

TARTU ÜLIKOOL
Loodus- ja tehnoloogiateaduskond
Füüsika instituut

Andreas Valdmann

**LAIA SPEKTRIGA AIRY VALGUSIMPULSID JA NENDE
EKSPERIMENTAALNE REGISTREERIMINE**
Magistritöö

Juhendajad: TÜ FI nooremteadur Peeter Piksarv
TÜ FI laineoptika professor akadeemik Peeter Saari

Tartu 2013

Sisukord

1	Sissejuhatus	3
2	Airy kimbud	5
2.1	Monokromaatsed Airy kimbud	5
2.2	Laia spektriga Airy kimbud ja Airy impulsid	11
2.3	Airy kimpude tekitamine ruumilise valgusvälja modulaatoriga	12
2.4	Passiivsed meetodid Airy kimpude tekitamiseks	14
3	Ülilühikeste impulsside mõõtmine	16
3.1	Spektraalne interferomeetria	17
3.2	SEA TADPOLE	19
4	Materjalid ja meetodid	22
4.1	Katseseadmed eeleksperimendis	22
4.2	Katseseadmed põhieksperimendis	24
4.3	Arvutisimulatsioonid	26
5	Tulemused ja analüüs	27
5.1	Eeleksperiment: Monokromaatse Airy kimbu tekitamine	27
5.2	Põhieksperiment: Airy impulsskoste mõõtmine	28
6	Kokkuvõte	34
	Kasutatud kirjandus	36
	Ingliskeelne kokkuvõte	40

1 Sissejuhatus

Viimastel aastatel on optikas üha suuremat tähelepanu kogunud niinimetatud Airy kimbud [1, 2], mille märkimisväärseimaks omaduseks on nende intensiivsuse peamaksimumi levimine mööda kaarjat trajektoori, hoolimata välise jõu puudumisest [3]. Lisaks sellele suudavad Airy kimbud näiliselt vastu panna difraktsioonile, säilitades kitsa intensiivsusmaksimumi palju suurematel kaugustel kui Rayleigh' ulatus [1]. Eksootiliste omaduste nimekirja täiendab kimbu võime pärast osalist blokeerimist oma kuju edasisel levikul taastada [4].

Airy kimpude plahvatuslikult arenenud uurimisele panid aluse G. Siviloglou ja D. Christodoulides, kes pakkusid 2007. aastal välja lõpliku kogueenergiaga Airy kimbule vastava lainevõrrandi lahendi [1] ja näitasid eksperimentaalselt, et valguse kõverjooneline levimine on tõepoolest võimalik [2]. Alates sellest on Airy kimpe uuritud nii lineaarses kui mittelineaarses keskkonnas [5] ja samuti on tekitatud kõverjooneliselt levivaid Airy profiiliga pinnaplasmoneid [6].

Airy kimpude üheks esimeseks rakenduseks oli osakeste mikromanipulatsioon [7], mis on kasulikuks tööriistaks näiteks biotehnoloogias, võimaldades mikroskoobi all rakke täpselt liigutada ja sorteerida. Lisaks on Airy kimbud kasutust leidnud mittelineaarsete kiirgusprotsesside uurimises, kus pumpava valguse kõverjooneline levik võimaldab keskkonna erinevates piirkondades tekkinud kiirgust ruumiliselt lahutada [8]. Hiljuti on demonstreeritud mikroskaalas objektide töötlemisvõimalusi kõverjooneliselt levivate valguskimpudega [9].

Mitmed eeltoodud rakendustest nõuavad ruumilise lahutusvõime tõstmiseks või tugeva elektrivälja abil mittelineaarsete protsesside esilekutsumiseks valgusenergia koondamist võimalikult väikesesse ruumipiirkonda. Üheks võimaluseks kiirgusvõimsuse hetküheduse suurendamiseks on lühikeste valgusimpulsside kasutamine. Mida lühem on impulss, seda laiem on tema spekter ja loetud hulgal väljatugevuse võngetest koosnevate mõnefemtosekundilise ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) kestusega valgusimpulsside spekter võib ulatuda üle mitme oktaavi. Ajas ja ruumis laialivalgumatu impulsi saamiseks tuleb lisaks materjali dispersiooni mõju kompenseerimisele tagada erinevate sageduskomponentide väljajaotuse võimalikult hea kattumine huvipakkavas ruumipiirkonnas. Paraku jäävad viimase tingimuse täitmiseks eksperimentaatorile vaid piiratud võimalused ja väljajaotuse sõltuvus sagedusest on enamasti kasutatud optilise süsteemiga üheselt määratud.

Airy kimbu jaoks vajaliku ruumilise faasi jaotuse tekitamiseks on rakendatud mitmeid vahendeid nagu ruumiline valgusvälja modulaator [2], erikujuga komposiitläätsed [10] või faasiplaadid [11] ning ära on kasutatud isegi lätse aberratsioonid [5]. Meetoditest esimene — ruumiline valgusvälja modulaator — on leidnud eriti laia kasutust tänu oma mitmekülgsusele, võimaldades kuvada mistahes etteantud

faasimaski. Samas võivad tekkida mitmed ootamatud efektid, mis on põhjustatud valgusvälja modulaatori pikslite diskreetsest olemusest ning valguse polarisatsiooni muutumisest süsteemi läbimisel.

Erikujuliste valgusimpulsside, sealhulgas Airy impulsside, loomine toimub enamasti kahes järgus. Esmalt tekitatakse laseriga lihtsa ruumilise jaotusega impulss, mille ajalist kuju vajadusel kompressori või pulsikujundaja abil modifitseeritakse. Seejärel antakse eraldi optilise süsteemiga impulsile soovitatav ruumiline faasi- ja amplituudijaotus. Ruumilist jaotust andvat elementi saab kirjeldada lineaarsete nihkeinvariantsete süsteemide teooriast tundud impulsskostega. Seeläbi on impulsi karakteriseerimine samuti jaotatav kahte etappi: laserkiirguse ajaliseks ning impulsskoste ajalis-ruumiliseks mõõtmiseks. Esimese ülesande täitmiseks on välja töötatud palju erinevaid meetodeid (vt nt [12, 13] ja viited seal). Keeruliste impulsskostete mõõtmisel on suurt võimekust näidanud [14–18] Georgia Tehnoloogiainstituudis välja töötatud meetod SEA TADPOLE [19–22], pakkudes femtosekundilist ajalist ja mikromeetrist ruumilist lahutust. Tasub veel ära märkida, et impulsskoste mõõtmiseks pole ilmtingimata tarvis kasutada ülilühikesi impulsse — piisab kui mõõteseadet suudab registreerida uuritava süsteemi poolt tekitatud spektraalse faasinihke.

Käesoleva töö eesmärgiks on levinuima Airy kimpude tekitava optilise süsteemi — ruumilise valgusvälja modulaatori ning optilist Fourier' pööret teostava läätse kombinatsiooni — impulsskoste karakteriseerimine. Töö käigus on uuritava optilise süsteemi impulsskostet mõõdetud meetodiga SEA TADPOLE ning võrreldud tulemusi teoreetilistel arvutustel põhinevate simulatsioonidega.

Peatükis 2 on antud lühiülevaade monokromaatsete Airy kimpude ja polükromaatsete Airy impulssidega seotud teoreetilistest ja eksperimentaalsetest tulemustest kirjanduses. Sealhulgas on kirjeldatud erinevaid meetodeid Airy kimpude tekitamiseks, pöörates suuremat tähelepanu ruumilisele valgusvälja modulaatorile kui antud töö põhiobjektile. Peatükis 3 on tutvustatud tähtsamaid valgusimpulsside mõõtmistehnikaid ja selgitatud spektraalse interferomeetria meetodi SEA TADPOLE tööpõhimõtet. Töö neljandas osas on kirjeldatud kasutatud katseseadet ja simulatsioonide ning andmetöötluse meetodeid. Viiendas peatükis on esitatud eksperimentide tulemused ja neid kõrvutatud teoreetiliste sõltuvustega. Seejärel on töö lähtekohad ning põhitulemused ülevaatlikult kokku võetud.

2 Airy kimbud

2.1 Monokromaatsed Airy kimbud

1979. aastal tegid Sir Michael Berry ja Nandor Balazs kvantmehaanika vallas huvitava ja olulise tähelepaneku. Nimelt omab vaba osakese Schrödingeri võrrand Airy funktsiooniga kirjeldatavat lahendit, mille leiulaine kuju jääb ajas muutmatuks. Märkimisväärset kombel levib antud lainefunktsiooni mooduli ruut ehk osakese leidmise tõenäosustihedus välise jõu puudumisest hoolimata kiirenevalt. Jäävusseadustega vastuolu siiski ei teki, sest kuna Airy funktsiooni mooduli ruudu integraal üle kogu ruumi on lõpmatu, siis pole ka lainepaketi masskeskme asukoht üheselt määratud. Lisaks näitasid Berry ja Balazs, et kõnealune lahend on ühedimensionaalsel juhul unikaalne — peale tema säilib ajas laiali valgumata vaid triviaalne tasalaineline lahend [23].

Nii kvantmehaanikas kui optikas on kesksel kohal lainemudeli kasutamine. Mitmeid ühes valdkonnas saadud tulemusi saab hõlpsasti teise üle viia tänu vastavate võrrandite matemaatilisele võrdväarsusele. Vaba osakese Schrödingeri võrrand sarnaneb konstantsete kordajate täpsusega dimensioonitule kujule viidud paraksiaalsele lainevõrrandile

$$i \frac{\partial \psi}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial s^2} = 0, \quad (2.1)$$

kus ψ kirjeldab elektrivälja amplituudi mähisjoone kuju, $s = x/x_0$ on ristsuunaline ühikuta koordinaat, x_0 on pikkuse dimensiooniga normeerimistegur, $\xi = z/kx_0^2$ on normeeritud levisuunaline koordinaat, milles $k = 2\pi n/\lambda_0$ on lainearv. Seega on valguse energia ümberjaotumine levimisel ehk difraktsioon kirjeldatav samal viisil kui kvantmehaanikas vaba osakese lainefunktsiooni arenemine ajas ning neid nähtusi kirjeldavate võrrandite lahendid on ühised. Sestap on optikas samuti võimalikud Airy funktsiooniga kirjeldatavad valguskimbud, mille ristsuunaline intensiivsusaotus levimisel kuju ei muuda ja liigub külgsuunas kiirenevalt [1].

Peale lõpmatusse ulatuva tasalaine kasutatakse optikas väga laialdaselt Gaussi kimbu mudelit, mille ristsuunaline intensiivsusaotus vastab paraksiaalses lähenduses Gaussi funktsioonile:

$$I(x, y) = I_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right), \quad (2.2)$$

kus x ja y on valguse levikuga ristsuunalised koordinaadid ja I_0 kiiritustihedus kimbu keskel; w tähistab ruumpunktide kaugust kimbu teljest, milles kiiritustihedus on kimbu keskosaga võrreldes vähenenud e^2 korda. Levimisel valgub Gaussi kimp difraktsiooni tõttu ristsuunas laiali, mida kirjeldab parameetri w suurenemine

pikisuunalise kauguse z kasvamisel:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad (2.3)$$

kus w_0 on kimbu väikseim poollaius ja $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ on lainepikkusele λ vastav Rayleigh' ulatus, mille kaugusel on kiiritustiheduse ristsuunaline jaotus laienenud $\sqrt{2}$ korda.

Kuigi kõik laineväljad alluvad difraktsioonile, on siiski leitud lainevõrrandi lahendeid, mille mooduli ruut levimisel kuju ei muuda ja mida on seetõttu nimetatud mittedifrageeruvateks laineteks. Esmapilgul tekkivat vastuolu on kerge lahendada seletusega, et niinimeteatud mittedifrageeruvad lained alluvad samuti difraktsioonile, kuid teisenevad seeläbi pidevalt iseenda kujuliseks. Tuntuimad mittedifrageeruvate lainete esindajad on Durnini leitud silindersümmeetrilised Besseli kimbud [24]. Samuti säilitavad levikul oma kuju kahte erinevat tüüpi Mathieu kimbud [25, 26], Weberi kimbud [26] ja nagu eelnevast näha, siis ka Airy kimbud.

Rangelt mittedifrageeruvad kimbud omavad teravat peamaksimumi, kuid nende koguergeia on tasalainele sarnaselt lõpmatu. Samuti vajaksid nad tekitamiseks lõpmatult suurt apertuuri. Seetõttu on realselt tekitatavad vaid mittedifrageeruvate laineväljade piiratud apertuuriga variatsioonid, mille koguergeia on lõplik. Sel viisil saadud kimbud valguvad suurel levimiskaugusel lõpuks laiali, kuid nende peamaksimumi intensiivsus püsib praktiliselt muutumatuna Rayleigh' pikkusest palju suurema vahemaa ulatuses. Seetõttu nimetatakse antud kimpe ka nõrgalt-difrageeruvateks [1].

Lõpmatu koguergeiaga kimpu kirjeldav Airy funktsioon on esitatav kuubilise faasifunktsiooni Fourier' integraalina¹

$$\text{Ai}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\psi}_{\text{Ai}}(k) \exp(-ikx) dk, \quad (2.4)$$

kus

$$\hat{\psi}_{\text{Ai}}(k) = \exp\left(\frac{ik^3}{3}\right). \quad (2.5)$$

x -telje kasvamise suunas läheneb Airy funktsioon kiiresti nullile. Negatiivses suunas on Airy funktsiooni lähenemine nullile väga aeglane — pöördvõrdeline neljanda juurega koordinaadist [28].

¹Inglise astronoom George Biddell Airy (1835–1881) tuletas hiljem tema nime kandma hakanud funktsiooni, käsitledes esimesena vikerkaare tekkimist laineoptikal põhineva mudeliga. Ta leidis, et sfäärilisest veetilgast pärast ühekordset sisepeegeldumist väljunud laine faasipind on lähendatav kuupfunktsioonile ja leidis arvutuste teel kaugväljas tekkiva väljajaotuse [27]. Atmosfääritingimuste soodsal kokkulangemisel on vahetult peavikerkaare all näha mitut nõrgemat triipu, mis vastavad Airy funktsiooni sabale.

Siviloglou ja Christodoulides pakkusid välja lõpliku koguenergiaga Airy lainevälja modifikatsiooni, mis on saadud Airy funktsiooni korrutamisel eksponentsiaal-liikmega, andes levisuunalise koordinaattelje alguses ($\xi = 0$) lainefunktsiooniks

$$\psi(s, \xi = 0) = \text{Ai}(s) \exp(as), \quad (2.6)$$

kus a on eksponentsiaalse kahanemise kiirust iseloomustav tegur ja ülejäänud tähistused on samad, mis valemis (2.1). Saadud Airy funktsiooniga sarnanevat kiiresti kustuva sabaga lainefunktsiooni on kujutatud joonisel 2.1.

