pav. (16) ir (17) matoma, jog vieną iš dalelių pakeitę metaline, galime gauti chiralines heterogenines optines struktūras ir net padidinti chralinį optinį efektą.

3.5 Fotoninio rato sąveika su klasteriu

Šiame skyrelyje yra nagrinėjama fotoninių ratų pluoštų sąveika su chralinių optinių atsaką turinčiu homogeniniu ir heterogeniniu meta-atomu. Be to, meta-atomas ir klasteris vartojami pakaitomis bei turi tą pačią reikšmę. Skaičiavimams buvo pasirinkti trys aptarti fotoninių ratų pluoštai ir dvi meta-atomų konfigūracijos. Pluoštų bangos ilgis $\lambda = 500$ nm, visiems skaičiavimams naudojamas $N = 10$ multipolių skaičius bei pluoštą fokusuojančio lęšio skaitinė



16 pav. Chiralinio klasterio pralaidumo skaičiavimai tarp kairinės apskritiminės ir dešininės apskritiminės poliarizacijos pluoštų, keičiant didžiausios dalelės santykinę dielektrinę skvarbą ϵ (a) ir centrinės dalelės santykinę dielektrinę skvarbą ϵ (b), esant centrinės dalelės $R = 60$ nm ir šoninių dalelių $\epsilon = 23.19 + 0.1i$, kitus klasterio parametrus palikus tokius, su kuriais buvo gautas didžiausias optinis chiralinis atsakas.



17 pav. Chiralinio klasterio pralaidumo skaičiavimai tarp kairinės apskritiminės ir dešininės apskritiminės poliarizacijos pluoštų, keičiant didžiausios dalelės santykinę dielektrinę skvarbą ϵ (a) ir centrinės dalelės santykinę dielektrinę skvarbą ϵ (b), esant centrinės dalelės $R = 70$ nm ir šoninių dalelių $\epsilon = 15.95 + 0.1i$, kitus klasterio parametrus palikus tokius, su kuriais buvo gautas didžiausias optinis chiralinis atsakas.

