

Tartu Ülikool
Loodus- ja täppisteaduste valdkond
Füüsika instituut

Tanel Kiis

**Orbitaalset impulsimomenti kandvad ülilaia
spektriga valgusväljad**

Bakalaurusetöö

Juhendajad:
TÜ FI doktorant Andreas Valdmann
TÜ FI teadur Peeter Piksarv

Tartu 2016

Sisukord

Sissejuhatus	3
1 Teoreetilised alused	4
1.1 Orbitaalne impulsimoment	4
1.2 Orbitaalse impulsimomendi dekompositsioon	5
1.2.1 Murdarvuline impulsimoment	6
1.3 Kasutusala ja rakendused	7
1.4 SEA-TADPOLE	7
2 Materjalid ja meetodid	10
2.1 Valgusvälja numbriline levitamine	10
2.2 Orbitaalse impulsimomendiga valguskimpude eksperimentaalne tekitamine	11
2.2.1 Faasiplaadiga tekitamine	11
2.2.2 Holograafiline meetod	11
3 Tulemused ja analüüs	15
3.1 Faasiplaadiga tekitatud kimbud	15
3.2 Holograafilise elemendiga tekitatud kimbud	16
Kokkuvõte	19
Tänuavaldused	21
Kasutatud kirjandus	24

Sissejuhatus

Kui valguse poolt kantava impulsimomendi polarisatsioonist tingitud komponenti tuntakse juba eelmise sajandi esimesest poolest, siis faasipildist tulenev orbitaalne impulsimoment avastati alles 1992. aastal. Orbitaalset impulsimomenti kandvaid valgusvälju, millel on krüvikujulised samafaasipinnad, tuntakse ka optiliste keeristena. See nimetus on lisaks keerlevale iseloomule tingitud ka laserkiire teljele tekkivast intensiivsuse miinimumist [1].

Üheks optika alaks, kus tekib keeristega kombineerimisel uusi rakendusi, on ajaliselt ülilühikesed valgusimpulsid. Valguse saab kokku suruda mõne femtosekundilise kestusega pakettideks, kasutades üliläia spektrit sobiva faasipildiga. Lühikeste impulsside korral muutub valguse hetkevõimsus mitu suurusjärku suuremaks, ilma keskmist võimsust muutmata [2].

Impulsimomenti kandvad väljad on leidnud kasutust vägagi erinevates valdkondades, nagu mikromasinad [1], astronoomia [3], andmeside [4, 5] või biomikroskoopia [6]. Ülilühikesed keerised on avanud uued võimalused materjalide töötlemiseks [7].

Läia spektri kasutamine tekitab aga ka uusi väljakutseid, eelkõige soovitud valgusväljade tekitamisel. Dispergeerivaid elemente kasutades saavad erinevad spektrikomponendid erineva väärtusega impulsimomendi ning kiire ringsümmeetria on rikutud (vt selle töö ptk 3). Difrageerivad elemendid eraldavad komponendid üksteisest. Erinevaid elemente kombineerides on võimalik neid puudusi vältida.

Käesoleva töö eesmärgiks on nii teoreetiliselt kui eksperimentaalselt võrrelda kahte erinevat lähenemist läia spektriga optiliste keeriste tekitamisele. Töös on antud ülevaade üliläia spektriga keeristest ning on valmistatud holograafiline element keeriste tekitamiseks. Eksperimentaalselt on ära mõõdetud faasiplaadiga ja holograafilise elemendiga tekitatud valgusväljad. Vastavust teooriale on kontrollitud numbriliste arvutustega.

Esimeses peatükis on antud ülevaade orbitaalset impulsimomenti kandvate valgusväljade, nende rakenduste ja ühe mõõtemetodi kohta. Teises peatükis uuritakse valgusväljade numbrilise levitamise meetodeid ning peamisi tekitamisviise monokromaatilisel ja läia spektriga juhul. Viimases peatükis on analüüsitud eksperimenditulemusi ja võrreldud numbriliste simulatsioonide tulemustega.

1. Teoreetilised alused

1.1. Orbitaalne impulsimoment

Kõige tuntumad orbitaalset impulsimomenti kandvad valgusväljad on Laguerre-Gaussi kimbud, kus Gaussi kimbule on lisatud faasi lineaarne sõltuvus asimuutnurgast. Seejuures on asimuudist sõltuv faas pidev ehk valguse levimissihi ümber täispöörde tegemisel kasvab laine faas täisarvu kordse 2π võrra. Selliste kimpude jaoks on impulsimomendi väärtus kergesti leitav. Paraksiaalses lähenduses on x-telje sihis lineaarselt polariseeritud kimbu vektorpotentsiaal esitatav kujul

$$\mathbf{A} = \hat{\mathbf{x}}u(x, y, z) \exp(i\omega t - ikz). \quad (1)$$

Siin ja edaspidi on meil vektorite \hat{x} , \hat{y} ja \hat{z} näol tegemist paremakäelise ristkoordinaadistiku vastavate ühikvektoritega. Valguse ringsageduseks on ω ning lainearvuks k , $u(x, y, z)$ on valgusvälja aeglaselt muutuv amplituud ehk mähisjoon.

Vektorpotentsiaalile vektoroperaatoreid rakendades saadakse elektri- ja magnetvälja avaldised

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \nabla \times \mathbf{A} \\ &= -ik \left(u\hat{\mathbf{y}} - \frac{i}{k} \frac{\partial u}{\partial y} \hat{\mathbf{z}} \right) \exp(i\omega t - ikz), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \Phi \\ &= -i\omega \mathbf{A} - i\frac{c^2}{\omega} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) \\ &= -\left(i\omega u \hat{\mathbf{x}} + c \frac{\partial u}{\partial x} \hat{\mathbf{z}} \right) \exp(i\omega t - ikz). \end{aligned} \quad (3)$$

Teades elektri- ja magnetvälja ajalis-ruumilist käitumist, saame leida ajas keskmistatud impulsitiheduse

$$\begin{aligned} \mathbf{p} &= \varepsilon_0 \langle \mathbf{E} \times \mathbf{B} \rangle \\ &= \frac{\varepsilon_0}{2} ((\mathbf{E} \times \mathbf{B}^*) + (\mathbf{E}^* \times \mathbf{B})) \\ &= i\omega \frac{\varepsilon_0}{2} \left(u \cdot \left(\hat{\mathbf{x}} \frac{\partial u^*}{\partial x} + \hat{\mathbf{y}} \frac{\partial u^*}{\partial y} \right) - u^* \cdot \left(\hat{\mathbf{x}} \frac{\partial u}{\partial x} + \hat{\mathbf{y}} \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right) + \omega k \varepsilon_0 |u|^2 \hat{\mathbf{z}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Tärniga on tähistatud kaaskomplekssed suurused. Impulsitiheduse ja asukohavektori

vektorkorrutis annab impulsimomenditiheduse

$$\mathbf{j} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}. \quad (5)$$

Sama kimbu energiatihedus on esitatav kujul

$$w = c\varepsilon_0 \langle \mathbf{E} \times \mathbf{B} \rangle_z. \quad (6)$$

Laguerre-Gaussi kimpude korral avaldub mähisjoon polaarkoordinaatides kujul

$$u(\rho, \phi, z) = u_0(\rho, z) \exp(im\phi). \quad (7)$$

Asendades (7) impulsi ning impulsimomendi tiheduste avaldistesse, saame impulsi-
momendi ja koguenergia jagatise

$$\frac{L_z}{W} = \frac{\iint \varepsilon_0 \omega m |u|^2 r dr d\phi}{\iint c \omega^2 |u|^2 r dr d\phi} = \frac{m}{\omega}. \quad (8)$$

Siit järeldub, et keskmiselt kannab iga footon impulsimomenti $m\hbar$. Kui kimp pole
lineaarselt polariseeritud, lisandub sellele veel spinnist tulenev impulsimomendi
komponent [8]. Edaspidi on töös impulsimomendi suuruse all mõeldud suuruse m
väärtust.