Lainefunktsiooni levikaugusest sõltuvuse leidmiseks asetame lahendi (2.6) paraksiaalsesse lainevõrrandisse (2.1) ja integreerime üle pikikoordinaadi ξ , mille tulemusel saame:

$$\begin{aligned} \psi(s, \xi) = & \text{Ai} \left[s - \left(\frac{\xi}{2} \right)^2 + ia\xi \right] \\ & \times \exp \left(as - \frac{a\xi^2}{2} - i \left(\frac{\xi^3}{12} \right) + i \left(\frac{a^2\xi}{2} \right) + i \left(\frac{s\xi}{2} \right) \right). \end{aligned} \quad (2.7)$$

Dimensioonitutel muutujatelt otseselt mõõdetavatele füüsikalistele suurustele üleminekul võtab lainefunktsioon kuju

$$\begin{aligned} \psi(x, z, k) = & \text{Ai} \left[\frac{x}{x_0} - \left(\frac{z}{2z_0} \right)^2 + ia \frac{z}{z_0} \right] \\ & \times \exp \left[a \frac{x}{x_0} - \frac{a}{2} \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 + i\varphi(x, z, k) \right], \end{aligned} \quad (2.8)$$

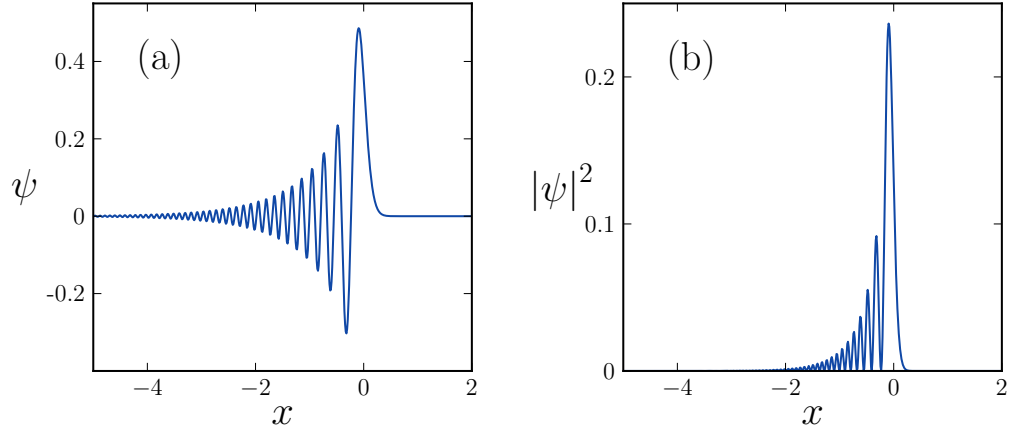
kus

$$\varphi(x, z, k) = \frac{x}{2x_0} \frac{z}{z_0} - \frac{1}{12} \left(\frac{z}{z_0} \right)^3 + \frac{a^2}{2} \frac{z}{z_0}. \quad (2.9)$$

Ristsuunaline karakterne pikkus x_0 tähistab Airy funktsiooni peamaksimumi kaugust z -teljest tasandis $z = 0$. Airy kimbu pikisuunaline karakterne pikkus z_0 on võrrandi (2.1) põhjal üheselt määratud koefitsiendiga x_0 vastavalt seosele

$$z_0 = kx_0^2. \quad (2.10)$$

Võrrutades avaldises (2.8) Airy funktsiooni argumenti reaalosa nulliga ning kasutades x_0 definitsiooni, saame võrrandi Airy kimbu peamaksimumi trajektoori



Joonis 2.1: Lõpliku energiaga Airy kimbu elektrivälja tugevuse (a) ning mooduli ruudu (b) normeeritud jaotus piki kimbu ristlõiget. Lainefunktsiooni saba eksponentsiaalse kahanemise kiirust iseloomustav parameeter on valitud $a = 0,1$ [1].

jaoks:

$$x = b_0 z^2 - x_0, \quad (2.11)$$

kus b_0 on peamaksimumi paraboolse kõrvalekaldumise kiirust iseloomustab koefitsient, mis avaldub kujul

$$b_0 = \frac{x_0}{4z_0^2}. \quad (2.12)$$

Lõpliku energiaga Airy kimbu pikisuunalist intensiivsusjaotust on kujutatud joonisel 2.2.

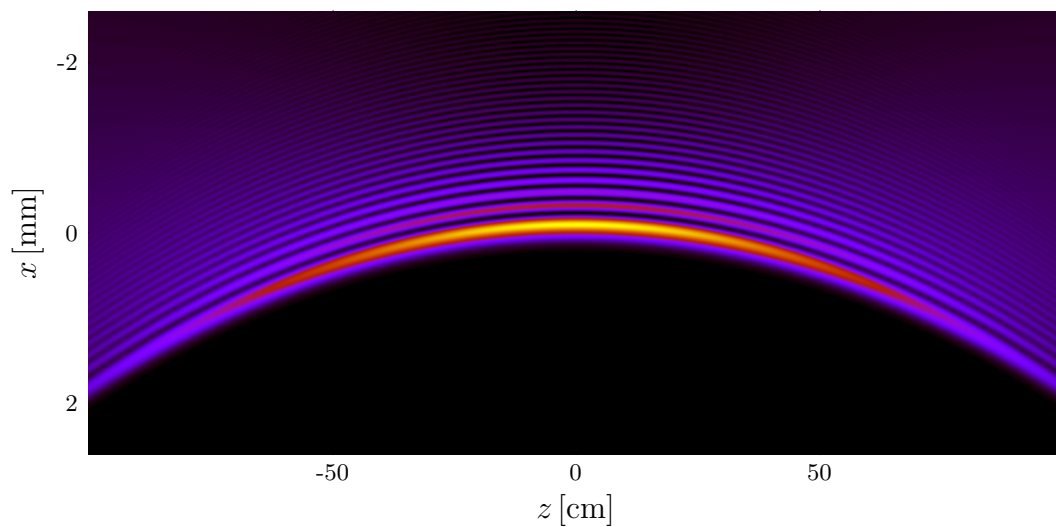
Siinkohal tuleb rõhutada, et kõverjooneliselt levib kimbu lokaalne maksimum. On näidatud, et lõpliku energiaga Airy lainevälja tsentroidi ristsuunaline koordinaat, mis on defineeritud kui

$$\langle x(z) \rangle = \frac{\int x |\psi(x, z)|^2 dx}{\int |\psi(x, z)|^2 dx}, \quad (2.13)$$

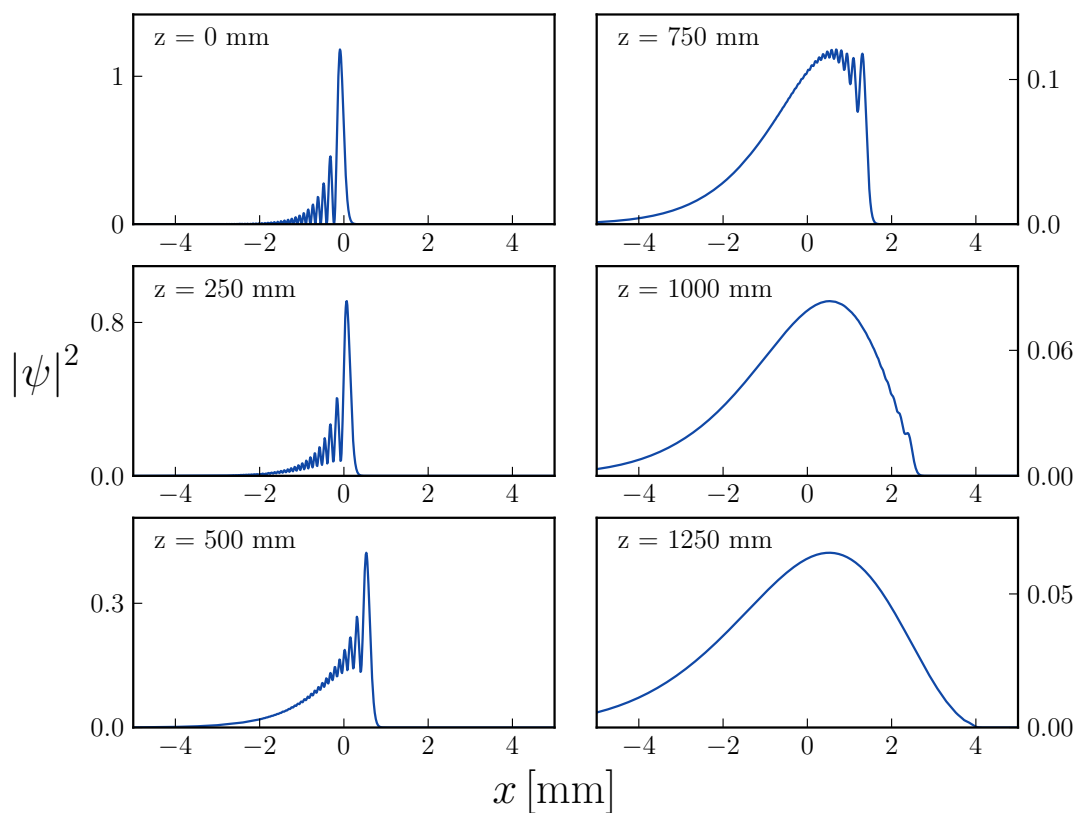
jääb levimisel konstantseks, omades väärtust $\langle x \rangle = x_0(4a^3 - 1)/4a$. See on vastavuses välise jõu puudumisega ning kehtib impulsi jäävuse seadus [29].

Väikestel kaugustel levib eksponentsiaalselt kahanev Airy laineväli sarnaselt lõpmatu kogueni energiaga Airy-lahendile (Joonis 2.3). Pikemal levikul hakkab energia nihkuma peamaksimumist lainevälja sabasse ja suurtel kaugustel sarnaneb laialivalgunud intensiivsusjaotus üha enam Gaussi funktsioonile. Sellest hoolimata omab eksponentsiaalselt kahanev Airy valgusväli teravat intensiivsusmaksimumi mitmekordse Rayleigh ulatuseni [1].

Eksperimentaalselt saab Airy lainevälja tekitada, lähtudes asjaolust, et Airy funktsiooni Fourier' pööre avaldub konstantse amplituudi ja kuubilise faasiga eksponentfunktsioonina. Lõpliku energiaga Airy lainefunktsiooni korral on vastav faasifunktsioon samuti kuubiline, kuid amplituudijaotus vastab Gaussi kõverale. Optilise Fourier' pöörde võtmiseks läätse kasutamisel tuleb Airy kimbu saamiseks



Joonis 2.2: Lõpliku energiaga Airy kimbu pikisuunaline intensiivsusjaotus. Kimbu peamaksimumi trajektooriks on parabool. Tasandist $z = 0$ kaugenemisel hakkab peamaksimumi intensiivsus vähenema [1].



Joonis 2.3: Lõpliku energiaga Airy kimbu laialivalgumine levikul. Suurtel kaugustel hakkab valguse intensiivsusjaotus lähenema Gaussi kõverale [1].

tekitada läätse sisendtasandis väljajaotus

$$\psi(\hat{x}, k) = \exp(-ac_0^2\hat{x}^2) \exp\left(\frac{i}{3}(c_0^3\hat{x}^3 - 3a^2c_0\hat{x} - ia^3)\right), \quad (2.14)$$

kus \hat{x} on sisendtasandi ristkoordinaat ja

$$c_0 = \frac{x_0k}{f} \quad (2.15)$$

on ruumilise faasi muutumise kiirust iseloomustav parameeter, mille avaldises tähistab f Fourier' läätse fookuskaugust. Avaldises (2.14) määrab esimene eksponentliige Gaussi kõvera kujulise intensiivsusaotuse. Teises eksponentliikmes lisandub faasi kuupliikmele aeglaselt kasvav (tüüpiliselt $a < 0,1$) lineaarliige, mis avaldub kogu kimbu kõrvalekaldena, ja parameetri a kuubiga võrdeline väike amplituudiparand. Seega on lõpliku energiaga Airy kimpu lihtne eksperimentaalselt tekitada, kui laseri valgusvihule, mis on heas lähenduses Gaussi intensiivsusprofiiliga, anda ruumilist faasi moduleeriva optilise elemendi abil kuupfunktsiooniga määratud lainefrondi kuju. Võimalusi kuubilise faasiprofiili tekitamiseks on kirjeldatud peatükkides 2.3 ja 2.4.

Praktilistes rakendustes pakuvad huvi kahedimensionaalsed Airy kimbud, mille peamaksimum on levisihiga mõlemas ristuv suunas lokaliseeritud. Kahemõõtmelise Airy kimbu lainefunktsioon avaldub korrutisena

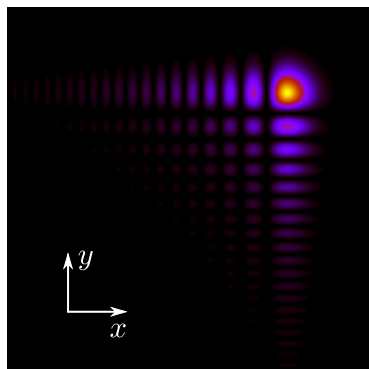
$$\psi(x, y, z, k) = \psi(x, z, k) \psi(y, z, k), \quad (2.16)$$

kus $\psi(x, z, k)$ ja $\psi(y, z, k)$ kirjeldavad vastavalt valemile (2.8) ühedimensionaalse lõpliku energiaga Airy kimbu elektrivälja jaotust kahes teineteisega ristuv suunas. Saadud lainefunktsiooni intensiivsusaotust on kujutatud joonisel 2.4a. Tasandist $z = 0$ eemale levimisel nihkub Airy lainefunktsiooni ristsuunaline intensiivsusaotus kõrvale peamaksimumi suunas, enne seda tasandit aga vastupidiselt ehk nii-öelda saba ees.

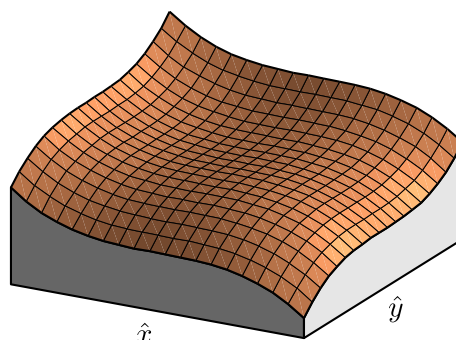
Kuna kahe ühemõõtmelise lainefunktsiooni korrutamisel eksponendi argumendis olevad faasiliikmed liituvad, siis on kahemõõtmelise Airy lainevälja tekitamiseks vajalik kuubiline faasipind kujuga

$$\sigma(\hat{x}, \hat{y}) \propto \hat{x}^3 + \hat{y}^3. \quad (2.17)$$

Vastav pinnaprofil on esitatud joonisel 2.4b.



(a) 2D Airy intensiivsusaotus



(b) Kuubiline pind

Joonis 2.4: Kahes ristsuunas eksponentsiaalselt kahanevale Airy funktsioonile vastav laineväli (a) saadakse kuubilise faasielemendi (b) kasutamisel optilist Fourier' pööret teostava läätse sisendis.