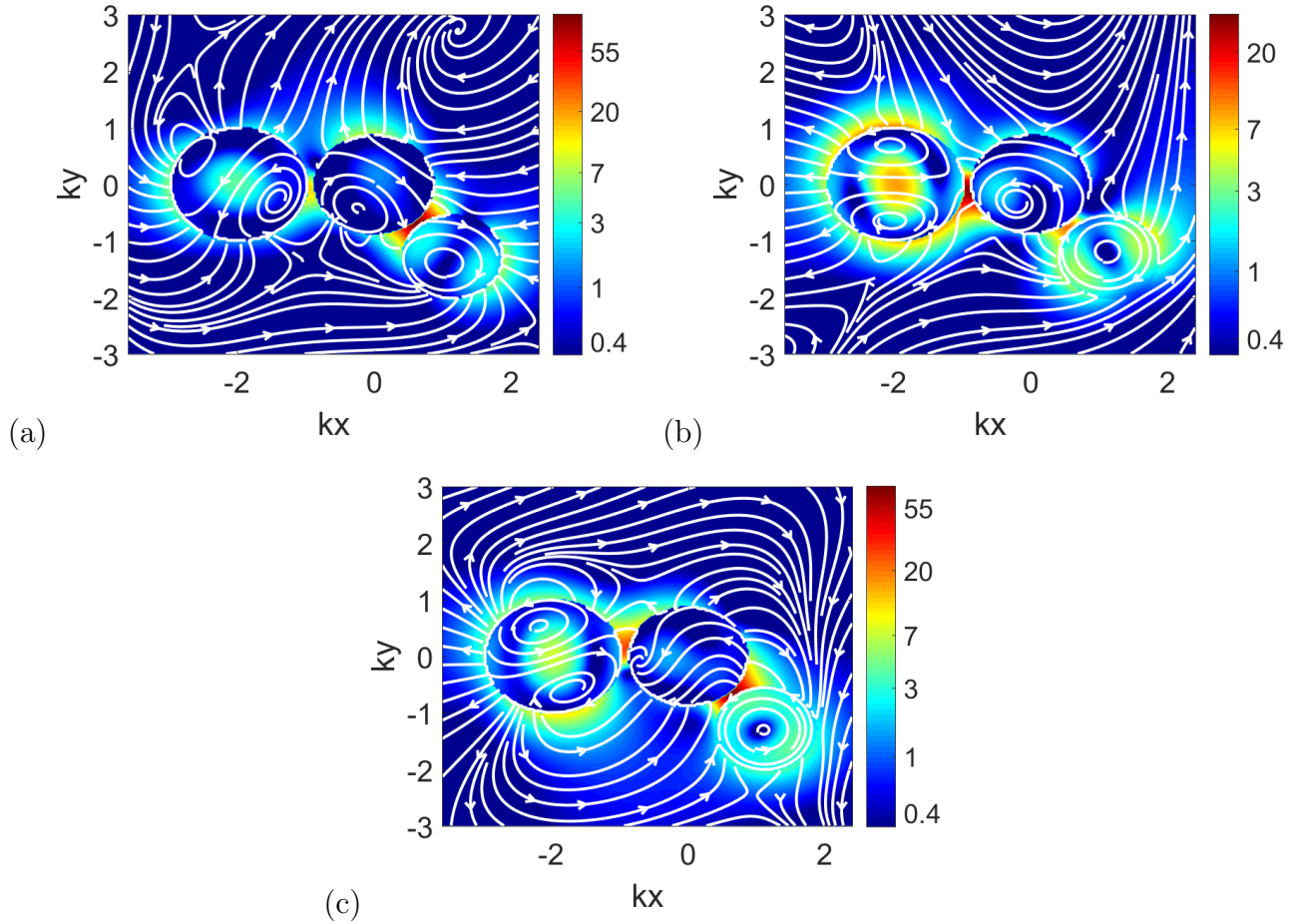
apertūra $N = 1$. Apžvelkime plačiau kiekvieną iš meta-atomų konfiguracijų.