1.2. Orbitaalse impulsimomendi dekompositsioon

Üldiselt võivad orbitaalset impulsimomenti kanda ka valguskimbud, mille asimuudist
sõltuv faas pole lineaarne ja pidev. Siiski on ka keerukama faasipildiga $e^{if(\phi)}$ kimpe
võimalik lihtsasti matemaatiliselt kirjeldada, arendades faasiekspONENTI Fourier' ritta

$$e^{if(\phi)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m \exp(im\phi). \quad (9)$$

Kaalud on võimalik leida integreerides

$$a_m = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(if(\phi)) \exp(-im\phi) d\phi. \quad (10)$$

1.2.1. Murdarvuline impulsimoment

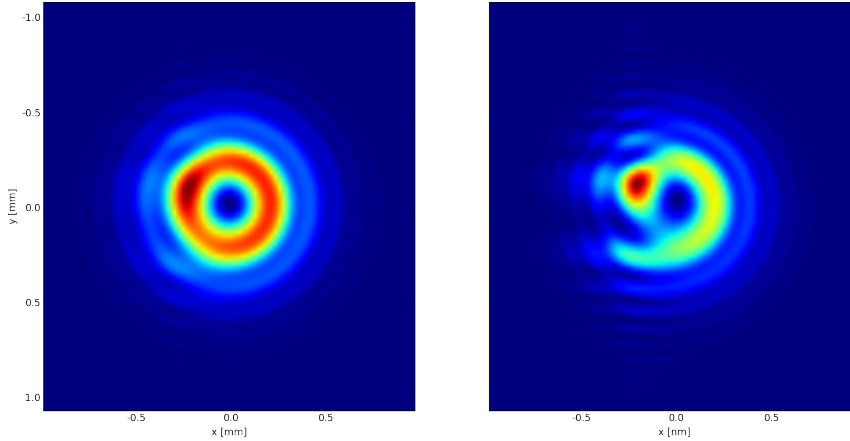
Eksperimentides võib kasutada impulsimomendiga kimbu tekitamiseks faasiplaati. Kui kasutatakse laia spektriga valgusallikat või monokromaatilist, mille lainepikkus pole täpselt õige väärtusega, on tekkivate kimpude faasipildis 2π täisarvukordsest erinev hüpe ning tegemist on murdarvulise impulsimomendiga [9]. Vaatleme olukorda, kus faasihüppe suurus on $2\pi q$ ning q pole täisarv. Sellisel juhul on integraal (10) leitav kujul

$$\begin{aligned} a_m &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(iq\phi) \exp(-im\phi) d\phi \\ &= \frac{\sin(\pi(q-m))}{\pi(q-m)}. \end{aligned} \quad (11)$$

Sellest tulenevalt on iga komponendi energia osakaal

$$I \sim \Re(a_m)^2 = \text{sinc}^2(\pi(q-m)). \quad (12)$$

Murdarvulise impulsimomendiga kimpu saab väga hästi lähendada vaid kahe kõige lähema täisarvulise impulsimomendiga kimbu summana. Need kaks kannavad koguintensiivsusest vähemalt $2 \text{sinc}^2(0,5\pi) \approx 81\%$.



Joonis 1: Murdarvulise orbitaalse impulsimomendiga valguskiire läbilõike simulatsioon ($q_1 = 1,06$ ja $q_2 = 1,28$).

Simuleeritud laserkiire läbilõigetest (joonis 1) on näha, et faasihüppe piirkonnas kaotab kimp oma korrapärase struktuuri. See efekt on seda tugevam, mida rohkem erineb impulsimoment täisarvust. Kimbu struktuuri lagunemine mõjutab tugevalt tulemusi rakendustes, kus on vajalik väga suur täpsus. Töö teises pooles uuritakse täpsemalt, kuidas tekitada kimpe, kus on iga lainepikkusega komponendil sama

täisarvuline impulsimoment.

1.3. Kasutusala ja rakendused

Optiliste keeriste iseloomulik intensiivsusjaotus ning nendega kaasnev impulsimoment on võtmetähtsusega mitmes valdkonnas. Impulsimomenti saab kasutada mikroskoopiliste objektide lõksustamiseks ning liigutamiseks [10]. Unikaalset intensiivsusprofiili kasutades on välja töötatud mikroskoop, mille lahutusvõime on üle difraktsioonipiiri [6]. Kasutades keeriselist faasiplaati koronograafis, on võimalik märgatavalt parandada selle efektiivsust [3]. Ülilühikesi impulsse keeristega kombineerides on võimalik täpsemalt kontrollida materjalide ablatsiooni [7].

Kogu tänapäevane kiire andmeside tugineb optilistest kiududest koosnevale valguskaablite võrgustikule. Viimase kolmekümne aasta jooksul, kui ühemoodilised kiud on kasutuses olnud, on nende läbilaskevõime kasvanud kuni nelja suurusjärgu võrra. See kasv on viimasel aastakümnel pidurdunud, kuid edastatavad andmehulgad kasvavad järjest kiirema tempoga [11]. Senimaani kasutusel olnud faasi, amplituudi ja polarisatsiooni multipleksimisega ei ole võimalik andmeedastuskiiruseid enam kaua kasvatada, kuna kõrgetel võimsustel leiavad aset kiududes mittelineaarsed efektid [12]. Mitmemoodiliste kiudude kasutuselevõtt lubab samadel võimsustel edastada suuremaid andmehulki. Selle üheks näiteks on orbitaalse impulsimomendi kui uue ja sõltumatu vabadusastme lisamine olemasolevatele signaalidele. Selliste meetoditega saavutatud andmeedastuskiirused küündivad mitme terabitini sekundis nii kiududes kui ka õhus [4, 5].