2.2 Laia spektriga Airy kimbud ja Airy impulsid

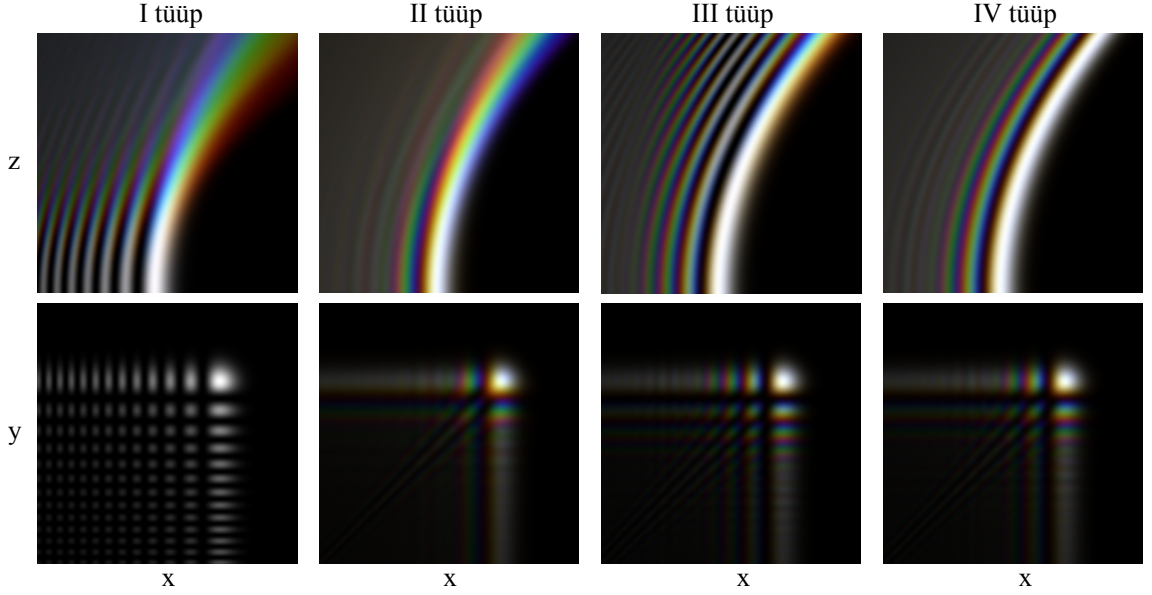
Laia spektriga Airy kimbu lainefunktsioon avaldub monokromaatsete Airy kimpude, lainearvuga k , superpositsioonina üle spektri $S(k)$: [30]

$$\Psi(x, y, z, t) = \int_0^{\infty} dk S(k) \psi(x, y, z, k) e^{ik(z-ct+\phi_0(k,t))}. \quad (2.18)$$

Kui sageduskomponentide suhteline faas ϕ_0 ajast ei sõltu, on võimalik Airy impulsside tekkimine [30]. Juhuslikult muutuva ϕ_0 korral saadakse ajas pidev laia spektriga Airy kimp. Kuna monokromaatse Airy kimbu pikisuunaline karakterne pikkus sõltub vastavalt valemile (2.12) lineaarselt lainearvust, siis on suurema lainearvuga spektrikomponentidele vastav laineväli justkui pikisuunas välja venitatud ja selle intensiivsusmaksimumid ei kattu kõikjal väiksema lainearvuga komponentide maksimumidega. Seega on kõikide komponentide konstruktiivne interferents saavutatav vaid teatud ruumi piirkonnas.

Vastavalt Airy funktsiooni parameetrite x_0 , z_0 , c_0 , ja b_0 sõltuvusele lainearvust k , on võimalik välja tuua laia spektriga Airy kimpude neli erilist tüüpi, mille korral üks nimetatud parameetritest jääb lainearvust sõltumatuks konstantseks. Airy kimpu kirjeldavate parameetrite sõltuvus lainearvust nende nelja erijahu jaoks on toodud tabelis 2.1. Igale tüübile vastab kindel ruumi piirkond, kus erinevate sageduskomponentide interferentsimaksimumid kattuvad. Selles piirkonnas võib kimpu tinglikult lugeda „valgeks“, kuna ta sisaldab korraga kõiki sageduskomponente.

Erinevat tüüpi Airy kimpude näitlikuks esitamiseks tehti nähtava valguse piirkonnas arvutisimulatsioon, mille tulemused on esitatud tõelises värvusskaalas (joonis 2.5). Sealjuures vastavad pikematele lainepikkustele punased ja lühematele sinised värvitoonid täpselt nii nagu nad inimsilmale paistavad.



Joonis 2.5: Polükromaatsete Airy kimpude tüübid. Üleval telglõige $y = y_0$, all ristlõige $z = 0$. Kimbu kõrvalekalde näitamiseks on joonisel z -telge 350 korda kokku surutud.

Esimest tüüpi Airy kimbu korral on parameeter x_0 kõigi sageduskomponentide jaoks võrdne ning nende intensiivsusaotused langevad kokku paraboolse trajektoori harikohta lõikavas tasandis $z = 0$. Teist tüüpi Airy kimpudes langeb komponentide väljajaotus kokku vahetult pärast kuubilist faasimodulatsiooni tekitavat elementi ja samuti kaugväljas. Seega saab teist tüüpi Airy kimpe saab tekitada, moduleerides kõikide sageduskomponentide ruumilist faasi võrdsel määral. Kolmandat tüüpi Airy kimbud on „valged“ piki levisihilist z -telge [30]. Neljandat tüüpi kimbud säilitavad levimisel kõige kauem teravat intensiivsusemaksimumi, kuna käesoleval juhul on sageduskomponentide kokkulangemise tingimus täidetud piki kimbu peamaksimumi paraboolset trajektoori [31].

Tabel 2.1: Airy kimpude tüübid

Tüüp	x_0	z_0	c_0	b_0
I	$const.$	$\propto k$	$\propto k$	$\propto k^{-2}$
II	$\propto k^{-1}$	$\propto k^{-1}$	$const.$	$\propto k$
III	$\propto k^{-1/2}$	$const.$	$\propto k^{1/2}$	$\propto k^{-1/2}$
IV	$\propto k^{-2/3}$	$\propto k^{-1/3}$	$\propto k^{1/3}$	$const.$

2.3 Airy kimpude tekitamine ruumilise valgusvälja modulaatoriga

Mitmeid erilise kujuga valgusvälju on tänapäeval lihtne tekitada ruumilise valgusvälja modulaatori (*Spatial Light Modulator*) abil, mis kujutab endast elektrooniliselt juhitud paljude pikslitega maatrikselementi, millega on võimalik muuta valgusvälja

ruumilist faasi- ja/või amplituudijaotust [2,26]. Levinumad valgusvälja modulaatorite tüübid jagunevad kaheks: esimesel juhul on igaks piksliks pööratav mikropeegel, mille pööramisel saab peegelduva valguse suunda muuta. Teisel juhul on piksliks eraldi adresseeritav osa vedelkristallist, mis muudab läbiva valguse polarisatsiooni ja faasivahet. Antud töös pakub huvi viimane — vedelkristallil põhinev modulaator, kuna võimaldab tänu faasimodulatsioonile muuta väljuva lainefrondi kuju, jättes valguse amplituudi praktiliselt muutumatuks.

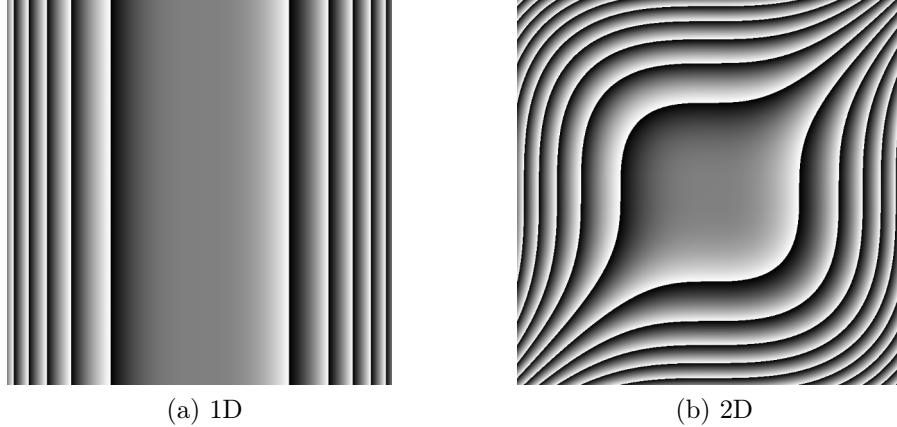
Vedelkristall-modulaator on sisuliselt laialtlevinud vedelkristallkuvarite üks komponent. Kahe läbipaistva plaadi vahele surutud vedelkristallikihis on võimalik piklike molekulide orientatsiooni elektrivälja abil muuta. Vedelkristalli murdumisnäitaja sõltub molekulide paigutusest ja seeläbi muutub elektrisignaali rakendamisel ka läbiva valguse faas ning polarisatsioon [32]. Optikalaboris kasutatavate valgusvälja modulaatorite aktiivse ala mõõtmed jäävad tavaliselt ühe kuni kahe sentimeetri suurusjärku ning pikslite arv vastab sageli mõnele levinud videostandardile (käesolevas töös XGA 1024 × 768 punktiga).

Vedelkristall-modulaatorid jagunevad omakorda läbivateks ja peegeldavateks. Esimesena nimetatud modulaatori vedelkristallikihti läbib pealelangev kiirgus ühe korra. Teisel juhul on modulaatori tagumine pind kaetud peegeldava materjaliga ning valgus läbib seetõttu vedelkristallikihti kaks korda. Läbivate valgusvälja modulaatorite eeliseks on nende kasutusmugavus, kuna sisenev ja väljuv valgusvihk on ruumiliselt teineteisest eraldatud. Peegeldava valgusvälja modulaatori eeliseks on sama faasivahe tekitamiseks vajaminev poole õhem vedelkristallikiht, tänu millele on tehniliselt võimalik valmistada suurema pikslitihedusega seadmeid.

Valgusvälja modulaatoris tekkinud faasivahe sõltub pikslile antud elektrisignaali tugevusest ja pealelangeva valguse lainepikkusest — lühema lainepikkuse juures on faasivahe sama pinge korral suurem. Praktikas piisab, kui modulaator suudab valguse faasi muuta vahemikus 0 kuni 2π . Suurema väärtusega faasivahe saamiseks tuleb soovitud väärtusest lahutada täisarv kordi 2π ja anda valgusvälja modulaatorile vastav signaal. Sel viisil saadud faasifunktsioon on justkui kokku volditud [33].

Kuna ruumilise valgusvälja modulaatori pind koosneb diskreetsetest pikslitest, siis on peegeldunud valguses eristatavad kõrgemad difraktsioonijärgud, mis vastavad piksliruudustiku difraktsioonipildile. Suhtelisest suurest saavutatavast täitetegurist hoolimata on pikslite vahel niinimetatud surnud alad, milles tekkinud faasivahe jääb signaalist sõltumatult muutumatuks. Need alad toimivad efektiivselt staatilise peeglina, andes panuse difraktsiooni nulljärku. Eriti märgatav on surnud alade mõju läätsega optilise Fourier' pöörde teostamisel, kui kogu pikslite vahelt peegeldunud valgus koondatakse läätse fookusesse [33].

Airy kimpude tekitamiseks tuleb valgusvälja modulaatorile anda piksli koordinaadist kuupfunktsiooni järgi sõltuv signaal [2]. Joonisel 2.6 on hallskaalas



Joonis 2.6: Kuubilise faasimaski näited ühe- ja kahemõõtmelise Airy kimbu tekitamiseks. Musta ja valge ala piirjoonel toimub 2π suurune faasihüpe.

kujutatud ühe- ja kahedimensionaalsete Airy kimpude saamiseks kasutatavaid faasimaskke. Tingvärvilt mustade ja valgete alade piiril toimub 2π suurune faasihüpe. Mida kiiremini kasvab faasifunktsioon, seda tihedamaks muutuvad faasihüpped. Parameetri c_0 suurte väärtuste korral, millele vastab kuupfunktsiooni kiire kasv, võib faasihüpete sagedus ületada valgusvälja modulaatori pikslite tiheduse. Seeläbi tekib faasimaski äärealadel Moiré muster, mistõttu ei anna sealt tulnud valgus enam ruumiliselt koherentset panust Airy kimbu tekitamisele.

2.4 Passiivsed meetodid Airy kimpude tekitamiseks

Hoolimata ruumilise valgusvälja modulaatori mitmekülgusest, on rakendusi, kus tuleb otsida alternatiivseid võimalusi kuubilise faasipinna tekitamiseks. Nimelt neeldub teatav osa kiirgusest valgusvälja modulaatoris ja seetõttu võib vedelkristall intensiivse pealelangeva kiirguse korral kuumeneda üle kriitilise piiri. Seetõttu on otsitud alternatiivseid võimalusi Airy kimpude tekitamiseks passiivsete optiliste elementide abil, mille võimsustaluvus on hulga suurem.

Suhteliselt lihtne lahendus ühedimensionaalse Airy kimbu tekitamiseks on tasakumerast ning tasanõgusast silinderläätses koosneva komposiitlemendi kasutamine [10]. Mõlemad läätsed lõigatakse keskelt piki silindrilise pinna raadiust pooleks ning kumer- ning nõgusläätsse kõrvuti paigutamisel saadakse kuupfunktsioonile lähendatav pind. Airy kimbu tekkimiseks peab erinevus ideaalsest kuubilisest pinnast olema üle kogu apertuuri väiksem kui π . Kahedimensionaalse Airy kimbu tekitamiseks kasutatakse kahte järjestikust komposiitläätses, mis on teineteise suhtes täisnurga võrra pööratud. Saadud optiline element on suure intensiivsustaluvusega, kuid tekitab teistest meetoditest märgatavamaid moonutusi Airy lainevälja rist-suunalises intensiivsusaotuses.

Teine võimalus silinderläätsede abil Airy kimbu tekitamiseks tugineb asjaolul, et kolmandat järku optiline aberratsioon — kooma, mis tekib valguse mitteparaksiaalsest langemisest läätsel, põhjustab lainefrondi kuubilise moonutuse [34]. Kui ideaalne lõpmatusse fokusseeritud teleskoop teisendab tasalaine tasalaineks, siis silinderläätsedest koosneva Galilei teleskoobi ühe elemendi kallutamisel teise suhtes on väljuv lainepind nimetatud aberratsiooni tõttu ühes sihis kuubiline, mida ongi vaja Airy kimbu tekitamiseks [5, 34].