3.5.1 Fotoninio rato sąveika su homogeniniu klasteriu

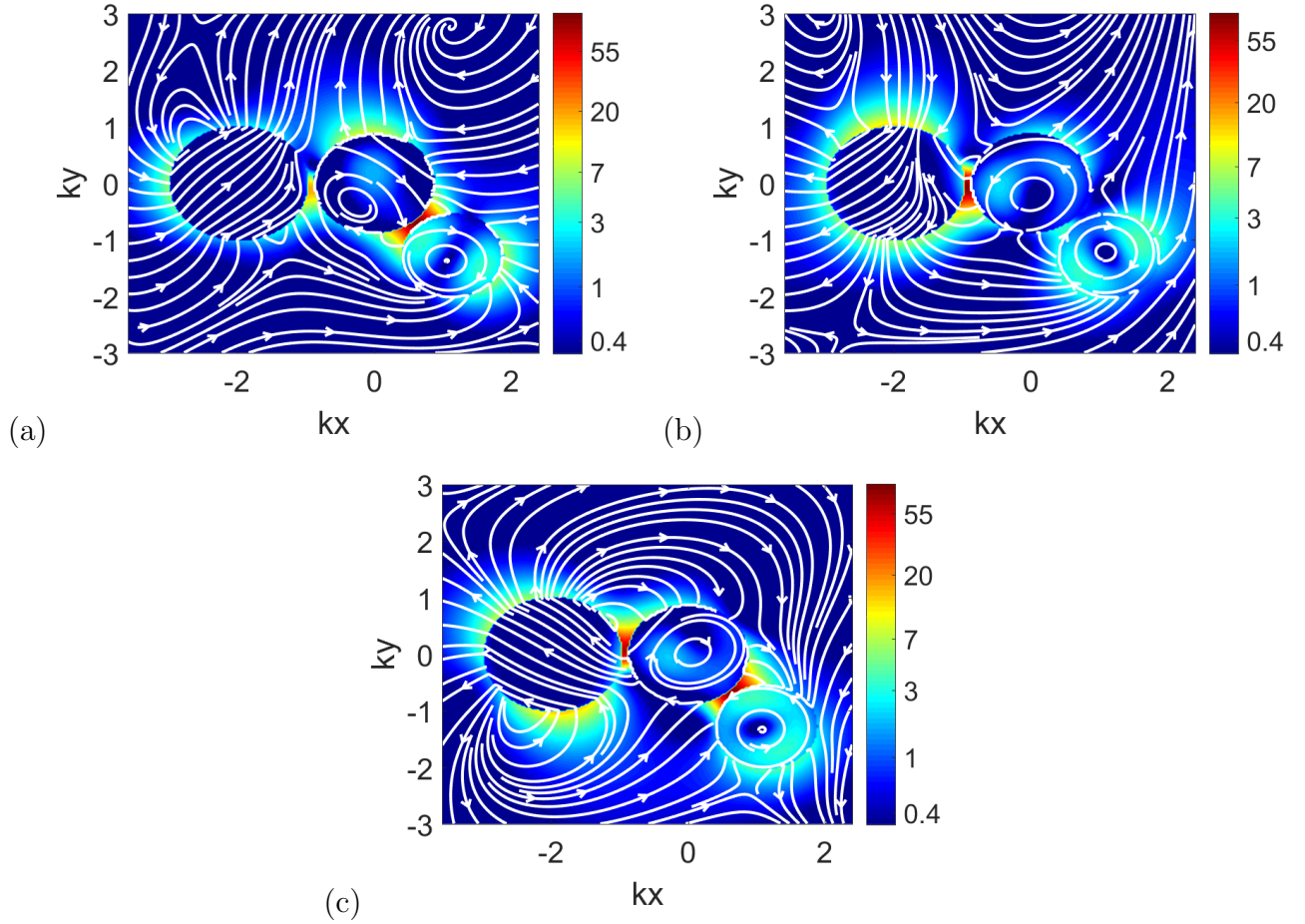
Pirmiausia, apžvelkime klasterį, sudarytą iš vienodos santykinės dielektrinės skvarbos, turinčios medžiagos dalelių. Toks klasteris yra surastas 3.4 skyrelyje ir pasirinktas tas, kurio centrinė dalelė yra $R = 70$ nm, santykinė dielektrinė skvarba $\epsilon = 15.95 + 0.1i$, o spindulių santykis su centrine dalele yra $1.15 : 1 : 0.85$. Galima pastebėti, jog pluošto sąveika su klasteriu yra ganėtinai komplikuota, pavaizduota 18 paveiksliuke. Visais trejais atvejais matome, kad didžiausios dalelės rezonansas atitinka elektrinio dipolio kuriamą elektrinį lauką, o mažiausios dalelės rezonansas atitinka magnetinio dipolio kuriamą elektrinio lauką. Taip pat, (a) atveju matomas itin stiprus vidurinės ir mažiausios dalelės ryšys, (b) ir (c) atvejais centrinė dalelė stipriai sąveikauja su abiejomis šoninėmis dalelėmis.