1.4. SEA-TADPOLE

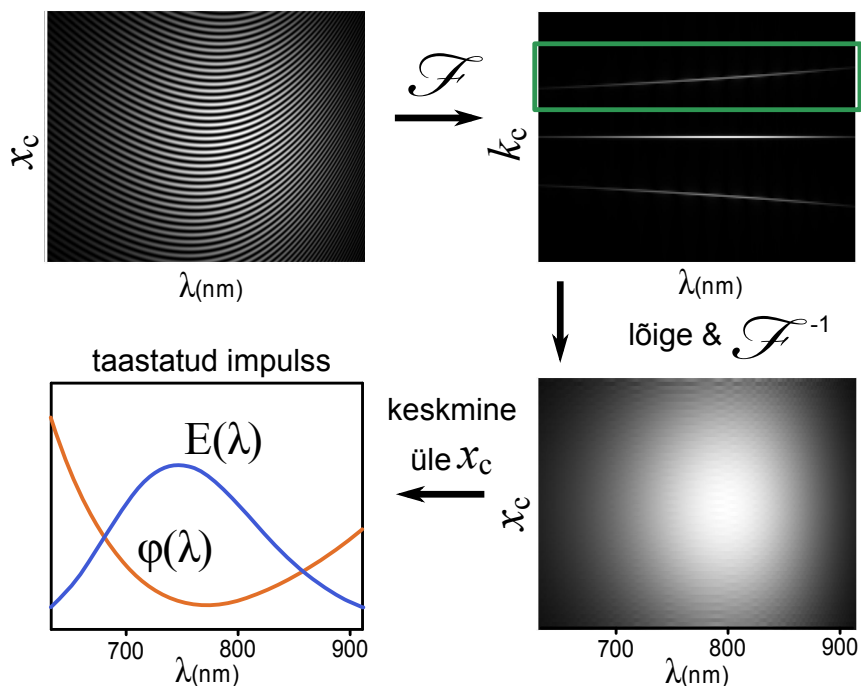
Digitaalsed valgusvälja modulaatorid ja mitmesugused optilised elemendid võimaldavad tekitada väga keerulise ajalis-ruumilise struktuuriga valgusvälju. Soovitud tulemuste saamiseks on oluline mitte töötada pimesi, vaid saadud valgusvälja võimalikult täpselt mõõtes kasutatud meetodeid parandada. Valgusvälja täielikuks ajalis-ruumiliseks karakteriseerimiseks on mitmeid meetodeid, näiteks signaali autokorrelatsiooni analüüsimisel põhinev FROG (*Frequency-Resolved Optical Gating*) [13, 14]. Ajalis-ruumilise lahutuse saamiseks kasutatakse spektraalset interferomeetriat [15, 2]. Spektraalse interferomeetria meetodites on mõõtteõla ja uuritava valgusvälja ajaline viivis konstantne ning ajaline lahutus saadakse valgusvälja jagamisel

spektraalkomponentideks. Selle meetodi näideteks on TADPOLE (*Temporal Analysis of Dispersed Pairs of Light E-fields*) [16] ja selle edasiarendus SEA-TADPOLE (*Spatially Encoded Arrangement for Temporal Analysis of Dispersed Pairs of Light E-fields*) [15, 17, 18, 19].

SEA-TADPOLE'is jagatakse laserkiir kaheks osaks: mõõte- ja võrdlusõlg. Võrdlusõlas juhitakse valgus optilise kiuga spektromeetrisse. Mõõteõlas suunatakse valgus läbi uuritava elemendi ja seejärel kiudu, mille teine ots juhitakse samuti spektromeetrisse. Spektromeeter koosneb neljast komponendist: kollimeeriv lääts, mille fookuses kiudude otsad asuvad, difraktsioonivõre või prisma, mis jagab pealelangeva valguse spektriks, silinderlääts, mis koondab valguse vastuvõtjale, ning viimaks CCD kaamera. Kaamerale tekkiv interferentsmuster on avaldatav funktsioonina

$$S(\omega, x) = |E_0(\omega)|^2 + |E(\omega)|^2 + 2|E_0(\omega)||E(\omega)| \cos\left(\frac{\omega}{c}x \sin(\theta) + \varphi_0(\omega) - \varphi(\omega)\right), \quad (13)$$

kus θ on kiududest väljunud valgusvihkude vaheline nurk, δ on Diraci deltafunktsioon, E ja E_0 on vastavalt mõõte- ja võrdlusõla spektrid ning φ ja φ_0 on mõõte- ja võrdlusõla faasid. Võrdlusspektri $|E_0(\omega)|^2$ leidmiseks tehakse täiendav mõõtmine kinnikaetud mõõteõlaga.



Joonis 2: SEA-TADPOLE-i lahendusalgorithm [2].

Uuritava optilise elemendi täielik mõju valgusväljale on määratud kahe suurusega: $|E(\omega)|/|E_0(\omega)|$ ja $\varphi(\omega) - \varphi_0(\omega)$, ehk kuidas ta mõjutab välja amplituudi ja kuidas faasi. Leides reaalarvulisest funktsioonist $S(\omega, x)$ Fourier' pöörde üle koordinaadi x , saame pildi, kus x -st sõltumatu alaliskomponent $|E_0(\omega)|^2 + |E(\omega)|^2$ on keskel ning sellest mõlemal pool on sümmeetrilised külgribad $|E(\omega)||E_0(\omega)| \exp(i(\varphi(\omega) - \varphi_0(\omega)))\delta(k \pm \frac{\omega}{c} \sin(\theta))$, kus k on Fourier' ruumi koordinaat. Nüüd tuleb üks külgriba välja lõigata ja leida selle Fourier' pöörde teisendus üle koordinaadi k , nihutades eelnevalt k -telje nullpunkti külgriba keskele. Viimase sammuna keskmistame üle koordinaadi x ja jagame tulemuse läbi võrdlusõla spektriga $|E_0(\omega)|^2$. Oleme kätte saanud uuritava elemendi sageduskoste $|E(\omega)|/|E_0(\omega)| \exp(i(\varphi(\omega) - \varphi_0(\omega)))$, mis kirjeldab elemendi mõju valgusväljale. See tulemus on aga ainult ühe punkti jaoks, ruumilise lahutuse saamiseks tuleb mõõteõla kiu otsaga skaneerida üle uuritava tasandi.

Teoreetiliselt peaks SEA-TADPOLE andma täieliku info valgusvälja kohta. Mõõtmised võtavad oma skaneerivast iseloomust tingituna küllaltki kaua aega, kuid samas on faasiinfo mõõtmine väga tundlik mikroskoopilistele muutustele süsteemis. Kiudude murdumisnäitaja üliväike muutus põhjustab juba märgatava faasinihke erinevate mõõtepunktide vahel. See ei mõjuta kiire ristlõike intensiivsuse jaotust, kuid ajalises läbilõikes on märgata tugevat korrapäratust. Õige faasiinfo on SEA-TADPOLE mõõtetulemustes siiski olemas, selle kätte saamiseks on vaja sooritada mõõtmised kahel kaugusel. Esimeselt tasandilt saadud tulemus levitatakse numbriliselt teisele tasandile. Järgmisena pannakse kokku mõõdetud intensiivsuspilt ja arvutuslikult saadud faas, see valgusväli levitatakse tagasi esimesele tasandile. Seda protsessi korratakse edasi-tagasi, kuni levitamise tulemusel saadud faas koondub piisava täpsusega. Pannes kokku mõõdetud intensiivsuse ja arvutatud faasi, saame täieliku valgusvälja kirjelduse [20].

2. Materjalid ja meetodid

2.1. Valgusvälja numbriline levitamine

Valgusvälja numbrilisel simuleerimisel on tavaliselt kaks lähenemist: vektoriaalne ja skalaarne. Vektoriaalse puhul rakendatakse Maxwelli võrrandeid elektromagnetvälja komponentidele ning saadakse tulemus näiteks lõplike elementide või lõplike vahede meetodil. Tegemist on väga võimeka tööriistaga, kuid see on arvutuslikult mahukas ning programmina realiseerimine on keerukas. Skalaarsel juhul on meil vektorvälja asemel igas punktis teada välja intensiivsus ja faas. See lähenemine eeldab enamjaolt paraksiaalset lähendust probleemile, optilisi elemente vaadeldakse lineaarsete nihke-invariantsete (edaspidi LNI) süsteemidena või hetkeliselt valgusvälja faasi või amplituudi muutvate elementidena. Näiteks saab läätse asendada valgusväljale paraboolse faasinihke lisamisega ning tõkkeid amplituudi nulli seadmisega vastavas piirkonnas. Elementide vahelist osa või tervet elementi (klaasplaat jms) saab asendada LNI süsteemiga ja valgusvälja jaotus selle väljundis on leitav süsteemi impulsskoste ning sisendvälja sidumina. Arvutuslikult on kiirem Fourier' teisenduse abil sagedusruumi üleminek, kus impulsskostega sidumi leidmine asendub sageduskostega korrutamiselega. Teades skalaarvälja algtasandil E_1 , avaldub väli E_2 sellega paralleelsel tasandil, mille kaugus eelmisest on z , järgmiselt:

$$E_2(x, y, z) = \mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}[E_1(x, y)] \exp(-ikz + i\frac{k_x^2 + k_y^2}{2k}z)][21]. \quad (14)$$

Seos (14) on lainepikkusest sõltuv ehk laia spektriga valguse levitamise jaoks on tarvis teha antud arvutus igal lainepikkusel eraldi. Erineva lainepikkusega komponendid ei interakteeru ja tänu sellele on võimalik komponente paralleelselt levitada. Seeläbi on võimalik arvutusi kiirendada, kasutades täielikult ära mitmetuumaliste protsessorite maksimaalse saavutatava jõudluse.