Osakeste mikromanipulatsiooni rakendustes on häid tulemusi saadud litograafiliselt valmistatud kuubiliste faasimaskide abil [11]. Jällegi on antud meetodi eelisteks ruumilise valgusvälja modulaatori ees suurem võimsustaluvus ja väiksemad optilised kaod. Samas võimaldab valmistehnoloogia vaid vähest erinevate faasitasemete arvu, mistõttu on faasifunktsioon kokku pakitud nagu ruumilise valgusvälja modulaatori korral. Seepärast võivad jääda meetodi kasutusvõimalused laia spektriga kiirguse puhul piiratuks.

3 Ülilühikeste impulsside mõõtmine

Pole olemas detektorit, mis suudaks optilises piirkonnas otseselt mõõta elektrivälja. Kõik valgustundlikud elemendid registreerivad elektrivälja mooduli ruuduga võrde- list valguse intensiivsust ja sedagi isegi parimal juhul üle paljude väljavõngete kesk- mistatult. Valgusvälja täielikuks kirjeldamiseks tuleb taastada mõõtmisel kaduma läinud faasiinformatsioon. Kui näiteks sagedusesituses on valguse intensiivsusaotus (spekter) ja faasifunktsioon leitud, siis on Fourier' teisendusega lihtne leida vastavad funktsioonid ka aegesituses. Sama kehtib ka vastupidisel juhul, kui teada on funktsioonide paar aegesituses. Ainult intensiivsusaotuse teadmised ei piisa, sest samale spektrile võib vastata nii konstantse faasiga ülilühike impulss kui ka juhusliku faasijaotusega statsionaarne müra [35].

Ülilühikesi impulsse mõõdetakse enamasti just spektraalruumis, sest siis puudub vajadus kalli ja keeruka ülikiire detektori järele. See lähenemisviis on õigustatud juhul kui mõõdetava signaali kuju jääb mõõtmisaja kestel muutumatuks. Viimane tingimus on täidetud näiteks üksikute impulsside, identsetest impulssidest koosneva jada või statsionaarse süsteemi impulsskoste mõõtmisel.

Spektraalse faasi mõõtmise meetodeid on võimalik liigitada mitmel viisil. Siin toome välja enamlevinud mõõtetehnikate jaotuse vastavalt sellele, kas nende abil saab mõõta impulsi absoluutset spektraalset faasi või faasierinevust võrdlus- impulsi. Mõlema kategooria meetoditel on eeliseid ja puudusi ning sobivaima valimine sõltub konkreetse rakenduse eripärast.

Absoluutsed meetodid on möödapääsmatud näiteks otse laserist tuleva kiirguse ajaliseks karakteriseerimiseks, kuna sel juhul pole võtta sobivat tuntud kujuga võrdlusimpulssi. Selle klassi tuntuim esindaja on FROG (*Frequency-Resolved Optical Gating*) [36], mille korral on otseseks mõõtetulemuseks spektraalselt lahutatud autokorrelatsioonifunktsioon ehk spektrogramm. Iteratiivse algoritmi abil leitakse spektrogrammile vastav spekter koos spektraalse faasiga [37, 38]. FROG-ist on olemas mitmeid variante sealhulgas lihtsustatud konstruktsiooniga, kuid see-eest kompaktne ja vähest justeerimist vajav GRENOUILLE [39]. Kõik absoluutsed meetodid on olemuselt mittelineaarsed ja ei sobi seepärast väga nõrga valgussignaali mõõtmiseks. Enamasti puudub absoluutsetel meetoditel ruumiline lahutusvõime ning eeldatakse, et valgusvälja ajaline käik on üle kimbu ristlõike ühesugune.

Paljudel juhtudel piisab kahe valgusimpulsi suhtelise spektraalse faasivahe leidmisest. Keerulise ajalise ja ruumilise struktuuriga valgusimpulsse tekitatakse reeglina mitmes etapis: impulsslaseri lihtsa struktuuriga väljundimpulsile antakse soovitud ajaline ja ruumiline kuju eraldi optilise süsteemiga. Sel juhul saab mõõtmised samuti läbi viia kahe sammuna. Laserist väljuva impulsi ajaline käik mõõdetakse mõne absoluutse meetodiga. Seejärel kasutatakse ristkorrelatsioonil

põhinevat suhtelist spektraalset faasi mõõtvat meetodit impulssi kujundava optilise süsteemi sisendi ja väljundi võrdlemiseks. Lineaarsete nihkeinvariantsete süsteemide teooriast on teada, et kogu süsteemi väljundimpulssi kirjeldav funktsioon $E_v(t)$ avaldub sisendi $E_s(t)$, milleks on esimeses etapis leitud laseri väljundsignaal, ja kujundava süsteemi impulsskoste $h(t)$ sidumina

$$E_v(t) = E_s(t) \otimes h(t) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} E_s(\tau)h(t - \tau)d\tau, \quad (3.1)$$

kus τ on aja dimensiooniga integreerimismuutuja. Sagedusesituses vastab impulsskoste sageduskoste $H(\omega)$, mis on esimese Fourier' pöördeks:

$$H(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t)e^{-i\omega t}dt. \quad (3.2)$$

Sageduskoste kaudu on sisend- ja väljundsignaal seotud kujul

$$E_v(\omega) = E_s(\omega)H(\omega). \quad (3.3)$$

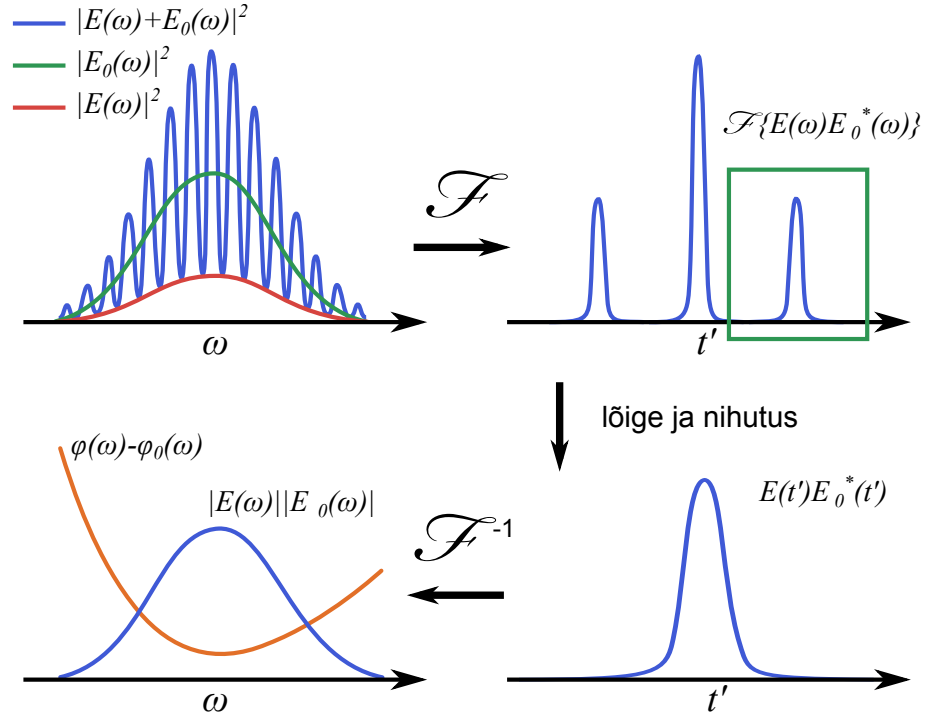
3.1 Spektraalne interferomeetria

Spektraalne interferomeetria (SI) on lineaarne meetod kahe impulsi spektraalse faasivahe määramiseks [40, 41]. Meetod sobib juba karakteriseeritud võrdlusimpulsi abil oluliselt keerulisema või nõrgema uuritava impulsi mõõtmiseks. Samuti on võimalik mõõta optilise süsteemi impulsskostat, kasutades võrdlusimpulsina süsteemi sisendimpulsi koopiat.

Spektraalse interferomeetria levinuimaks meetodiks on Fourier' SI, mille tööpõhimõtet on järgnevalt selgitatud mõõteseadme TADPOLE (*Temporal Analysis by Dispersing a Pair Of Light E-fields*) näitel [41]. TADPOLE koosneb kollineaarsest Mach-Zehnderi interferomeetrist, mille ühte õlga on paigutatud uuritav optiline seade ja väljund juhitakse spektromeetrisse. Võrdlusimpulsi kompleksne spekter on mooduli $|E_0(\omega)|$ ja faasi $\varphi_0(\omega)$ kaudu avaldatav: $E_0(\omega) = |E_0(\omega)| \exp[-i\varphi_0(\omega)]$ ning uuritava impulsi vastav funktsioon on $E(\omega) = |E(\omega)| \exp[-i\varphi(\omega)]$. Viivise τ tõttu on interferomeetri väljundis tekkiva topeltimpulsi spekter moduleeritud sagedusega $1/\tau$ ja spektromeetriga registreeritud intensiivsus avaldub kujul

$$S_{SI}(\omega) = |E_0(\omega)|^2 + |E(\omega)|^2 + 2|E_0(\omega)||E(\omega)| \cos(\omega\tau + \varphi_0(\omega) - \varphi(\omega)). \quad (3.4)$$

Kompleksse võrdlusspektri $E_0(\omega)$ leidmiseks mõõdetakse võrdlusimpulssi lisaks



Joonis 3.1: Fourier' SI lahendusalgoritm. Moduleeritud spektrist võetakse Fourier' pööre ja lõigatakse välja interferentsliiget kujutav külgriba. Spektraalesitusele tagasi minnes sisaldab kompleksne spekter ilmutatult faasiinfot [42].

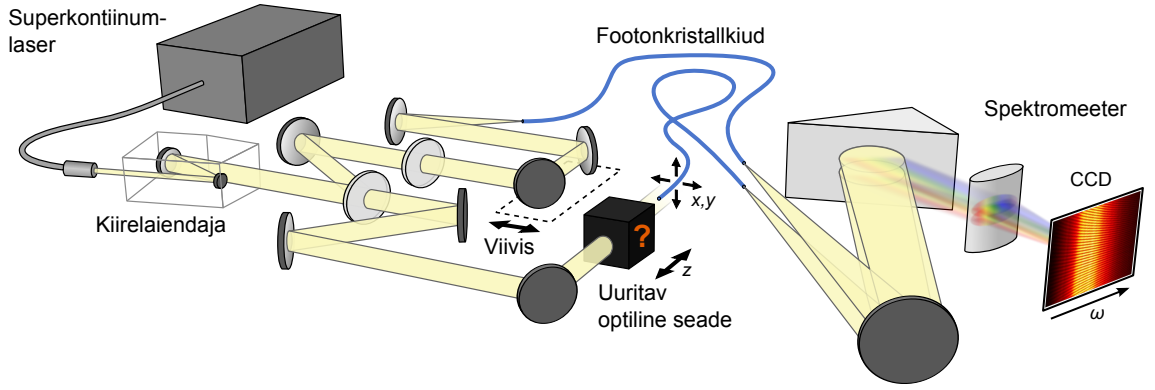
FROG-i või mõne muu mittelineaarse meetodiga [35]. Kui otsitakse vaid uuritava optilise süsteemi impulsskostet, pole viimane samm tarvilik.

Moduleeritud spektri põhjal faasivahe leidmiseks võetakse spektrist Fourier' pööre, mille tulemusel eristuvad selgelt kolm signaalimaksimumi (joonis 3.1). Keskmine maksimum tekib mõlema impulsi alaliskomponendist. Külgribad kujutavad interferentsliiget. Järgmisena lõigatakse välja üks külgribadest ja nihutatakse lineaarliikme $\omega\tau$ eemaldamiseks pseudoaja nullpunkti. Fourier' pöördteisendus annab tulemuseks

$$|E_0(\omega)||E(\omega)|e^{i\varphi_0(\omega)-i\varphi(\omega)}, \quad (3.5)$$

mille läbijagamisel võrdlusimpulsi kaaskompleksse spektriga $E_0^*(\omega)$ saadakse uuritava impulsi kompleksne spekter $E(\omega)$. Külgriba väljalõikamise käigus väheneb andmepunktide arv ja Fourier' pöördteisendusega spektrile tagasi minnes on lahutusvõime väiksem kui sama seadmega mõõdetud üksikimpulsi spektril, mis on saadud interferomeetri ühe öla kinnikatmisel.

Parima ajalise lahutusvõime saamiseks tuleb viivise pikkust hoolikalt valida. Liialt pika viivise korral muutub interferentsijoonete tihedus spektris sedavõrd suureks, et pole enam spektromeetriga lahutatav. Viivise lühendamisel lähenevad Fourier' pöördel saadud külgribad kesksele maksimumile ning nende väljalõikamisel läheb kaduma rohkem informatsiooni.



Joonis 3.2: SEA TADPOLE katseskeem TÜ FI-s kasutatavas konfiguratsioonis. Uuritav optiline seade paigutatakse interferomeetri ühte õlga. Valgussignaal juhitakse spektromeetrisse kahe fotonkristallkiu abil. Kaameraga registreeritakse spektraalselt lahutatud interferentspilti [17].

3.2 SEA TADPOLE

Spektraalse lahutusvõime vähenemist on võimalik vältida, mõõtes spektri mitme erineva viivise korral. Vastav SI meetod, kus mõõdetud spekter viivise pikkuse järgi lahutatakse, kannab nime SEA TADPOLE (*Spatially Encoded Arrangement for Temporal Analysis by Dispersing a Pair Of Light E-fields*) [19–22].

SEA TADPOLE-i eripäraks on ühepikkuste optiliste kiudude kasutamine valguse juhtimisel spektromeetrisse (joonis 3.2). Kiudude sisendotsad paiknevad interferomeetri kummaski õlas ja väljundotsad on viidud spektromeetri kollimaatoriks oleva läätsse või peegli fookaaltasandisse, paiknedes teineteisest väikesel kaugusel d . Kollimaator teisendab kiutoste kui punktallikate väljundi kaheks valgusvihuks, mis lõikuvad nurga $\theta = d/f$ all, kus f on kollimaatori fookuskaugus. Dispergeerivaks elemendiks võib olla nii prisma kui ka difraktsioonivõre, millega spektraalselt lahutatud valgus fokuseeritakse silinderläätsse abil CCD vastuvõtjale. Viimasel tekib horisontaalsete ribadega interferentspilt, mida kirjeldab kahemuutuja funktsioon

$$S_{ST}(\omega, x_c) = |E_0(\omega)|^2 + |E(\omega)|^2 + 2|E_0(\omega)||E(\omega)| \cos\left(\frac{\omega}{c} x_c \sin(\theta) + \varphi_0(\omega) - \varphi(\omega)\right). \quad (3.6)$$

See sarnaneb Fourier' SI jäljega, kuid koosinuse argumentis on liige $(\omega/c) x_c \sin(\theta)$, mis kujutab sõltuvust maatriksvastuvõtja spektriga ristuvast koordinaadist x_c .