3.5.2 Fotoninio rato sąveika su heterogeniniu klasteriu

Apžvelkime klasterį, sudarytą iš skirtingą santykinę dielektrinę skvarbą turinčios medžiagos dalelių. Toks klasteris yra surastas 3.4 skyrelyje. Pasirinktas tas, kurio centrinė dalelė yra $R = 70$ nm, centrinės ir mažiausios dalelės santykinė dielektrinė skvarba $\epsilon = 15.95 + 0.1i$, didžiausios dalelės santykinė dielektrinė skvarba $\epsilon = -7.933 + 0.1i$, o spindulių santykis su centrine dalele yra $1.15 : 1 : 0.85$. Klasterio sąveika su fotoninių ratų pluoštais pavaizduota 19 paveikslėlyje. Šį klasterį palyginus su homogeniniu klasteriu, galima pastebėti, kad didžiausioje dalelėje nestebimas elektrinio dipolio kuriamo lauko rezonansas, taip pat, atveju (a) išryškėja centrinės dalelės ryšys su mažiausia dalele, (b) atveju išryškėja centrinės dalelės ryšys su didžiausia dalele, o (c) atveju stebimas stiprus centrinės dalelės ryšys su abiejomis šoninėmis dalelėmis.



18 pav. Sklaida nuo chralinio homogeninio dalelių klasterio. „Pauščio“ skirstinio pluošto (a), „Šypsenėlės“ žiūrinčios aukštyn skirstinio pluošto (b) bei „Šypsenėlės“ žiūrinčios žemyn skirstinio pluošto (c), sklaida nuo trijų dalelių chralinio klasterio. Visų dalelių santykinė dielektrinė skvarba $\epsilon = 15.95 + 0.1i$, centrinės dalelės spindulys $R = 70$ nm, dalelių esančių iš šonų spindulio santykis su centrine dalele 1.15 : 0.85, trikampio nubrėžto per dalelių centrus bukasis kampas $\theta = 2.3$ rad. Skaičiavimui parinktas $N = 10$ multipolių skaičius, pluošto bangos ilgis $\lambda = 500$ nm ir fokusuojančio lęšio skaitinė apertūra $NA = 1$. Baltos strėlytės rodo elektrinio lauko kryptį \mathbf{E} , išsklaidyto elektrinio lauko intensyvumas normuotas į krentančio pluošto intensyvumą.



19 pav. Sklaida nuo chiralinio heterogeninio dalelių klasterio. „Paukščio“ skirstinio pluošto (a), „Šypsenėlės“ žiūrinčios aukštyn skirstinio pluošto (b) bei „Šypsenėlės“ žiūrinčios žemyn skirstinio pluošto (c), sklaida nuo trijų dalelių chiralinio klasterio. Centrinės ir mažiausios dalelių santykinė dielektrinė skvarba $\epsilon = 15.95 + 0.1i$, didžiausios dalelės santykinė dielektrinė skvarba $\epsilon = -7.933 + 0.1i$, centrinės dalelės spindulys $R = 70$ nm, dalelių esančių iš šonų spindulio santykis su centrine dalele 1.15 : 0.85, trikampio nubrėžto per dalelių centrus bukasis kampas $\theta = 2.3$ rad. Skaičiavimui parinktas $N = 10$ multipolių skaičius, pluošto bangos ilgis $\lambda = 500$ nm ir fokusuojančio lęšio skaitinė apertūra $NA = 1$. Baltos strėlytės rodo elektrinio lauko kryptį \mathbf{E} , išsklaidyto elektrinio lauko intensyvumas normuotas į krentančio pluošto intensyvumą.

Rezultatai ir išvados

Rezultatai

1. Gautos skaitmeninės fotoninių ratų tipo pluoštų sklaidimo vektoriniais sferiniais multipoliais išraiškos, jos patikrintos.
2. Gauta fotoninių ratų tipo pluoštų uždaros formos Mie sklaidos teorijos išraiška.
3. Pirmą kartą išnagrinėtas judesio kiekio momentas, fotoninių ratų sąveikos su dalele metu.
4. Pasitelkiant darbe išvystytą Mie sklaidos teoriją fotoninių ratų pluoštams, ji pritaikyta, aprašyti sąveikai su skirtingais, homogeniniais ir heterogeniniais, meta-atomais.
5. Išnagrinėta meta-atomų erdvė ir rasti parametrai, kuomet meta-atomas yra chiralinis, tokio meta-atomo centrinės ir mažiausios dalelių santykinė dielektrinė skvarba $\epsilon = 15.95 + 0.1i$, didžiausios dalelės santykinė dielektrinė skvarba $\epsilon = -7.933 + 0.1i$, centrinės dalelės spindulys $R = 70$ nm, dalelių esančių iš šonų spindulio santykis su centrine dalele $1.15 : 0.85$, trikampio nubrėžto per dalelių centrus bukasis kampas $\theta = 2.3$ rad.