Kuigi valgusvälja skalaarse levitamise algoritm on erinevatel kujudel saadaval, sai see töö valmimise käigus progameerimiskeeles *python* implementeeritud. Selle eesmärk oli lisaks hariduslikule väärtusele täielik ühilduvus olemasoleva SEA-TADPOLE juhtimisprogrammi ja selle väljundiga.

2.2. Orbitaalse impulsimomendiga valguskimpude eksperimentaalne tekitamine

Lisaks teoreetilisele uurimisele oli töö eesmärgiks anda üllilaia spektriga (400 nm-2500 nm) valgusväljale orbitaalne impulsimoment, mis oleks kõikide komponentide jaoks sama, ning sooritada selle ajalis-ruumiline mõõtmine, kasutades spektraalse interferomeetria meetodit SEA-TADPOLE. Impulsimomendi tekkeks vajaliku faasipildi andmiseks valgusväljale on mitmeid meetodeid. Järgnevalt vaatleme kahte kõige levinumat.

2.2.1. Faasiplaadiga tekitamine

Juhtides valgusvälja läbi plaadi, mille murdumisnäitaja n erineb keskkonna omast (n_0), tekib faasierinevus ümbritsevas keskkonnas leviva valgusväljaga. Kui klaasplaadi paksus kasvab lineaarselt sõltuvana asimuudist, tekib seda läbivale valgusväljale impulsimoment. Ühe asimuudi väärtuse juures on plaadi pinnal järsk kõrguste erinevus Δh . Sellise plaadi läbimisel tekkiva impulsimomendi suurus valgusvälja komponendil lainepikkusega λ on

$$m = \frac{\Delta h}{\lambda}(n - n_0). \quad (15)$$

Lisaks sellele, et avaldis sõltub ilmutatud kujul lainepikkusest, on ka aine murdumisnäitaja lainepikkuse funktsioon. Kombineerides erinevaid materjale, võib saada faasiplaadi, mis annab sama impulsimomendi kitsas vahemikus, kuid ei ole teada kombinatsiooni, mis töötaks piisavalt laias spektri ulatuses, et kasutada ülilühikeste impulsside korral [22, 23].

2.2.2. Holograafiline meetod

Hologrammid on väga võimsad tööriistad optikas, mis võimaldavad tekitada väga keerukaid valgusvälju ühe standardse meetodiga. Kui salvestada spetsiaalsele hologrammiplaadile soovitud valgusvälja ja tasalaine interferentsmuster, tekib pärast ilmutamist seda plaati tasalainega valgustades esimesse difraktsioonijärku algne valgusväli. Antud meetodi eeliseks on see, et holograafilise faasielemendi modulatsiooni

amplituud ei sõltu lainepikkusest [24]. Selle meetodiga tekib n -dale järgule impulsi-moment, mille väärtus on n korda suurem salvestamisel kasutatust, n negatiivsete väärtuste korral tekib vastupidise keerisega kimp [25]. Hologrammiplaat on oma olemuselt difrageeriv element ning seetõttu levivad eri spektri komponendid pärast selle läbimist erinevate nurkade all. Selle efekti tõttu ei anna ka ühe holograafilise elementi kasutamine laia spektri korral soovitud tulemust.

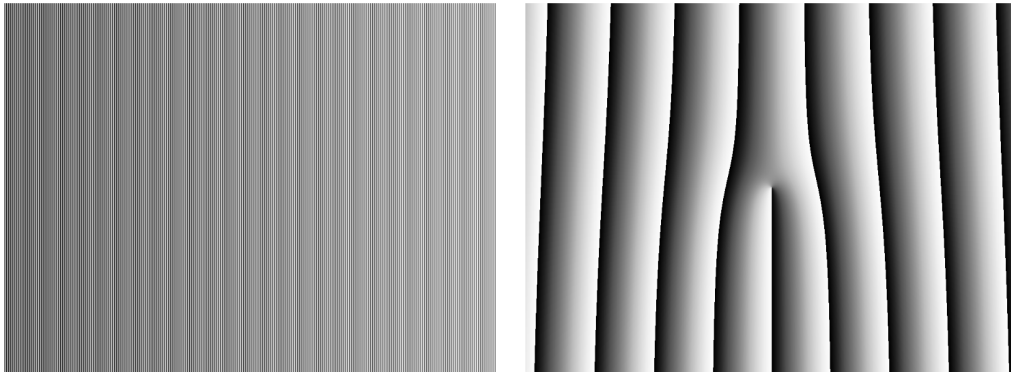
Kirjanduses on välja toodud erinevad meetodid tekkinud nurkdispersiooni kompen-seerimiseks [26, 27, 28]. Esimeseks võimaluseks on asetada holograafilise elemendi ja sama joontetihedusega võre vahele koondav lääts. See võimaldab välja filtreerida difraktsiooni nulljärgu, mis muidu leviks pärast süsteemi läbimist samas suunas tekitatava optilise keerisega. Meetodi üheks puuduseks on läätses aberratsioonid, mille tõttu eri spektri komponendid ei jõua difraktsioonivõrele samas punktis ning see tekitab tulemusel häiritusi. Samuti on probleemiks spektri komponentide poolt läbitud teepikkuste erinevus, mis võib impulsid ajaliselt väga pikaks venitada. Teiseks võimaluseks on difraktsioonivõre asetada vahetult pärast hologrammiplaati, mille-ga kaovad läätses tekkinud aberratsioonid ja impulsi ajaline pikenemine, kuid on märgatavalt keerulisem eristada nulljärku tekkivast optilisest keerisest. Kolmandas töös kasutatakse peegeldavas režiimis töötavat SLMi ja nõguspeegleid, et tekitada soovitud valgusväli. See nõuab keerulist skeemi ning autorid on puudusena välja toonud ka suure energiakao mitmekordsete difraktsioonide tõttu. Nendest punktidest lähtuvalt on valitud tekitamisvahendiks, mida taastada ja mille tulemust mõõta, kaks teineteise vastu asetatud difraktsioonivõret.