SEA TADPOLE-i lahendusalgoritm on analoogiline Fourier' SI-ga ja selle üldskeem on toodud joonisel 3.3. Kaameraga registreeritud intensiivsusaotusest võetakse koordinaadi x_c suunal ühedimensionaalne Fourier' pööre, mille tulemus

avaldub kolme ligikaudu horisontaalse ribana:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}\{S(\omega, k_c)\} &= |E_0(\omega)|^2 \delta(k_c) + |E(\omega)|^2 \delta(k_c) + E_0^*(\omega) E(\omega) \delta\left(k_c + \frac{\omega}{c} \sin \theta\right) \\ &\quad + E_0(\omega) E^*(\omega) \delta\left(k_c - \frac{\omega}{c} \sin \theta\right). \end{aligned} \quad (3.7)$$

Valemis (3.7) tähistab δ Diraci deltafunktsiooni:

$$\delta(x) \equiv \begin{cases} +\infty, & x = 0 \\ 0, & x \neq 0, \end{cases} \quad (3.8)$$

kusjuures

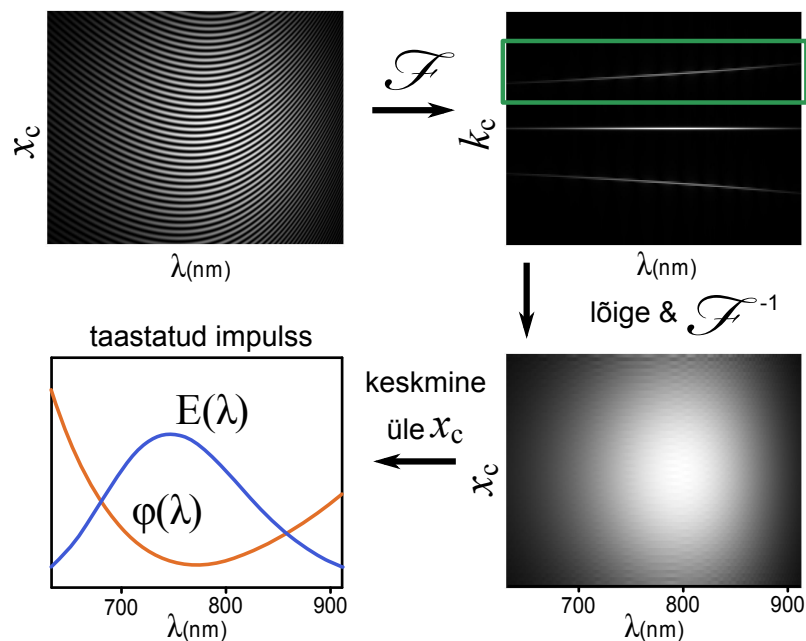
$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx \equiv 1. \quad (3.9)$$

Ruumikoordinaadile x_c vastab Fourier' sagedusesituses koordinaat k_c . Keskmise riba kujutab alaliskomponenti ja äärmised ribad sisaldavad võrdväärset, kuid kaaskompleksset informatsiooni interferentsliikme kohta. Üks külgriba lõigatakse välja ja viiakse Fourier' pöördteisendusega tagasi ruumikoordinaadile x_c . Eksperimendiõla signaali kompleksse spektri leidmiseks keskmistatakse külgriba faas ja moodul üle koordinaadi x_c ning jagatakse tulemus võrdlusõla kaaskompleksse spektriga.

Nagu teisedki lineaarsed SI meetodid, mõõdab SEA TADPOLE otseselt impulsside spektraalset faasivahet. Uuritava impulsi faasi leidmiseks tuleb mõne absoluutset faasi tuvastava meetodiga mõõta võrdlusimpulsi spektraalne faas. Kui impulsi enda asemel soovitakse kirjeldada optikaseadme impulsskostet, siis loetakse võrdlusõla faas konstantseks ja lisamõõtmist pole vaja teha.

Aegsitusele üleminekuks tehakse lõpptulemusest Fourier' pöördteisendus üle koordinaadi ω . SEA TADPOLE suudab paljudel juhtudel saavutada suuremat spektraalset lahutust kui kasutatav spektromeeter ühe õla kinnikatmisel. Spektromeeter mõõdab otseselt valguse intensiivsust, mis on võrdeline elektrivälja mooduli ruuduga. SEA TADPOLE-i mõõtetulemuseks on elektrivälja jaotus, mille ruututõstmisel muutuvad spektraalsed detailid kitsamaks. Samuti on SEA TADPOLE üks vähestest mõõteseadmetest, milles ei teki aja suuna määramatust, sest on teada, kummas kiust väljus võrdlusimpulss ja seega on spektraalse faasi märk üheselt määratud [21].

Ruumilise lahutuse saamiseks skaneeritakse eksperimendiõla kiu sisendotsa üle kogu huvipakkuva ruumipiirkonna. Optilist skeemi muutmata on võimalik saavutada ruumiline lahutus kõigis kolmes suunas. Ruumiline lahutusvõime sõltub nihutite täpsusest ja kiudude põhimoodi väljajaotuse karaktersest suurusest. Üldjuhul on võimalik eristada valgusvälja detaile, mille mõõtmed jäävad mõne



Joonis 3.3: Fourier' filtreerimise algoritm. Üle ruumikoordinaadi x_c Fourier' pöörde võtmisega eraldatakse interferentsliige aliskomponendist. Väljalõigatud külgriba viiakse Fourier' pöördteisendusega tagasi ruumikoordinaadile, kus leitakse üle x_c keskmistatud kompleksne spekter. Uuritava impulsi elektrivälja mooduli ning faasi leidmiseks jagatakse tulemus võrdlusimpulsi kompleksse spektriga [21].

mikromeetri suurusjärku. Skaneeriva lähivälja mikroskoobi (NSOM) kiude kasutades on saavutatud ühest mikromeetrist parem lahutusvõime [22].

SEA TADPOLE töötati välja kujundatud impulsside ajaliseks mõõtmiseks [19]. Kiu sisendotsa liigutamise ruumilise lahutuse saamist kasutati esmakordselt läätsede aberratsioonide uurimiseks fookuse lähedal [20]. Eksperimendid Bessel-X lainete [14, 16], difraktsiooni äärelainete [15] ja ajalisel fokuseeruvate Airy-Bessel valguskuulide [17] mõõtmiseks on kinnitanud, et SEA TADPOLE sobib hästi ka teiste keerulise ruumilise ja ajalise struktuuriga laineväljade uurimiseks. Tänu suurele spektraalsele lahutusele suudab SEA TADPOLE tuvastada keerulise faasiga impulsse. On mõõdetud impulsse, mille keerukust iseloomustav kestuse ja ribalaiuse korrutis oli suurusjärgus 400 [21].

4 Materjalid ja meetodid

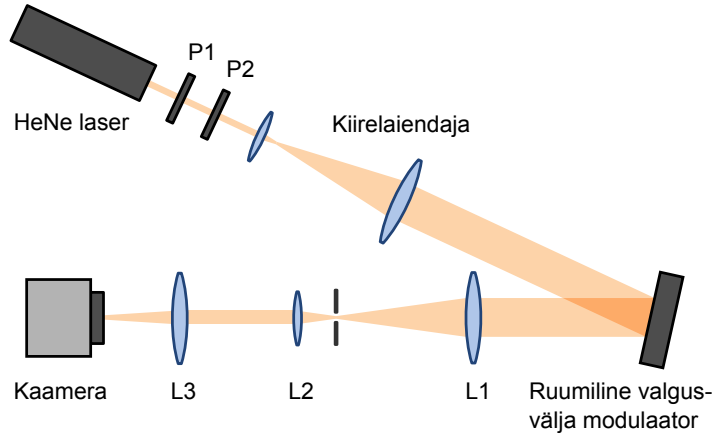
Käesoleva töö eksperimentaalne osa viidi läbi kahes etapis. Esmalt teostati eel-eksperimentide seeria, kus valgusallikana kasutati heelium-neonlaserit ja kahe-dimensionaalse Airy valgusvälja ristsuunaline intensiivsusaotus jäädvustati CCD kaameraga. Eel-eksperimentidest saadud kogemuste põhjal valiti optimaalsed parameetrid põhieksperimenti ettevalmistamiseks, milles valgusallikaks oli üliläia spektriga superkontiinum-laser ja valgusvälja intensiivsust ning spektraalset faasi registreeriti mõõtemetodiga SEA TADPOLE. Põhieksperimenti keerukusaste oli mitmes mõttes suurem, kuna spektri näol saab katsepunktide ruum täiendava mõõtme. Kui eel-eksperimentis registreeriti iga kaamera piksliga määratud ruumipunktis vaid valguse intensiivsus, siis SEA TADPOLE-i mõõtmises leitakse samas punktis valguse spektraaljaotus ning lisaks igale spektripunktile vastav faasi-info. Skaneeriva olemuse tõttu on SEA TADPOLE-i mõõtmised üsna ajamahukad ja valgusvälja ristlõiget katva ligikaudu 1000 ruumipunkti läbimiseks kulus umbes 40 minutit.

Kui eeltoodud mõjurid suurendasid lisanduva andmemahu tõttu peamiselt mõõtmisteks kuluvat aega ning andmetöötluse keerukust, siis lisaks sellele toob lai spekter kaasa mitmeid eksperimentide tehnilisi nüansse, mida tuleb aberratsioonivaba valgusvälja saamiseks arvesse võtta. Näiteks peavad skeemis kasutatavad läätsed olema akromaatilised. Peale selle muutub raskemaks valguse polarisatsiooni kontrollimine, mis valgusvälja modulaatori vedelkristallelemendi tõttu hakkab sõltuma lainepikkusest. Kokkuvõtvalt võib öelda, et etapiviisiline lähenemine lihtsustas mõõtemetoodika silumist ja segavate efektide ükshaaval kõrvaldamist. Järgnevas kahes alapeatükis on kirjeldatud eel-eksperimentis ning põhieksperimentis kasutatud materjale ning meetodeid.

4.1 Katseseadmed eel-eksperimentis

Eel-eksperimenti katseskeemi on kujutatud joonisel 4.1. Valgusallikaks oli lainepikkusel 632,8 nm töötav heelium-neonlaser. Valguse polarisatsiooni ja intensiivsuse muutmiseks kasutati laseri järel kahte polarisaatorit. Valgusvihku laiendati kümnekordse suurendusega teleskoobi abil, et täielikult katta ruumilise valgusvälja modulaatori kogu apertuur.

Kasutatud peegeldava ruumilise valgusvälja modulaatori HoloEye LC-R 2500 olulisemad parameetrid on toodud tabelis 4.1. Seade töötas faasimodulatsiooni režiimis ning HeNe laseri lainepikkuse juures oli minimaalsele ja maksimaalsele etteantud signaalile vastav faasimodulatsiooni vahe $2,5\pi$. Kuna mistahes faasifunktsioon on taandatav vahemikku ulatusega 2π ja modulaatori tundlikkuskõver oli väikeste signaalide korral mittelineaarne, siis kasutati signaalitasemete vahemikku 15 kuni 255, millele vastas nullnivoo suhtes faasimodulatsiooni piirkond $0,5\pi$ kuni $2,5\pi$.



Joonis 4.1: Eeeksperimenti katseskeem. Pealelangeva valguse polarisatsiooni ja intensiivsust kontrollitakse polarisaatorite P1 ja P2 abil. Ruumilisele valgusvälja modulaatoriga antakse valgusväljale kuubiline faasiprofiil. Läätsedest L1 ja L2 koosneva teleskoobi ülesandeks on valgusvihi skaleerimine ning ruumiline filtreerimine läätsede ühisesse fookusesse paigutatud iirise abil. Läätsel L3 tehakse optiline Fourier' pööre, mille tulemusel tekkinud valguse intensiivsusaotust registreeritakse CCD kaameraga.

Tabel 4.1: Ruumilise valgusvälja modulaatori HoloEye LC-R 2500 parameetrid

Pikslite arv	1024 × 768
Piksli samm	19 μm
Ekraani suurus	19,5 × 14,6 mm
Täitetegur	93%
Modulatsioonitasemete arv	256

Valgusvälja modulaatoriga tekitatud faasifunktsioon on esitatav kujul

$$\sigma(\hat{x}, \hat{y}) = \text{mod} \left(\frac{c_0^3}{3} (\hat{x}^3 + \hat{y}^3), 2\pi \right) + \sigma_0, \quad (4.1)$$

kus \hat{x} ja \hat{y} on ristsuunalised koordinaadid, mille alguspunkt on valgusvälja modulaatori keskel ja $\text{mod}(a, b)$ tähistab a jagamisel b -ga tekkivat jääki. Konstantne faasiliige σ_0 statsionaarsel juhul mõõtetulemust ei mõjuta. Faasifunktsiooni amplituudi c_0 varieeriti vahemikus 0,36 rad/mm kuni 0,81 rad/mm, et leida optimaalne väärtus, mille korral on valgusvälja modulaatori tekitatud aberratsioonid vähimad.

Ruumilise filtreerimise eesmärgil tekitati osades katsetes valgusvälja modulaatoriga faasijaotus, mis oli superpositsioon eelkirjeldatud kuubilisest faasifunktsioonist ja ühesihilisest perioodilisest nelinurkfunktsioonist amplituudiga π , mis kirjeldab faasimodulatsiooniga difraktsioonivõre profiili. Seeläbi tekkisid väljundis difraktsiooni-järgud, mis ei langenud kokku valgusvälja modulaatori piksliimustri difraktsiooni-järgudega ning ei sisaldanud seetõttu moduleerimata parasiitkiirgust.

Optilise Fourier' pöörde teostamiseks, väljundkujutise skaleerimiseks ja kimbu ruumiliseks filtreerimiseks kasutati kolmest järjestikusest kumerläätsesüsteemi.

Läätсед olid $6f$ konfiguratsioonis, mille sisendtasandiks oli ruumiline valgusvälja modulaator. Süsteemi väljundtasandile vastas Airy valgusvälja ristlõike tasand paraboolse trajektoori harikohas. Läätседe fookuskaugused olid valgusvälja modulaatori poolt loendamist alustades: $f_1 = 320$ mm, $f_2 = 42$ mm ja $f_3 = 221$ mm. Süsteemi efektiivne fookuskaugus oli seega

$$f = \frac{f_1 f_3}{f_2} = 1,7 \text{ m.}$$

Läätседe L1 ja L2 ühisesse fokaaltasandisse oli ruumilise filtreerimise eesmärgil paigutatud muudetava läbimõõduga apertuur, millega selekteeriti välja eksperimendis kasutatud difraktsioonijärk.

Valguse ristsuunalise intensiivsusaotuse registreerimiseks kasutati CCD kaamerat Kodak MegaPlus 1.6i, mille piksli suurus oli $9 \times 9 \mu\text{m}$ ja sensori suurus 13.8×9.2 mm. Valgus juhiti ilma täiendava objektiviita otse sensorile. Kaamera oli paigutatud kelgule, mille abil sai mõõtmistasandi asukohta piki optilist peatelge 20 cm ulatuses muuta.