Išvados

1. Skirtingų poliarizacijų vektoriniai fotoninių ratų tipo pluoštai gali būti atvaizduoti vektoriniais sferiniais multipoliais.
2. Vektorinių fotoninių ratų tipo pluoštų sąveika su sferinėmis dalelėmis gali būti aprašyta pasitelkus uždaros formos Mie sklaidos teoriją.
3. Vektorinių fotoninių ratų tipo pluoštų sąveika su meta-atomais sudarytais iš sferinių dalelių yra aprašoma pluošto sklaidinio pagalba.
4. Rastos sąlygos, kuomet iš trijų sferinių nanodalelių sudarytas meta-atomas, yra chiralinis.

Literatūros sarakšas

- [1] G. Mie, Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen, *Annalen der physik* 330(3), 377–445 (1908).
- [2] S. Quabis, R. Dorn, M. Eberler, O. Glöckl, G. Leuchs, Focusing light to a tighter spot, *Optics Communications* 179(1-6), 1–7 (2000).
- [3] R. Dorn, S. Quabis, G. Leuchs, Sharper focus for a radially polarized light beam, *Physical review letters* 91(23), 233901 (2003).
- [4] M. Neugebauer, P. Banzer, T. Bauer, N. Lindlein, A. Aiello, C. Marquardt, J. Korger, G. Leuchs, Experimental demonstration of the geometric spin hall effect of light in highly focused vector beams, in *Quantum Electronics and Laser Science Conference (Optical Society of America, 2012)*, QW1E–4.
- [5] X. S. Xie, J. K. Trautman, Optical studies of single molecules at room temperature, *Annual review of physical chemistry* 49(1), 441–480 (1998).
- [6] J. A. Stratton, *Electromagnetic theory* (John Wiley & Sons, 2007).
- [7] V. A. Markel, V. N. Pustovit, S. V. Karpov, A. V. Obuschenko, V. S. Gerasimov, I. L. Isaev, Electromagnetic density of states and absorption of radiation by aggregates of nanospheres with multipole interactions, *Physical Review B* 70(5), 054202 (2004).
- [8] J. Petschulat, J. Yang, C. Menzel, C. Rockstuhl, A. Chipouline, P. Lalanne, A. Tünnermann, F. Lederer, T. Pertsch, Understanding the electric and magnetic response of isolated metaatoms by means of a multipolar field decomposition, *Optics express* 18(14), 14454–14466 (2010).
- [9] S. Mühlig, C. Menzel, C. Rockstuhl, F. Lederer, Multipole analysis of meta-atoms, *Meta-materials* 5(2-3), 64–73 (2011).
- [10] L. Tsang, J. A. Kong, K.-H. Ding, *Scattering of electromagnetic waves: theories and applications*, volume 27 (John Wiley & Sons, 2004).
- [11] T. X. Hoang, X. Chen, C. J. Sheppard, Multipole theory for tight focusing of polarized light, including radially polarized and other special cases, *JOSA A* 29(1), 32–43 (2012).
- [12] P. Banzer, M. Neugebauer, A. Aiello, C. Marquardt, N. Lindlein, T. Bauer, G. Leuchs, Demonstration of a state of light with purely transverse angular momentum, in *Conference on Coherence and Quantum Optics (Optical Society of America, 2013)*, T2A–1.