Tabel 1: Ruumilise valgusvälja modulaatori HoloEye LC-R 2500 parameetrid

Pikslite arv	1024×768
Piksli küljepikkus	$19 \mu\text{m}$
Ekraani suurus	$19,5 \text{ mm} \times 14,6 \text{ mm}$
Halltoonide arv	256

Hologrammide kirjutamine Soovitud valgusvälja tekitavate hologrammide kir-jutamiseks on vaja kasutada sama ruumilise jaotusega valgusvälja. Vaatamata sellele, et hologrammi soovitakse kasutada laia spektriga laseriga, toimub kirjutamine mo-nokromaatilise valgusallikaga. Säritamisel kasutatava impulsimomendiga kimbu oleks saanud tekitada faasiplaadiga, kuid paremate tulemuste saamiseks kasutati ruumilist valgusvälja modulaatorit (edaspidi SLM - *spatial light modulator*). SLM mõjutab val-gusvälja, muutes oma iga piksli sügavust ühele 256-st erinevast väärtusest (joonised 3a ja 3b). Kõige parema tulemuse saamiseks peaks SLMile kantav difraktsioonivõre

periood koosnema täisarvust pikslitest, vastasel juhul on tekkivas valgusväljas lisamodulatsioonid. Impulsimomendiga kimbu ja tasalaine interferentsmuustril on ühest servast lugedes jooni rohkem kui teises, mis muudab lisamodulatsioonide vältimise võimatuks. Efekt on minimaalne, kui kasutada väga väheste joontega interferentsmuustrit, kuid siis on tekkivate järkude levikusuunad liiga lähedased ja huvipakkuvat on keeruline välja filtreerida.

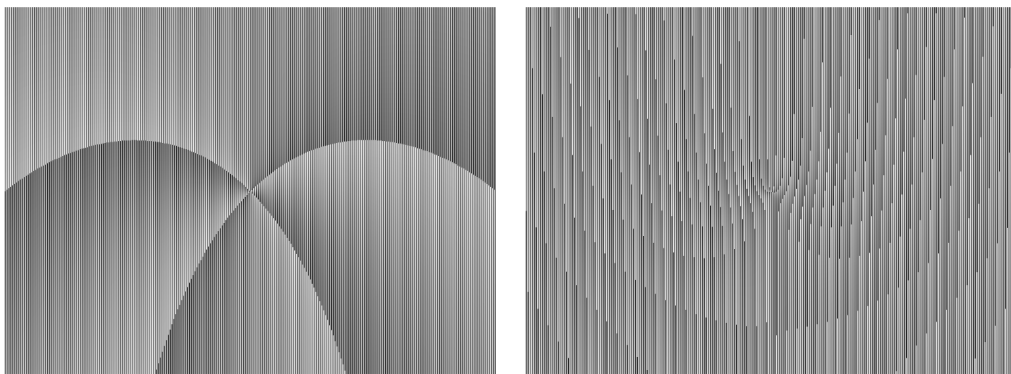


(a) SLMi pilt 256 joonega.

(b) SLMi pilt 8 joone ja spiraalfaasiga.

Joonis 3: SLMi pildid.

Tihedamaid võresid kasutades tekkivad lisamustrid on nähtavad ka SLMilt peegelduval kiirtekimbul. 256 joone korral (4 pikslit perioodi kohta, joonis 4a) on pildil näha väga tagasihoidlikku häiritust võrreldes 243 joonega (joonis 4b), aga samas on see häiritus palju kontrastsem ja tekkinud kiirtekimpu uurides palju selgemini märgatav. Erinevate joonte arvuga katsetades otsustati kasutada muustrit, millel on 243 joont. Vaatamata sellele, et pildil tundub olevat väga kaootiline muster, on tekkivas valgusväljas lisamodulatsioonid vaevu märgata.



(a) SLMi pilt 256 joonega.

(b) SLMi pilt 243 joonega.

Joonis 4: SLMi pildid spiraalfaasiga ($m = 1$).

Üleliigsete SLMilt peegelduvate järkude välja filtreerimiseks kasutati kahest koonda-

vast läätsest ja ühest ümmargusest avast koosnevat $4F$ süsteemi. Interferentsmusteri saamiseks vajaminev tasalaine saadi 70/30 kiirejagaja tagasipeegeldusest, mis suunati omakorda läbi 50/50 kiirejagaja. Kiire mitmekordse jagamisega saadi õlgade intensiivsused võimalikult lähedasteks, mis garanteeris interferentsmusteri ja ühtlasi ka hologrammi maksimaalse kontrastsuse.

Holograafiliste elementide ilmutamine sarnaneb klassikalisele foto ilmutamise protsessile. Selles töös kasutati Thorlabs-i PHR63 punasetundlikke holograafilisi plaate ning nendega kaasas käivat kemikaalide komplekti. Säritati Thorlabs-i HRP050 HeNe laseriga, mille lainepikkus on 632,8 nm. Ilmutusprotsess, mis tuleb läbi viia võimalikult pimedas ruumis, on neljasammuline:

1. Plaati hoida ilmutuskemikaali vannis selle läbipaistmatuks muutumiseni, mis võtab kuni 20 s aega.
2. Üleliigne kemikaal pesta maha destilleeritud veega kolme minuti jooksul.
3. Ilmutuskemikaal pleegitada maha valgendiga kuni plaat on uuesti läbipaistev, mis võtab aega kuni kaks minutit.
4. Viimase sammuna teha plaadile teine kolmeminutiline loputus destilleeritud veega.
5. Soovitusliku sammuna võib kasutada mõnda pindpinevust vähendava aine lahust, et vältida kuivamisplekke.

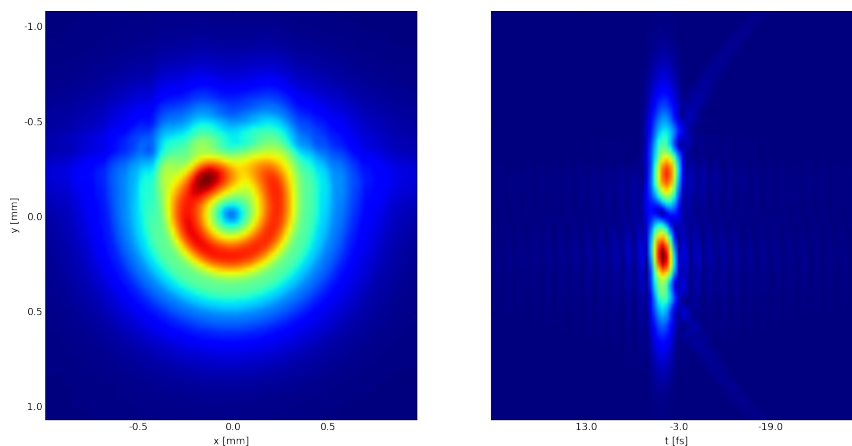
Pärast ilmutamist võib koheselt vastu valgust vaadates difraktsioonivõre olemasolu täheldada, kuid heade tulemuste saamiseks peab plaat täielikult ära kuivama.

3. Tulemused ja analüüs

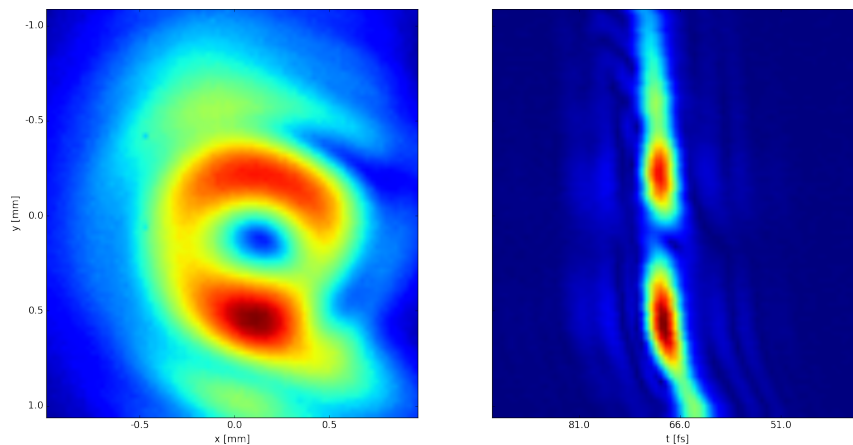
3.1. Faasiplaadiga tekitatud kimbud

Mõõtetulemuste ja teooria kooskõla kontrollimiseks tehti enne mõõtmist eksperimentidele võimalikult lähedaste parameetritega numbriline simulatsioon. Numbrilisel levitamisel kasutatud spekterikomponentide intensiivsused vastasid Gaussi jaotusele vahemikus 400 nm – 2500 nm ning algfaasid olid kõigil komponentidel 0. Ristlõike intensiivsus oli samuti Gaussi jaotusega. Selliste algparameetritega valgusvälja levitati esmalt 100 mm, seejärel lisati igale spektrikomponendile vastav faasiinihe, mis simuleerib faasiplaadi läbimist. Lõpuks levitati valgusvälja 500 mm ja mindi spektraalesituselt ajaesitusse. Saadud tulemus on kujutatud joonisel 5. Pärast seda mõõdeti SEA-TADPOLEga faasiplaadi läbimisel tekkinud valgusvälja (joonis 5). Kasutatud faasiplaat annab valgusväljale lainepikkusega 632 nm impulsimomendi 1.