4.2 Katseseadmed põhieksperimendis

Põhieksperimendi katseskeemi on kujutatud joonisel 4.2. Valgusallikana kasutati superkontiinumi genereerivat kiudlaserit Fianum SC400-2-PP. Mõõtmisi tehti spektraalvahemikus 428...1088 nm, millele vastab ajaline resolutsioon 2,5 fs. Mõõtepiirkond on pikemate lainepikkuste poolt piiratud kaamera ränisensori tundlikkuse langemisega lähiinfrapunases piirkonnas. Laseri enda spekter oli laiem ulatuses lainepikkuseni 2,5 μm [43].

Kiirtekimpu laiendati peegeldava optika abil, et see kataks kogu ruumilise valgusvälja modulaatori apertuuri. Valgusvälja modulaatori ja sellele kuvatud faasimaski täpsem kirjeldus on toodud käesoleva töö eelmises paragrahvis. Kuubilise faasifunktsiooni amplituudiks valiti $c_0 = 0,60$ rad/mm, mille väärtus on antud lainepikkusel $\lambda_0 = 900$ nm, kus maksimaalne modulatsiooniuulatus oli 2π . Difraktsioonivõrele vastavat täiendavat faasifunktsiooni ja ruumilist filtreerimist põhieksperimendis ei kasutatud, et vältida kimbu tugevat hajumist võre dispersiooni tõttu.

Optilise Fourier' pöörde teostamiseks kasutati akromaatilist läätse fookuskaugusega 500 mm. Läätse dispersiooni kompenseerimiseks kasutati interferomeetri võrdlusõlas valguse koondamiseks optilise kiu otsale sama tüüpi läätse. Samal põhjusel paigutati võrdlusõlga kiirejagajaga identne klaasplaat.

Valgusvälja modulaatorist ja läätsest koosneva süsteemi kolmemõõtmelise impulsskoste leidmiseks liigutati eksperimendiõlast valgust spektromeetrisse juhtiva kiu

sisendotsa kolmes sihis. Optilise peateljega ristuvates suundades oli skaneerimisulatus $\pm 300 \mu\text{m}$ ja samm $10 \mu\text{m}$. Piki optilist peatelge tehti mõõtmisi 23 kaugusel sammuga 8 mm (koguulatus 176 mm). Mõõtepiirkond ulatus Fourier' läätse fokaaltasandist mõlemale poole.

Valguse juhtimiseks interferomeetri mõlemast õlast spektromeetrisse kasutati ühepikkusi kärgstruktuuriga footonkristallkiude. Erinevalt tavapärastest optilistest kiududest, mis muutuvad suuremate sageduste juures mitmemoodiliseks, kandub footonkristallkius kõikidel sagedustel üle vaid põhimood. Seeläbi välditakse sisendimpulsi jagunemist mitmeks ajaliselt eraldatud väljundimpulsiks.

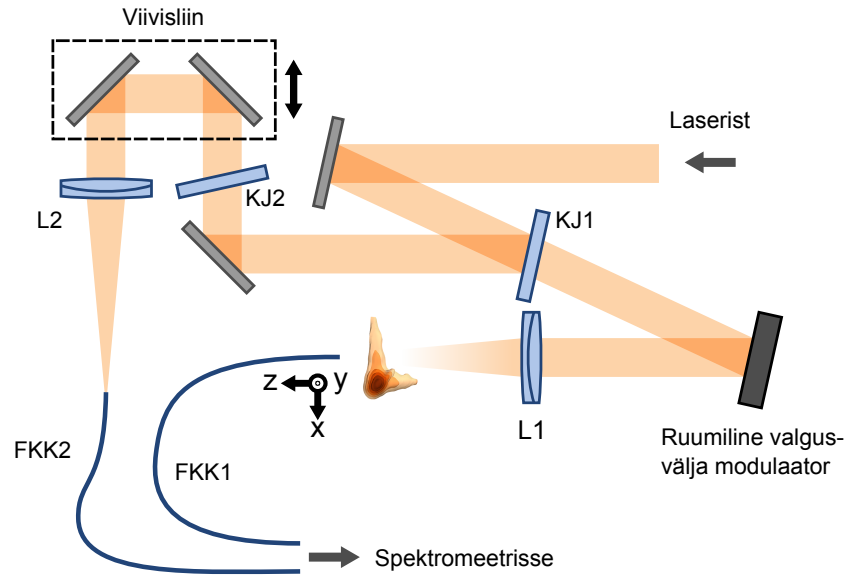
Spektromeetris kasutati disperseeriva elemendina prismat. Tavapäraselt on SEA TADPOLE-tüüpi mõõteseadmetes kasutatud difraktsioonivõret, mille difraktsioonijärgud aga oktaavist laiema spektri korral kattuma hakkaksid. Seetõttu pole ülilaiaspektriga superkontiinumallika korral difraktsioonivõre kasutamine ilma spektri piiramiseta võimalik. Prisma dispersiooni kiire tugevnemine lühemate lainepikkuste juures määras ära spektraalse mõõtepiirkonna sinise piiri.

Spektraalselt lahutatud interferentspildi registreerimiseks kasutati CCD-kaamerat Allied Vision Technologies Stingray F-504B. Spektromeeter kalibreeriti HeNe-laseri abil. Kalibreerimisel rakendati asjaolu, et SEA TADPOLE-i lahendusalgoritmi esimesel sammul interferentspildist Fourier' pöörde võtmisel tekkinud külgribade kaugus nulljoonest sõltub lineaarselt lainepikkusest. Seeläbi saab HeNe-joont aluseks võttes arvutada igale kaamera piksliveerule vastava lainepikkuse.

Hoolimata dispersiooni kompenseerimiseks tarvitusele võetud abinõudest lisandub mõõtetulemusele aparaadile endale iseloomulik faasiliige, mis on tingitud ruumilise valgusvälja modulaatori dispersioonist ning kiudude veidi erinevast pikkusest. Seetõttu tehti tühimõõtmine, mille korral anti valgusvälja modulaatori igale pikslile võrdne signaal ning lahutati saadud faasikõver ülejäänud mõõtetulemustest. Temperatuuri kõikumisest tekkinud ebastabiilsuse tõttu oli märgata interferentspildi aeglast juhuslikku triivi, mistõttu polnud võimalik mõõta interferomeetri õlgade vahelist absoluutset faasierinevust. Triiv oli kaamera säriaajaga võrreldes siiski piisavalt aeglane, et mitte põhjustada interferentspildi nähtavuse vähenemist.

Mõõtmiskiukiu otsa pikisuunas liigutava nihuti liikumissiht on justeerimise lõpliku täpsuse tõttu paratamatult optilise peatelje suhtes väikese nurga all. Selle kompenseerimiseks tehti lisamõõtmisi, kasutades peegelpildis faasimaski. Kuna teineteise suhtes peegeldatud faasimaskidega saadud valguse ristsuunalised intensiivsusaotused on optilise peatelje suhtes sümmeetrilised, siis tuleb z -telje asukoha määramiseks leida punkt, mis jääb täpselt kummalgi juhul saadud Airy peamaksimumi vahele.

Kuigi antud töös kasutatud superkontiinum allika kiirgus on kirjeldatav pideva mürasignaalina ja otseselt mõõdeti Airy kimpe tekitava süsteemi impulsskostet,



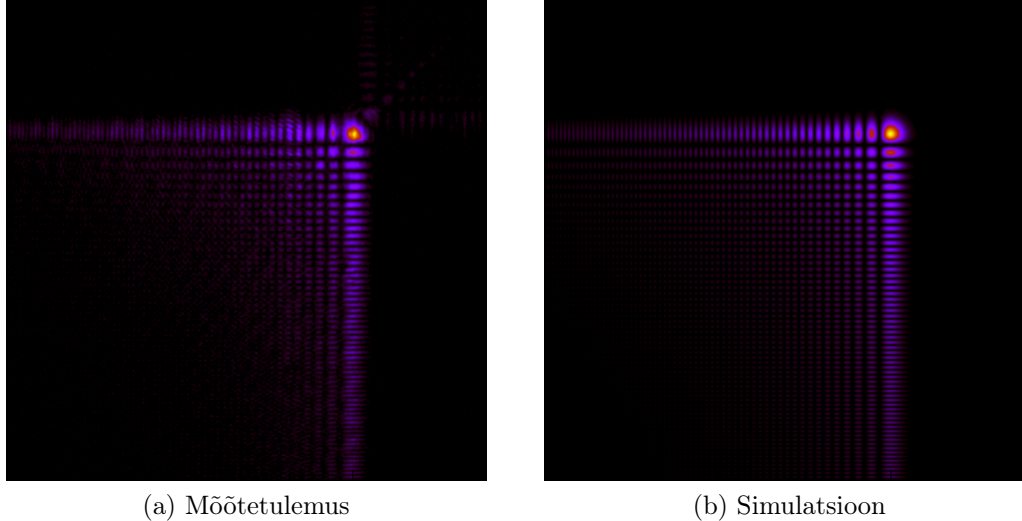
Joonis 4.2: Airy impulsskoste mõõtmise katseskeem. Vastavalt meetodi SEA TADPOLE ülesehitusele juhitakse laia spektriga laserkiirgus kiirejagaja KJ1 abil interferomeetri õlgadesse. Eksperimendiõlas on ruumilisest valgusvälja modulaatorist ja Fourier' pööret teostavast läätsest koosnev süsteem Airy valgusvälja tekitamiseks. Võrdlusõla pikkust saab muuta ning dispersiooni kompenseerimiseks kasutatakse eelnevatega identseid komponente KJ2 ning L2. Footonkristallkiudude FKK1 ja FKK2 abil juhitakse valgus spektromeetrisse, kus registreeritakse spektraalselt lahutatud interferentspilt [18].

siis on tulemused sellegipoolest üle kantavad juhule, kus samale süsteemile langeks vaid mõnest elektrivälja võnkest koosnev ülilühike impulss, mille spekter jääb siin mõõdetud vahemikku. Tasub veel märkida, et käesolevas töös saavutatud, spektri laiusega määratud ajaline lahutusvõime 2,5 fs vastab kallite ja ainuexemplaridena ehitatud rekordlaserite impulsside kestusele.

4.3 Arvutisimulatsioonid

Simulatsioonides leiti polükromaatse Airy lainevälja igale spektraalkomponendile vastav väljajaotus, kasutades analüütilisi avaldise (2.8) ja (2.16). Seejärel summeeriti tulemused üle spektri vastavalt valemile (2.18). Lainevälja ristsuunaline mastaabitegur x_0 ja eksponentsiaalse kahanemise kiirust iseloomustav koefitsient a leiti katseandmete lähendamisel vähimruutude meetodil lõpliku energiaga Airy lainefunktsioonile. Kuna kasutatud valgusallika spekter oli keerulise kujuga ning polnud analüütilisi mudeleid kasutades elementaarfunktsioonile lähendatav, siis kasutati simulatsioonides otse katseandmetest saadud valguse intensiivsuse spektraaljaotust.

Ajaliselt ja ruumiliselt lahutatud impulsskoste leidmiseks viidi spektraalesituses saadud simulatsiooniandmed Fourier' pöörde abil aegsesitusele üle. Seejuures loeti spektraalse faasi jaotus konstantseks.



Joonis 5.1: Monokromaatse kahedimensionaalse Airy kimbu ristsuunaline intensiivsusaotus. Vaadeldava piirkonna suurus on 5×5 mm. Valguse intensiivsust on kujutatud pseudovärvusskaalas.

5 Tulemused ja analüüs

5.1 Eeeksperiment: Monokromaatse Airy kimbu tekitamine

Eeeksperimentis leiti peamised tegurid, mis põhjustavad aberratsioonide teket monokromaatse Airy kimbus. Saadud tulemused olid aluseks optimaalsete meetodite väljatöötamiseks põhieksperimenti jaoks, kus kasutati üliläia spektriga superkontiinumini allikat. Tulemuste hindamisel keskenduti mõõdetud kahedimensionaalse Airy kimbu ristsuunalise intensiivsusaotuse kokkulangemises teoreetilise mudeliga.

Joonisel 5.1 on toodud mõõdetud intensiivsusaotuse võrdlus simulatsiooniga. Kui üldjoontes saavutati hea kokkulangevus, siis peamiseks erinevuseks on mõõdetulemusel esinev nõrk ümberpööratud lisakujutis, mis jääb põhilise L-tähe kujulise Airy-mustri vastasveerandisse. Moonutuse tagamaid aitavad selgitada katsed Airy kimbu tekitamiseks binaarse faasimaskiga, mida on kirjeldatud allikates [44] ja [45]. Kui kuubilise faasimaski profiil muuta astmeliseks, ümardades maski poolt antava lisafaasi väärtused π -kordseteks, siis tekib ühe asemel kaks võrdse intensiivsusega Airy kimpu, mis on z -telje suhtes sümmeetrilised. Seega vastab käesolevas eksperimentis tekkinud kujutis vahepealsele juhule ideaalselt kuubilise ja binaarse faasimaskiga saadud Airy kimbu piiiril. Kuna faasifunktsioon oli siiski heas lähenduses kuubiline, siis on moonutusena ilmnev peegelkujutis nõrk.

Eksperimentidelt võib moonutust põhjustada nii valgusvälja modulaatori kalibratsiooni ebatäpsus kui ka polarisatsioonist tingitud efektid. Vedelkristallil põhinev valgusvälja modulaator muudab kaksikmurdumise tõttu üldjuhul väljuva valguse polarisatsiooni sõltuvalt faasimodulatsiooni ulatusest. On teada, et

valgusvälja modulaatoril esinevad niinimetatud polarisatsiooni omaolekud, millele vastava pealelangeva valguse korral on modulaatorit läbinud valgus alati sama polarisatsiooniga [46, 47]. Nimetatud omaolekud sõltuvad kasutatavast seadmest ja on tavaliselt elliptilised. Sellegipoolest on võimalik saavutada suhteliselt häid tulemusi, kui pealelangev valgus polariseerida lineaarselt piki elliptilise omaoleku pikema pooltelje sihti. Kuna laia spektri korral oleks kõikide sageduskomponentide jaoks sobiva elliptilise polarisatsiooni saavutamine praktiliselt võimatu, siis piirduti pealelangeva valguse lineaarse polariseerimisega. Sobiva polarisaatori asendi valikul oli võimalik moonutusi märgatavalt vähendada.