- [13] A. Aiello, P. Banzer, M. Neugebauer, G. Leuchs, From transverse angular momentum to photonic wheels, *Nature Photonics* 9(12), 789 (2015).
- [14] O. Emile, J. Emile, Energy, linear momentum, and angular momentum of light: What do we measure?, *Annalen der Physik* 530(12), 1800111 (2018).
- [15] E. Wolf, Electromagnetic diffraction in optical systems-i. an integral representation of the image field, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 253(1274), 349–357 (1959).
- [16] B. Richards, E. Wolf, Electromagnetic diffraction in optical systems, ii. structure of the image field in an aplanatic system, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 253(1274), 358–379 (1959).
- [17] P. M. Morse, H. Feshbach, *Methods of theoretical physics, Vol. II* (2010).
- [18] T. Bauer, S. Orlov, U. Peschel, P. Banzer, G. Leuchs, Nanointerferometric amplitude and phase reconstruction of tightly focused vector beams, *Nature Photonics* 8(1), 23 (2014).
- [19] M. Neugebauer, P. Banzer, T. Bauer, S. Orlov, N. Lindlein, A. Aiello, G. Leuchs, Geometric spin hall effect of light in tightly focused polarization-tailored light beams, *Physical Review A* 89(1), 013840 (2014).
- [20] S. Orlov, P. Banzer, Vectorial complex-source vortex beams, *Physical Review A* 90(2), 023832 (2014).
- [21] D. W. Mackowski, Analysis of radiative scattering for multiple sphere configurations, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences* 433(1889), 599–614 (1991).
- [22] B. Peterson, S. Ström, T matrix for electromagnetic scattering from an arbitrary number of scatterers and representations of e (3), *Physical review D* 8(10), 3661 (1973).
- [23] S. Stein, Addition theorems for spherical wave functions, *Quarterly of Applied Mathematics* 19(1), 15–24 (1961).
- [24] O. R. Cruzan, Translational addition theorems for spherical vector wave functions, *Quarterly of Applied Mathematics* 20(1), 33–40 (1962).
- [25] M. Neugebauer, P. Banzer, T. Bauer, S. Orlov, N. Lindlein, A. Aiello, G. Leuchs, Geometric spin hall effect of light in tightly focused polarization-tailored light beams, *Physical Review A* 89(1), 013840 (2014).

Justas Berškys

FOTONINIO RATO SĄVEIKOS SU CHIRALINIAIS NANODALELIŲ KLASTERIAIS TYRIMAS

Santrauka

Šiame darbe yra nagrinėjama šviesos struktūros, turinčios tik statmenai sklidimo ašiai nukreiptą judesio kiekio momentą, pavadintos fotoniniais ratais, sąveika su sferinėmis dalelėmis bei meta-atomu sudarytu iš jų. Darbe buvo užsibrėžta susipažinti su Mie tipo teorija, aprašanti elektromagnetinio lauko sklaidą per vektorines sferines harmonikas, aprašyti fotoninio rato tipo pluoštus per vektorines sferines harmonikas bei suskaičiuoti ir atvaizduoti tokių pluoštų sklaidą ir sąveiką su sferinėmis dalelėmis ir meta-atomu sudarytu iš jų.

Teorinėje dalyje yra supažindinama su fotoninio rato tipo pluoštais, detalai išanalizuojamas tokių pluoštų aštrus fokusavimas lęšiu, turinčiu didelę skaitinę apertūrą. Taip pat, pateikiama teorija, reikalinga aprašyti elektromagnetinio lauko sklaidą nuo sferinės dalelės bei apžvelgiamas keleto sferų sklaidos metodas.