Vaatamata väikestele erinevustele on mõlemal tulemusel olulised tunnused samad. Kiire keskele tekib tugev intensiivsuse tühimik, mis laieneb ka faasihüppe piirkonda. Selle kõrvale tekib ühele poole ülejäänud kiirest kõrgema intensiivsusega koht. Mõõdetud kiire läbilõikes on rohkem häiritusi, kuid need on tingitud asjaolust, et antud laseri kiire intensiivsuse jaotus pole täiesti sümmeetriline ning faasiplaadi ja kiire keskkohat ei pruukinud ideaalselt kattuda. Ajaline läbilõige kiirest on veelgi sarnasem.



Joonis 5: Faasiplaadiga tekitatud valguskimbu simulatsioon.



Joonis 6: Faasiplaadiga tekitatud valguskimp.

3.2. Holograafilise elemendiga tekitatud kimbud

Hologrammide efektiivsus sõltub suuresti säriajast. Kasutusel olnud laseri võimsust ja hologrammikomplekti parameetreid arvestades saadi optimaalse säriaaja hinnanguks mõned sekundid. Parima tulemuse saamiseks mõõdeti erineva säriaajaga valmistatud plaatide poolt esimestesse difraktsiooni järkudesse leviva valguse intensiivsus võimsusmõõtjaga. Nagu tabelist 2 näha, on huvipakkuvatesse järkudesse leviv valguse osakaal väga väike.

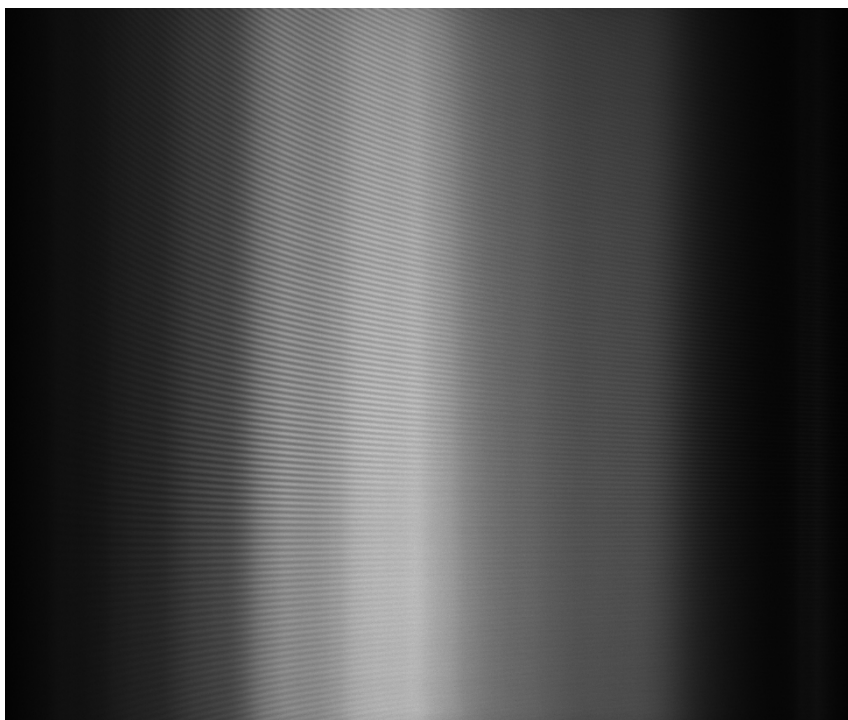
Valgusvälja mõõtmisel võib liiga väike valgushulk muuta tulemuste saamise võimalikuks. Mõõteõla kiudu jõudva valgushulga suurendamiseks lisati skeemi pärast kombineeritud elementi akromaatiline koondav lääts.

Tabel 2: Holograafilise elemendi mõõdetud efektiivsus. ($\lambda = 632 \text{ nm}$)

Säriaeg	Plaadi orientatsioon	Nulljärk	+1 järk	-1 järk
2s	Emulsioon laseri pool	69 %	0,88 %	0,39 %
	Emulsioon kaamera pool	69 %	0,90 %	0,37 %
4s	Emulsioon laseri pool	75 %	0,41 %	0,46 %
	Emulsioon kaamera pool	68 %	0,47 %	0,40 %
6s	Emulsioon laseri pool	73 %	0,44 %	0,39 %
	Emulsioon kaamera pool	72 %	0,43 %	0,36 %
8s	Emulsioon laseri pool	67 %	0,13 %	0,16 %
	Emulsioon kaamera pool	71 %	0,11 %	0,15 %

Jooniselt 7 on näha, et mõõtes tekkinud kiire nulljärku, on saadava interferentsmustriga kontrastsus üsna madal vaatamata sellele, et antud mõõtmine sooritati laseri maksimaalsel võimsusel ja kaamera säriaeg oli ka maksimumi lähedane. Esimeses järgus tekkivate impulsimomentidega kimpude intensiivsus on kuni kaks suurusjärku mada-

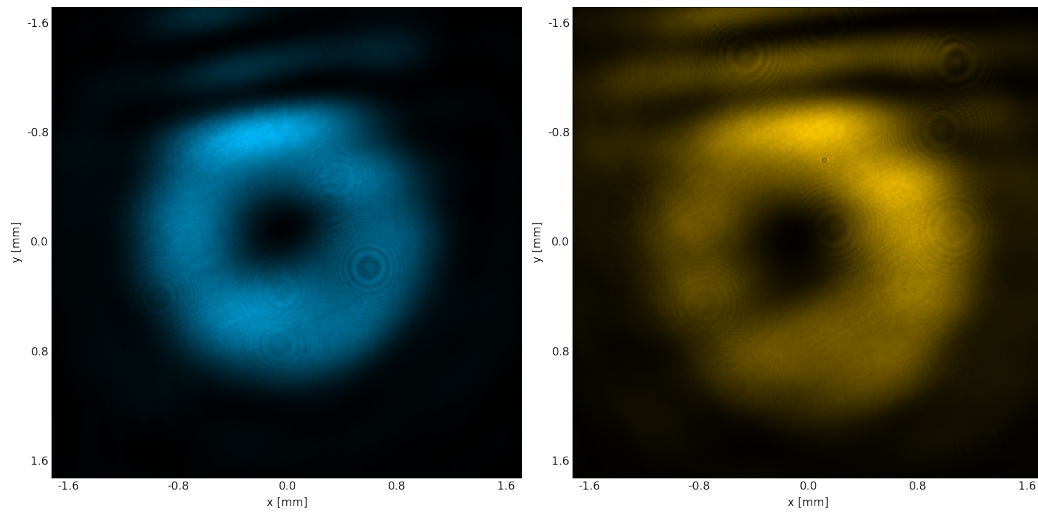
lam. Üritanud neid mõõta, ei saadudki soovitud interferentsmustrit kätte. Nulljärgu ja tekkiva impulsimomendiga kiire eraldamiseks hologrammi ning difraktsioonivõre väikese nurga alla keeramisel tekkis veel teinegi probleem, mis tegi mõõtmiste lõpuni viimise võimatuks. Keerates difraktsioonivõre nurga alla, hakkab see horisontaalsuunas spektrikomponentide samasse suunda suunamisele lisaks neid vertikaalsuunas üksteisest lahutama. Seetõttu ei teki valge valgusega selgepiirilist keerist, vaid tulemus on juba silmaga vaadates väga hägune. Mõlemad probleemid saaks lahendatud, kui hologrammide efektiivsust parandada vähemalt suurusjärgu võrra.