Peale eeltoodud abinõude aitab aberratsioone vähendada faasimodulatsiooni ulatuse sobiv valik. On näidatud, et eksponentsiaalselt piiratud Airy lainefunktsiooni saba kahanemise kiirus, mida iseloomustab parameeter a , sõltub faasimodulatsiooni ulatust kirjeldavast koefitsiendist c_0 vastavalt valemile

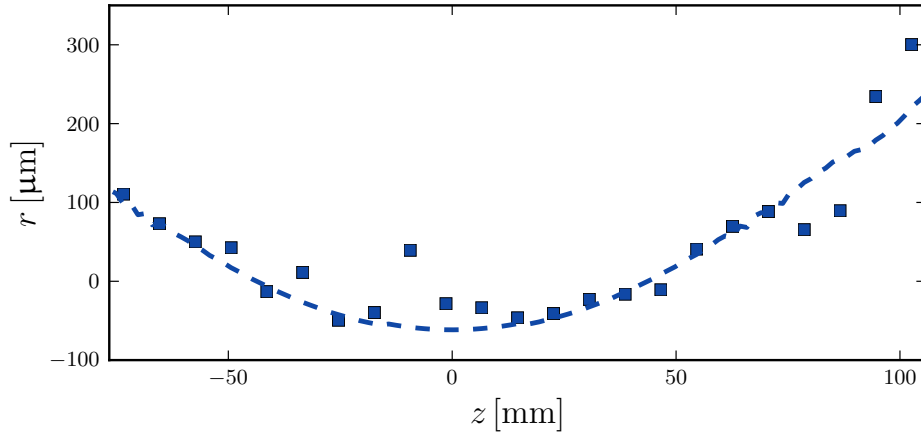
$$a = \frac{\omega_0^2 + 2\sigma_\mu^2}{2c_0^2\omega_0^2\sigma_\mu^2}, \quad (5.1)$$

kus ω_0 on faasielemendile langeva Gaussi kimbu talje raadius ja σ_μ sama kimbu ristsuunaline koherentsi ulatus [48]. Aeglaselt kasvava faasifunktsiooni korral ($c_0 < 0,5$ rad/mm) hakkas Airy kimbu intensiivsusjaotus kiiresti oma tunnusjooni kaotama. Ülaltpoolt piirab c_0 valikut Moiré mustri ulatuslik teke maski äärealadel. Optimaalseks osutus väärtus $c_0 = 0,6$ rad/mm.

Valmistamistehnoloogia eripära tõttu on valgusvälja modulaatori pind kergelt nõgus. Pinna kuju uuriti interferomeetriliselt ning selgus, et ühes sihis on kõverus mõnevõrra suurem. Kui kõigile pikslitele anda võrdne signaal, siis toimib valgusvälja modulaator nõguspeeglina, mille efektiivne fookuskaugus on horisontaalsihis ligikaudu 8 m ja vertikaalsihis 6 m. Monokromaatsel juhul on tekkinud efekti võimalik faasimaskile antud parandusliikmega kompenseerida. Kuna laia spektri korral poleks see võimalik, siis loobuti faasimodulaatori täiendavast kalibreerimisest ja arvestati, et optilise Fourier' pöörde tegemisel on efektiivne fookuskaugus ligikaudu 3 cm võrra väiksem läätse fookuskaugusest.

5.2 Põhieksperiment: Airy impulsskoste mõõtmine

Praktiliste rakenduste seisukohast on oluline teada, kas ülilühikeste Airy impulsside korral säilivad monokromaatsel Airy kimbu eksootilised omadused, mis annavad uusi kasutusvõimalusi, võrreldes näiteks eksperimentaalselt lihtsamini tekitatava Gaussi kimbuga. Seetõttu on algavas peatükis esmalt vaatluse alla võetud laia spektriga Airy kimpude võime levida kõverjoonelisel trajektooriga ning säilitada seejuures ristsuunas teravat intensiivsusmaksimumi.



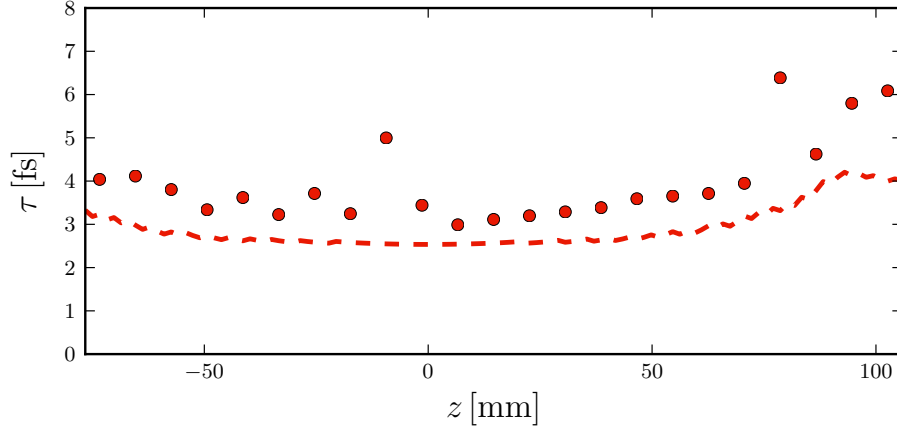
Joonis 5.2: Airy impulsskoste peamaksimumi kõrvalekalle z -teljest. Ruudud vastavad mõõtepunktidele ning katkendjoon simulatsioonile [18].

Samuti on teada, et keerulise ajalise ja ruumilise struktuuriga valgusimpulsid saavad ka vabas ruumis levimisel ajas pikeneda ning teatud juhtudel isegi lüheneda, ilmutades ajalise fokuseerumise võimet [17]. Seepärast pakub huvi ka Airy valgusimpulsside kestuse muutumine levikul, mida on järgnevalt samuti käsitletud.

Viimaks tuleme meelde, et sõltuvalt spektraalkomponentide ruumilisest jaotusest on eristatavad neli Airy impulsside põhitüüpi, millest igaüks valgub levimisel ristsuunas erineva kiirusega laiali. Ruumilise valgusvälja modulaatoriga kujundatud Airy impulsside paigutamine sellesse klassifikatsiooni aitab kindlaks teha, kas leidub teisi meetodeid, millega saadud Airy impulsid on teatud rakenduste jaoks kohasemad. Seetõttu on peatüki viimases osas eelnevatele tulemustele tuginedes hinnatud ruumilise valgusvälja modulaatori, kui levinuima ja mitmekülgseima Airy kimpude tekitaja, potentsiaali laia spektriga Airy impulsside tekitamiseks, võrreldes teiste meetoditega.

Mõõdetud impulsskoste intensiivsusemaksimumi kõrvalekallet z -teljest on kujutatud joonisel 5.2. Siin ja edaspidi võrdluseks toodud simulatsioonide tulemused on saadud mõõdetud ristsuunalise elektrivälja amplituudi jaotuse lähendamisel lõpliku energiaga Airy lainefunktsioonile. Levikutelje nullkohaks määrati impulsskoste peamaksimumi trajektoori punktidele lähendatud parabooli harikoht. Eksperimendis vastab sellele Fourier' tasandi asukoht, mis oli valgusvälja modulaatori nõgususe tõttu läätsele mõnevõrra lähemal kui viimase fookuskaugus.

Simulatsioonis järgib intensiivsuse peamaksimumi asukoht teatud levikauguseni parabooli, kuid edaspidine levik on pigem sirgjooneline. Põhjuseks on valguse sageduskomponentide erinev kõrvalekaldumise kiirus. Üle spektri keskmistamisel leitud peamaksimumi asukoht ei järgi ühele kindlale lainepikkusele vastava Airy kimbu paraboolset trajektoori ning tema spektraalne koostis muutub levimisel. Mõõtetulemused olid heas vastavuses simulatsioonidega.



Joonis 5.3: Airy impulsskoste kestus (täislaius poolel kõrgusel). Ringid vastavad mõõtepunktidele ning katkendjoon simulatsioonile [18].

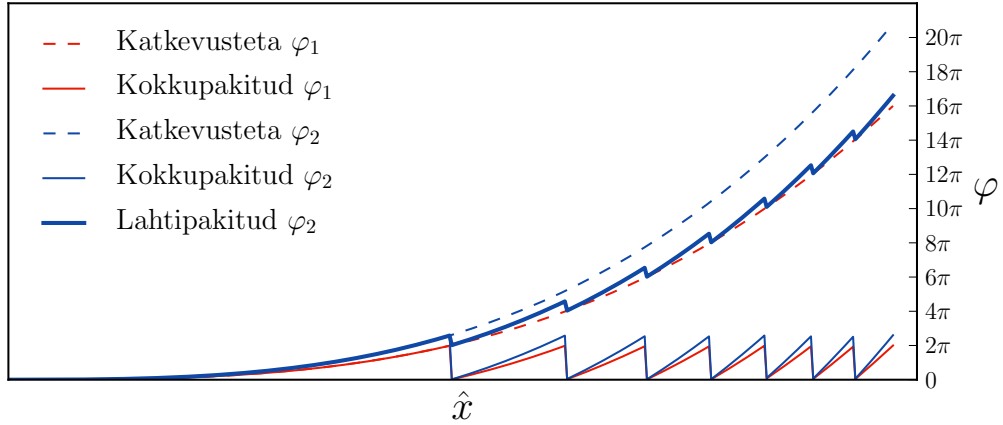
Spektri sinises otsas oli märgata suuremat kõrvalekallet, mis langeb kokku eelnevalt ilmunud tulemustega ruumilise valgusvälja modulaatoriga Airy kimpude tekitamisest [48]. Spektraalkomponentide erineva kõrvalekaldumise kiiruse tõttu ilmneb tugev ristsuunaline disperisoon, mis impulsi peamaksimumi levikul välja venitab, andes impulsile ristsuunalise ruumilise sirtsu (*spatial chirp*). Samuti väheneb maksimaalne saavutatav võimsustihedus. Kokkuvõtvalt levivad ruumilise valgusvälja modulaatoriga tekitatud Airy impulsid kõverjooneliselt, kuid valguvad kiiresti külgsuunas laiali.

Impulsskoste kestuse määramiseks viidi katseandmed Fourier' pöördega spektraalsetiselt aegesisuusele üle, kasutades SEA TADPOLE-i mõõtmistest saadud faasiinfot. Saadud sõltuvust levikaugusest on kujutatud joonisel 5.3. Selgub, et impulsskoste lühemal levikul praktiliselt ei pikene ja jääb kestuselt alla 4 fs. Umbes 75 mm kaugusel Fourier' tasandist hakkab ristsuunas laialivalguva impulsskoste spekter lokaalselt ruumilise sirtsu tõttu kitsenema ning impulsskoste muutub mõnevõrra pikemaks, ületamata kogu mõõtepiirkonnas siiski oma kahekordset lühimat kestust. Simuleeritud impulsskoste kestus oli kõikjal mõõdetust ligikaudu 1 fs võrra lühem. Põhjuseks võib tuua valgusvälja modulaatorile langeva valguse ebaühtlase ruumilise spektraaljaotuse, mida simulatsioonides arvesse ei võetud.

Ruumilise valgusvälja modulaatoriga tekitatud Airy kimbu võrdlemiseks laia spektriga Airy kimpude põhitüüpidega lähendati eksperimendist leitud funktsiooni $x_0(k)$ astmeseadusele

$$f(k) = \alpha k^\beta. \quad (5.2)$$

Kummaski sihis logaritmilises teljestikus avaldub astmeseadusele vastav jaotus sirgena. Seeläbi oli valemi (5.2) mõlemast pooldest logaritmi võtmisega võimalik üle minna lineaarsele seosele, mille parameetrite leidmiseks kasutati vähimruutude meetodit. Mittelineaarsele seosele tagasi minnes saadi lähendusparameetrite väär-



Joonis 5.4: Valgusvälja modulaatori tekitatud faasinihe. Modulaator on kalibreeritud sagedusel ω_1 . Suurema sagedusega spektraalkomponente moduleeritakse tugevamalt ($\omega_2 > \omega_1$) ning faasihüpete puudumisel kasvaks φ_2 kiiremini (katkendjooned). Faasimaskil on faasifunktsioon aga kokku pakitud (pidevjooned), kusjuures kalibratsioonisagedusel on faasihüpete suurus 2π . Faasifunktsiooni lahtipakkimisel kompenseerivad allesjäänud faasihüpped suurema sagedusega spektraalkomponentidele mõjuva tugevama faasimodulatsiooni ulatuse.

tusteks $\alpha = 0,55$ ja $\beta = -1,1$ (meetodi täpsuse piires langesid x_0 ja y_0 kokku). Seega on mõõtetulemus väga lähedane teist tüüpi Airy impulsile, mille korral $x_0 \propto k^{-1}$ (vt tabel 2.1). Seda tüüpi Airy kimbu korral tekitab kuubilist faasi andev element kõikide spektraalkomponentide jaoks võrdse suurusega faasinihke. Tulemus on mõneti ootamatu, kuna võiks eeldada, et valgusvälja modulaatori vedelkristalli läbimisel tekkiv faasinihe on võrdeline lainearvuga. Viimasele tingimusele vastab neljandat tüüpi Airy kimp.

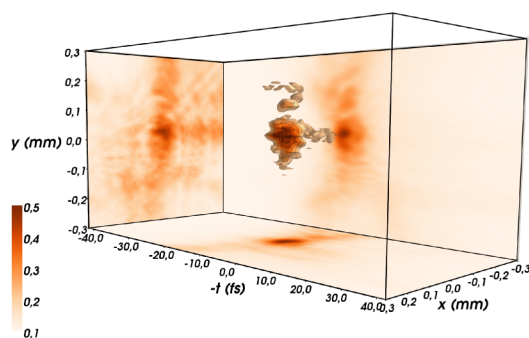
Olukorra selgitamiseks tuleb meenutada, et valgusvälja modulaatoril esitatud faasifunktsioon on kokku pakitud ja sisaldab murdekohtades faasihüppeid. Teatud lainepikkusel, mille järgi valgusvälja modulaator kalibreeriti, on faasihüpete suurus 2π ja need võib arvestamata jätta. Teistel juhtudel jäävad faasifunktsiooni lahtipakkimisel katkevused alles ning kompenseerivad funktsiooni sujuva osa kasvamiiruse sõltumist lainepikkusest. Faasihüpete mõju on illustreeritud joonisega 5.4. Lõpptulemusena on lahtipakitud faasifunktsioon kõigi sageduskomponentide jaoks sarnase kujuga, millele vastabki teist tüüpi Airy kimbu tekkimine.

Joonisel 5.5 on mõõdetud impulsskostet võrreldud simulatsioonide tulemustega. Läätsel fookuse lähedal domineeris valgusvälja modulaatori otsepeegelduse nulljärk, varjutades Airy lainefunktsioonile tüüpilise L-tähe kujulise väljajaotuse. Projektsioonil xt -tasandile on märgata Airy lainevälja saba ajas kaheks hargnemist. Tasandil $z = 0$ on harud sümmeetrilised ja võrdse intensiivsusega. Levimisel harud pöörduvad ja üks neist muutub nõrgemaks. Tulemus langeb kokku varsemate arvutisimulatsioonidega 2. tüüpi Airy impulssidest [30]. Lisaks sellele on otseselt nähtav impulsskoste ristsuunaline laienemine levikul.