Antrojoje tiriamojo darbo dalyje yra skaičiuojama aštriai fokusuoto fotoninio rato tipo pluošto skleidimas vektorinėmis sferinėmis harmonikomis. To reikia norint aprašyti tokio pluošto sklaidą nuo sferinių dalelių. Fotoninio rato tipo pluoštą galime gauti aštriai sufokusavus du į skirtingas puses apskritimiškai poliarizuotus pluoštus, arba sufokusavus elektrinio lauko modą TEM_{01} , kurios abi dalys yra skirtingai apskritimiškai poliarizuotos. Šiame darbe yra skaičiuojama elektrinio lauko moda TEM_{01} bei jos modulis $TEM_{|01|}$. Šiuos du pluoštus vienas kitam statmenai poliarizavus bei vieną iš jų padauginus iš menamo vieneto i bei juos sudėjus, gauname pluoštą TEM_{01} , kurio abi dalys yra į skirtingas puses apskritimiškai poliarizuotos. Sufokusavus šį pluoštą, lęšio židinio plokštumoje stebimas fotoninio rato tipo pluoštas.

Trečiojoje darbo dalyje yra nagrinėjama fotoninio rato sąveika su sferinėmis dalelėmis bei su meta-atomu, sudarytu iš dalelių. Pirmiausia įsitikinama, jog pluošto judesio kiekio momentas yra statmenas sklidimo kryptčiai, tada apskaičiuojamas judesio kiekio momentas, esant sąveikai su dalele. Galima pabrėžti, kad judesio kiekio momentas išlieka statmenas pluošto sklidimo kryptčiai. Vėliau yra ieškomas chiralinis meta-atomas, sudarytas iš trijų sferinių dalelių bei skaičiuojama ir analizuojama fotoninio rato sąveika su tokiu meta-atomu.

Šio darbo metu pavyko fotoninio rato pluoštą išskleisti vektorinėmis sferinėmis harmonikomis ir pasitelkiant Mie tipo teoriją gauti sklaidos nuo sferinės dalelės ir meta-atomo rezultatus. Yra surasti parametrai, kuomet meta-atomas pasižymi chiralinėmis optinėmis savybėmis.

INTERACTION OF THE PHOTONIC WHEEL WITH CHIRAL CLUSTERS OF
NANOPARTICLES

Summary

The interaction of the photonic wheel with chiral clusters of nanoparticles and spherical particles is presented in this work. The photonic wheel is a beam which is interesting because of its unique angular momentum distribution. At the focal point of lens, the only observed angular momentum component is transverse to its propagation direction. The goal of this work is to familiarize with the theory describing Mie type scattering with the help of vector spherical harmonics. Also to calculate and visualize such type interactions.

In the first part of the work, the Mie type scattering theory leading to calculating photonic wheel scattering of spherical particles and meta-atoms made out of them is given. Firstly it is introduced to the concept of photonic wheel, then theory leading to light confinement of highly focused beams. Also, it is introduced to the multiple sphere scattering method.

The second part of the work contains highly focused photonic wheels beams expansion into vector spherical harmonics. It is needed because the Mie type scattering theory requires fields to be described in vector spherical harmonics base. The photonic wheel beam can be obtained by focusing two light beams which are circular right-handed and left-handed polarized. The result of interference at the lens focal point gives only a transverse angular momentum component of the beam. In this work, the same result can be obtained using the laser beam mode TEM_{01} , which has two separate parts who are differently circular polarized, than it is focused and the result of focusing is a photonic wheel beam.

The third part of the work contains photonic wheels beams interaction with spherical particles and meta-atoms made out of them. Angular momentum of the beam with and without a dielectric and metallic spherical particle at a focal point is calculated. The angular momentum remains transverse even with the particle being present. After that meta-atom of three spherical particles is constructed, the interest was to find such meta-atom configurations to be chirally optically responsive. The interaction of photonic wheel beams with such a meta-atom was calculated.

During this work photonic wheel beam was successfully expanded into vector spherical harmonics, also the Mie type scattering theory was used to calculate the interaction of such beams with spherical particles and meta-atoms made of them. The chirally optically responsive meta-atom parameters were found and interaction of these meta-atoms with photonic wheel beam was calculated and visualized.