Joonis 7: SEA-TADPOLE-i kaamerapilt nulljärgu mõõtmisel.

Kuigi ajalised mõõtmised osutusid antud vahenditega võimatuks, saadi optiliste keeriste ruumilise info kohta mõõtmisi sooritada erinevate lainepikkustega monokromaatiliste laserkiirte ristlõiget otse kaameraga üles võttes. Fotod 8a ja 8b on tehtud valge laseri kiirest, filtreerides interferentsfiltritega välja kitsa spektriosa, täislaiusega poolel kõrgusel (FWHM) 10 nm. Kuigi neil mõlemal on väikesed interferentsist ja kaamerasensoril olevatest tolmuühikutest tingitud häiritused, ei ole kumbalgi impulsimomendi murdarvulisuset põhjustatud intensiivsuse vähenemist märgata. Selle põhjal võib eeldada, et meie valmistatud optiline element tõesti annab lainepikkusest sõltumatult valgusväljale ühesuguse impulsimomendi.

Kolmas mõõtmine (joonis 9) tehti eraldi He-Ne laseriga. On näha, et sellega on interferentsist tingitud häiritused mõnevõrra tugevamad ja lisaks on märgata tihedamat

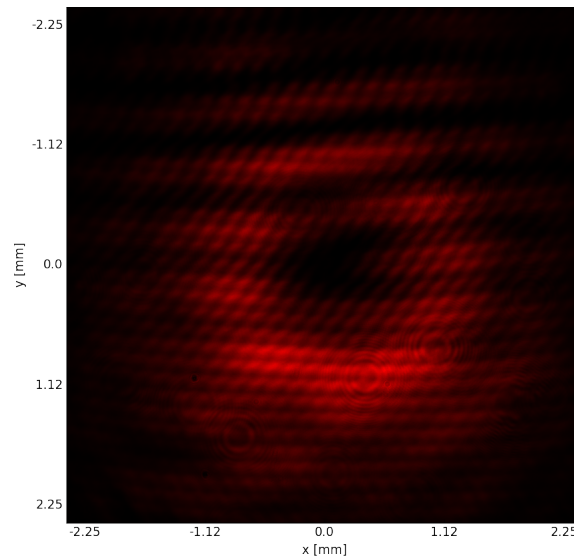


(a) Optiline keeris ($\lambda = 500 \text{ nm}$).

(b) Optiline keeris ($\lambda = 600 \text{ nm}$).

Joonis 8: Kaamerapildid impulsimomendiga valgust laserkiirest läbi interferentsfiltrite.

mustrit, mis tekib kaameras sisepeegelduste interfereerumisel. Sellegipoolest pole ka antud fotol näha intensiivsuse katkemist, mis veelgi enam kinnitab, et valmistatud optiline element töötab soovitud.



Joonis 9: Optiline keeris He-Ne laseriga ($\lambda = 632 \text{ nm}$).

Kokkuvõte

Orbitaalset impulsimomenti kandvaid valgusvälju tuntakse juba üle kahekümne aasta ja need on tarvitusel asendamatu tööriistadena mitmetes teadusrakendustes. Enamik neist kasutab monokromaatilist valgusvälja, kuna traditsioonilised tekitamismeetodid ei anna polükromaatilise valguse jaoks soovitud tulemusi. Et anda impulsimomenti ajaliselt ülilühikestele valgusimpulssidele, on välja töötatud mitmeid keerukamaid viise, mis küll kannatavad veel mõningate puudujääkide käes. Olgugi et käesolevas töös valmistatud holograafiline element andis laia spektriga valgusväljale soovitud impulsimomendi, ei olnud selle efektiivsus piisav, et sooritada täpseid ajalis-ruumilisi mõõtmiseid. Ajalis-ruumilise lahtusega mõõdeti monokromaatilisele valgusele mõeldud spiraalset faasiplaati läbinud ülilaia spektriga valgusvälja.

Selle töö põhilised punktid:

- On antud ülevaade ja matemaatiline kirjeldus orbitaalset impulsimomenti kandvate valgusväljade kohta ning uuritud meetodeid nende tekitamiseks polükromaatilise valguse korral.
- On kirjeldatud valgusväljade ajalis-ruumilise mõõtmise meetodi, SEATADPOLE, tööpõhimõtet.
- On uuritud valgusväljade numbrilist levitamist ja kirjutatud olemasoleva SEATADPOLE juhtimissüsteemiga ühilduv levitamisprogramm.
- On valmistatud holograafiline element ülilaia spektriga valgusväljadele impulsimomendi andmiseks.
- On sooritatud mõõtmised nii faasiplaadi kui ka holograafilise elemendiga ja tulemusi teoreetilistega võrreldud.

Orbitaalset impulsimomenti kandvad ülilaia spektriga valgusväljad

Monokromaatilised impulsimomendiga valgusväljad on teadusrakendustes laialt kasutusel. Laia spektri kasutamine looks uusi võimalusi, eelkõige võimaldaks see tegeleda ülilühikeste impulssidega. Laia spektriga valgusväljade tekitamismeetodid on paljulubavad, kuid veel katsetusjärgus. Käesolevas töös antakse ülevaade orbitaalse impulsimomendiga valgusväljadest ja nende rakendustest. Lisaks analüüsitakse erinevaid tekitamismeetodeid ja valmistatakse laia spektriga optilisi keerised tekitav holograafiline element.

Füüsikaline optika, holograafia, impulsid, ülikiired mõõtmised

P200 Elektromagnetism, optika, akustika

Ultrabroadband lightfields carrying orbital angular momentum

Monochromatic lightfields carrying orbital angular momentum are widely used in the scientific field. Using broad spectrum opens up new possibilities, especially short pulses. Methods for generating fields with broadband spectrum are promising but still in the development stage. Herein an outline of the theory and applications of optical vortices is given. Additionally different techniques for generating these fields are analyzed and a holographic element for broadband fields is made.

Physical optics, holography, pulses, ultrafast measurements

P200 Electromagnetism, optics, acoustics

Tänuavaldused

Sooviks avaldada tänu oma juhendajatele. Peeter Piksarve juhendamisel olen omandanud oma teadmised laia spektriga füüsilisest optikast, eelkõige impulssidest ja nende mõõtmisest. Andreas Valdmanni abil valmis minu töö eksperimentaalne osa ning lisaks oli ta hindamatuks abiks kirjutamisel. Tahaks ära mainida ka kõiki füüsilise optika töörühma liikmeid, kelle pealehakkamine ja huvi valdkonna vastu hoidis ka mind motiveerituna antud tööga tegelema.

Kasutatud kirjandus

- [1] S. Franke-Arnold, L. Allen, and M. Padgett, “Advances in optical angular momentum,” *Laser & Photon. Rev.*, vol. 2, no. 4, pp. 299–313, 2008.
- [2] A. Valdmann, “Ruumilis-Spektraalne Interferomeetria Üliläia Spektriga Valgusallikaga,” tech. rep., Tartu Ülikool, 2011.
- [3] G. Foo, D. M. Palacios, and G. A. Swartzlander, Jr., “Optical vortex coronagraph,” *Optics Letters*, vol. 30, p. 3308, dec 2005.
- [4] N. Bozinovic, Y. Yue, Y. Ren, M. Tur, P. Kristensen, H. Huang, A. E. Willner, and S. Ramachandran, “Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers.,” *Science (New York, N.Y.)*, vol. 340, pp. 1545–8, jun 2013.
- [5] J. Sakaguchi, Y. Awaji, N. Wada, A. Kanno, T. Kawanishi, T. Hayashi, T. Taru, T. Kobayashi, and M. Watanabe, “Space Division Multiplexed Transmission of 109-Tb/s Data Signals Using Homogeneous Seven-Core Fiber,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 30, pp. 658–665, feb 2012.
- [6] J. B. Ding, K. T. Takasaki, and B. L. Sabatini, “Neurotechnique Supraresolution Imaging in Brain Slices using Stimulated-Emission Depletion Two-Photon Laser Scanning Microscopy,” *Neuron*, vol. 63, pp. 429–437, 2009.
- [7] C. Hnatovsky, V. G. Shvedov, N. Shostka, A. V. Rode, and W. Krolikowski, “Polarization-dependent ablation of silicon using tightly focused femtosecond laser vortex pulses,” *Optics Letters*, 2012.
- [8] L. Rebane, “Applications of the orbital angular momentum of light for imaging,” tech. rep., Tallinn University of Technology, 2006.
- [9] N. Zhang, J. a. Davis, I. Moreno, J. Lin, K.-J. Moh, D. M. Cottrell, and X. Yuan, “Analysis of fractional vortex beams using a vortex grating spectrum analyzer,” *Applied Optics*, vol. 49, p. 2456, apr 2010.
- [10] J. E. Curtis, B. A. Koss, and D. G. Grier, “Dynamic holographic optical tweezers,” *Optics Communications*, 2002.
- [11] R.-J. Essiambre and R. W. Tkach, “Capacity Trends and Limits of Optical Communication Networks,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 100, pp. 1035–1055, may 2012.

- [12] D. J. Richardson, “Applied physics. Filling the light pipe.,” *Science (New York, N. Y.)*, vol. 330, pp. 327–8, oct 2010.
- [13] R. Trebino and D. J. Kane, “Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating,” *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 10, p. 1101, may 1993.
- [14] F. Bonaretti, D. Faccio, M. Clerici, J. Biegert, and P. Di Trapani, “Spatiotemporal Amplitude and Phase Retrieval of Bessel-X pulses using a Hartmann-Shack Sensor,” *Optics Express*, vol. 17, p. 9804, may 2009.
- [15] P. Bowlan, P. Gabolde, A. Shreenath, K. McGresham, R. Trebino, and S. Akturk, “Crossed-beam spectral interferometry: a simple, high-spectral-resolution method for completely characterizing complex ultrashort pulses in real time,” *Optics Express*, vol. 14, p. 11892, nov 2006.
- [16] D. N. Fittinghoff, J. L. Bowie, J. N. Sweetser, R. T. Jennings, M. A. Krumbügel, K. W. DeLong, R. Trebino, and I. A. Walmsley, “Measurement of the intensity and phase of ultraweak, ultrashort laser pulses,” *Optics Letters*, vol. 21, p. 884, jun 1996.
- [17] P. Bowlan, P. Gabolde, and R. Trebino, “Directly measuring the spatio-temporal electric field of focusing ultrashort pulses,” *Optics Express*, vol. 15, p. 10219, aug 2007.
- [18] P. Bowlan, P. Gabolde, M. A. Coughlan, R. Trebino, and R. J. Levis, “Measuring the spatiotemporal electric field of ultrashort pulses with high spatial and spectral resolution,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 25, p. A81, may 2008.
- [19] P. Piksarv, P. Bowlan, M. Lõhmus, H. Valtna-Lukner, R. Trebino, and P. Saari, “Diffraction of ultrashort Gaussian pulses within the framework of boundary diffraction wave theory,” *Journal of Optics*, vol. 14, p. 015701, jan 2012.
- [20] P. Bowlan and R. Trebino, “Using phase diversity for the measurement of the complete spatiotemporal electric field of ultrashort laser pulses,” *J. Opt. Soc. Am. B*, 2012.
- [21] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*. Roberts and Company Publishers, 3 ed., 2005.

- [22] G. a. Swartzlander, “Achromatic optical vortex lens.,” *Optics letters*, vol. 31, pp. 2042–4, jul 2006.
- [23] Q. Xie and D. Zhao, “Optical vortices generated by multi-level achromatic spiral phase plates for broadband beams,” *Optics Communications*, vol. 281, no. 1, pp. 7–11, 2008.
- [24] R. Collier, *Optical Holography*. Academic Press, 1971.
- [25] L. Allen, S. M. Barnett, and M. J. Padgett, *Optical Angular Momentum*. CRC Press, 2003.
- [26] I. G. Mariyenko, J. Strohaber, and C. J. G. J. Uiterwaal, “Creation of optical vortices in femtosecond pulses,” *Phys. Rev. A P. B. Corkum Phys. Rev. Lett. Optical Vortices*, vol. 336, no. 228, pp. 165–190, 2005.
- [27] J. Atencia, M.-V. Collados, M. Quintanilla, J. Marín-Sáez, and Í. J. Sola, “Holographic optical element to generate achromatic vortices,” *Optics Express*, vol. 21, p. 21056, aug 2013.
- [28] D.-M. Spangenberg, A. Dudley, P. H. Neethling, E. G. Rohwer, and A. Forbes, “White light wavefront control with a spatial light modulator.,” *Optics express*, vol. 22, pp. 13870–9, jun 2014.

**Lihtlitsents lõputöö reprodutseerimiseks ja lõputöö üldsusele
kättesaadavaks tegemiseks**

Mina, Tanel Kiis (sünnikuupäev: 20.06.1993),

1. annan Tartu Ülikoolile tasuta loa (lihtlitsentsi) enda loodud teose „Orbitaalset impulsimomenti kandvad üliläia spektriga valgusväljad”, mille juhendajad on Andreas Valdmann ja Peeter Piksarv,
 - 1.1 reprodutseerimiseks säilitamise ja üldsusele kättesaadavaks tegemise eesmärgil, sealhulgas digitaalarhiivi DSpace-is lisamise eesmärgil kuni autoriõiguse kehtivuse tähtaja lõppemiseni;
 - 1.2 üldsusele kättesaadavaks tegemiseks Tartu Ülikooli veebikeskkonna kaudu, sealhulgas digitaalarhiivi DSpace'i kaudu kuni autoriõiguse kehtivuse tähtaja lõppemiseni.
2. olen teadlik, et punktis 1 nimetatud õigused jäävad alles ka autorile.
3. kinnitan, et lihtlitsentsi andmisega ei rikuta teiste isikute intellektuaalomandi ega isikuandmete kaitse seadusest tulenevaid õigusi.

Tartus **26.05.2016**