Kokkuvõtvalt võib öelda, et ruumilise valgusvälja modulaatoriga optilise süsteemi impulsskoste pole sugugi ideaalne. Põhiliseks puuduseks on teist tüüpi Airy impulssidele omane tugev ristsuunaline dispersioon, mistõttu antud süsteemiga kujundatud impulsid kiiresti hajuvad. Kuigi suurematel levikaugustel toob see kaasa ka impulsi ajalise pikenemise, siis peamaksimumi parabolse trajektoori haripunkti lähedal jäi mõõdetud impulsskoste kestus praktiliselt konstantseks. Teist tüüpi Airy impulsside teke ruumilise valgusvälja modulaatoriga on seletatav faasimaski katkevuste kompenseeriva mõjuga valguse sageduskomponentide erinevale modulatsiooniulatusle.

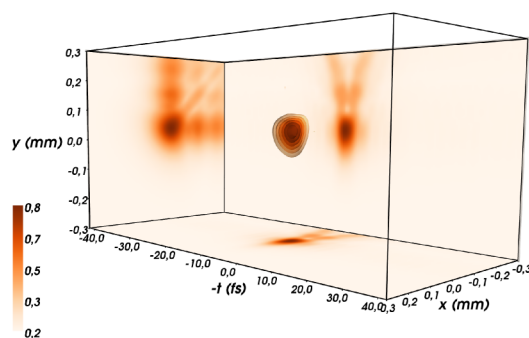
Lõpetuseks arutleme, kas mõne muu meetodiga on võimalik tekitada Airy valgusimpulssi, mis ristsuunas kiiresti laiali ei valguks. Ilmselt on selleks sobivaimad tingimused täidetud 4. tüüpi Airy impulsside korral, mille kõigi sageduskomponentide peamaksimumide trajektoorid langevad kokku (vt joonis 2.5). Seda tüüpi Airy impulsside tekitamiseks peab kuubilise faasimodulatsiooni ulatus olema võrdeline lainearvuga. Selgub, et see nõue kehtib kõigi peatükis 2.4 kirjeldatud meetodite korral, millega tekitatud faasipind on pidev ehk puuduvad faasihüpped. Suhteliselt suure paksusega elementide abil ülilühikeste impulsside vormimisel tulevad mängu küll uued nüansid nagu materjali dispersiooni kompenseerimine, kuid seda enam on põhjust jätkata tööd erinevate Airy impulsside kujundavate optiliste süsteemide ajalis-ruumilisel karakteriseerimisel.

$|E(x,y,t)|$ eksperimendist

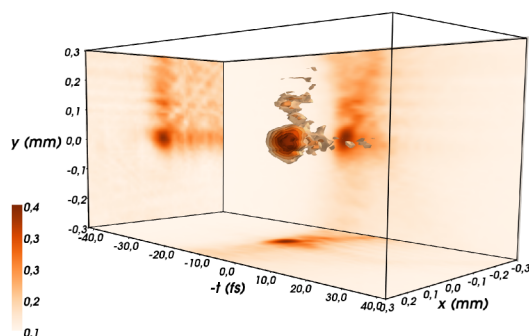


$z = 6.6$ mm

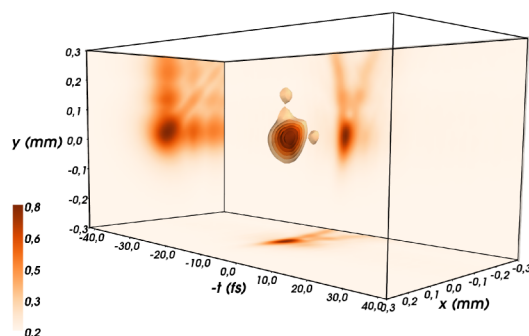
$|E(x,y,t)|$ simulatsioonist



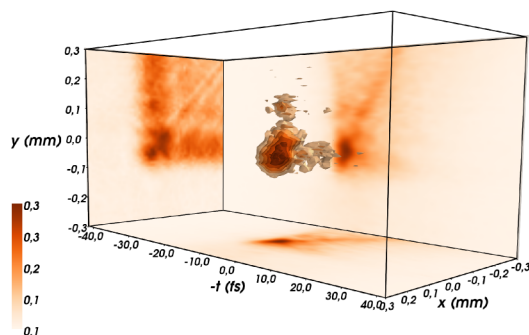
$z = 6.6$ mm



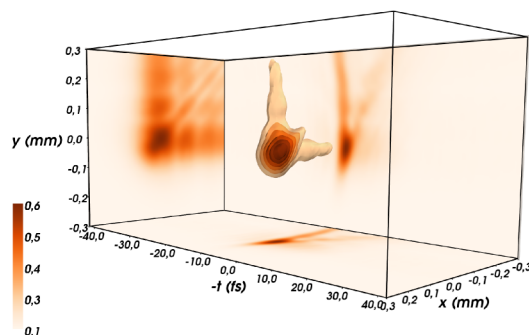
$z = 30.6$ mm



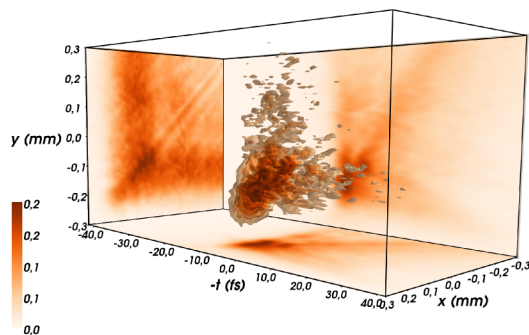
$z = 30.6$ mm



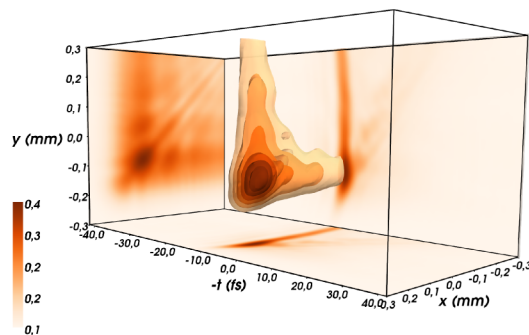
$z = 54.6$ mm



$z = 54.6$ mm



$z = 86.6$ mm



$z = 86.6$ mm

Joonis 5.5: Mõõdetud ja simuleeritud Airy impulsskoste võrdlus erinevatel leviku-kaugustel. Värvusskaala iseloomustab valguse intensiivsust. Mõttelise risttahuka külgedel on kujutatud impulsskoste projektsioone [18].

6 Kokkuvõte

Käesolevas töös on uuritud laia spektriga kõverjooneliselt levivate Airy valgusimpulsside tekitamise võimalusi vedelkristallil põhineva ruumilise valgusvälja modulaatorist ja Fourier' pööret teostavast läätsest koosneva optilise süsteemiga ning esitatud antud süsteemi impulsskoste mõõtmise tulemused.

Ühest küljest on ruumiline valgusvälja modulaator levinuim ja mitmekülgseim vahend Airy kimpude tekitamiseks. Teiselt poolt on selle toimimine koos laia spektriga valgusallikaga olnud senini väheuuritud valdkond, mis vajab ülilühikeste Airy impulsside rakendamisevõimaluste seisukohast täiendavat tähelepanu.

Keerulise ajalise ja ruumilise struktuuriga valgusimpulsside ning optiliste süsteemide impulsskoste mõõtmisel on suurt võimekust näidanud spektraalse interferomeetria meetod SEA TADPOLE. Tänu selle unikaalsele ajalisele lahutusvõimele on käesoleva töö raames tehtud Airy impulsskoste mõõtmised aidanud tähelepanu juhtida efektidele, mis avalduvad ruumilise valgusvälja modulaatori kasutamisel laia spektriga valgusvälja kujundamiseks.

Töö põhitulemused on järgmised:

- on antud lühiülevaade monokromaatsete Airy valguskimpude ja laia spektriga Airy valgusimpulsside teoreetilisest tagapõhjast ning nende tekitamise ja mõõtmise eksperimentaalmeetoditest;
- on üldistatud Airy impulsside käsitlust neid kirjeldavate parameetrite laine-arvust sõltumise määramisega ning antud intuiitivne selgitus Airy impulsside nelja tuntud tüüpu eristamiseks;
- on monokromaatse valgusega tehtud eksperimendi tulemuste põhjal kindlaks tehtud optimaalsed meetodid Airy valguskimpude tekitamiseks vedelkristallil põhineva ruumilise valgusvälja modulaatoriga;
- on mõõdetud ruumilise valgusvälja modulaatori kui Airy impulsside tekitaja impulsskostat ülikõrge ajalise ja ruumilise lahutusega ning näidatud saadud katsetulemuste head kokkulangevust simulatsioonidega;
- on näidatud, et vedelkristallil põhinev ruumiline valgusvälja modulaator annab paljude katkevustega faasimaski korral kõigile spektraalkomponentidele efektiivselt võrdses ulatuses muutuva ruumilise faasinihke, millele vastav teist tüüpi Airy impulsi peamaksimum levib kõverjooneliselt, kuid valgub seejuures kiiresti ristsuunas sageduskomponentideks laiali.

Käesoleva töö autor soovib eelkõige tänada oma juhendajaid Peeter Piksarve ja Peeter Saarit, kes pole väsinud kulutamast oma aega tekkinud küsimustele vastuste leidmiseks ning kasulike näpunäidete jagamiseks. Samuti on nad oma kustumatu töötahtega olnud autorile suureks eeskujuks. Tänuõnad kuuluvad ka kõigile teistele, kes on töö valmimisele kaasa aidanud. Erilise tänu osaliseks saab hea sõber ja kolleeg Roland Matt, kellega koostöös algasid autori esimesed katsetused Airy kimpude tekitamiseks.

Kasutatud kirjandus

- [1] G. A. Siviloglou ja D. N. Christodoulides, “Accelerating finite energy airy beams,” *Opt. Lett.* **32**, 979–981 (2007).
- [2] G. A. Siviloglou, J. Broky, A. Dogariu ja D. N. Christodoulides, “Observation of accelerating airy beams,” *Phys. Rev. Lett.* **99**, 213901 (2007).
- [3] G. A. Siviloglou, J. Broky, A. Dogariu ja D. N. Christodoulides, “Ballistic dynamics of airy beams,” *Opt. Lett.* **33**, 207–209 (2008).
- [4] J. Broky, G. A. Siviloglou, A. Dogariu ja D. N. Christodoulides, “Self-healing properties of optical airy beams,” *Opt. Express* **16**, 12880–12891 (2008).
- [5] D. Abdollahpour, S. Suntsov, D. G. Papazoglou ja S. Tzortzakis, “Spatiotemporal airy light bullets in the linear and nonlinear regimes,” *Phys. Rev. Lett.* **105**, 253901 (2010).
- [6] A. Minovich, A. E. Klein, N. Janunts, T. Pertsch, D. N. Neshev ja Y. S. Kivshar, “Generation and near-field imaging of airy surface plasmons,” *Phys. Rev. Lett.* **107**, 116802 (2011).
- [7] J. Baumgartl, M. Mazilu ja K. Dholakia, “Optically mediated particle clearing using airy wavepackets,” *Nat Photon* **2**, 675–678 (2008).
- [8] P. Polynkin, M. Kolesik ja J. Moloney, “Filamentation of femtosecond laser airy beams in water,” *Phys. Rev. Lett.* **103**, 123902 (2009).
- [9] A. Mathis, F. Courvoisier, L. Froehly, L. Furfaro, M. Jacquot, P. A. Lacourt ja J. M. Dudley, “Micromachining along a curve: Femtosecond laser micromachining of curved profiles in diamond and silicon using accelerating beams,” *Applied Physics Letters* **101**, 071110 (2012).
- [10] B. Yalizay, B. Soyly ja S. Akturk, “Optical element for generation of accelerating airy beams,” *J. Opt. Soc. Am. A* **27**, 2344–2346 (2010).
- [11] R. Cao, Y. Yang, J. Wang, J. Bu, M. Wang ja X.-C. Yuan, “Microfabricated continuous cubic phase plate induced airy beams for optical manipulation with high power efficiency,” *Applied Physics Letters* **99**, 261106 (2011).
- [12] R. Trebino, P. Bowlan, P. Gabolde, X. Gu, S. Akturk ja M. Kimmel, “Simple devices for measuring complex ultrashort pulses,” *Laser & Photonics Reviews* **3**, 314–342 (2009).

- [13] I. A. Walmsley ja C. Dorrer, “Characterization of ultrashort electromagnetic pulses,” *Adv. Opt. Photon.* **1**, 308–437 (2009).
- [14] H. Valtna-Lukner, P. Bowlan, M. Lõhmus, P. Piksarv, R. Trebino ja P. Saari, “Direct spatiotemporal measurements of accelerating ultrashort bessel-type light bullets,” *Opt. Express* **17**, 14948–14955 (2009).
- [15] P. Saari, P. Bowlan, H. Valtna-Lukner, M. Lõhmus, P. Piksarv ja R. Trebino, “Basic diffraction phenomena in time domain,” *Opt. Express* **18**, 11083–11088 (2010).
- [16] P. Bowlan, R. Trebino, H. Valtna-Lukner, M. Lõhmus, P. Piksarv ja P. Saari, “Measuring the spatiotemporal field of ultrashort bessel-x pulses,” *Opt. Lett.* **34**, 2276–2278 (2009).
- [17] P. Piksarv, H. Valtna-Lukner, A. Valdmann, M. Lõhmus, R. Matt ja P. Saari, “Temporal focusing of ultrashort pulsed bessel beams into airy-bessel light bullets,” *Opt. Express* **20**, 17220–17229 (2012).
- [18] P. Piksarv, A. Valdmann, H. Valtna-Lukner, R. Matt ja P. Saari, “Spatiotemporal characterization of ultrabroadband airy pulses,” *Opt. Lett.* **38**, 1143–1145 (2013).
- [19] P. Bowlan, P. Gabolde, A. Shreenath, K. McGresham, R. Trebino ja S. Akturk, “Crossed-beam spectral interferometry: a simple, high-spectral-resolution method for completely characterizing complex ultrashort pulses in real time,” *Opt. Express* **14**, 11892–11900 (2006).
- [20] P. Bowlan, P. Gabolde ja R. Trebino, “Directly measuring the spatio-temporal electric field of focusing ultrashort pulses,” *Opt. Express* **15**, 10219–10230 (2007).
- [21] P. Bowlan, P. Gabolde, M. A. Coughlan, R. Trebino ja R. J. Levis, “Measuring the spatiotemporal electric field of ultrashort pulses with high spatial and spectral resolution,” *J. Opt. Soc. Am. B* **25**, A81–A92 (2008).
- [22] P. Bowlan, U. Fuchs, R. Trebino ja U. D. Zeitner, “Measuring the spatiotemporal electric field of tightly focused ultrashort pulses with sub-micron spatial resolution,” *Opt. Express* **16**, 13663–13675 (2008).
- [23] M. V. Berry ja N. L. Balazs, “Nonspreading wave packets,” *American Journal of Physics* **47**, 264–267 (1979).
- [24] J. Durnin, “Exact solutions for nondiffracting beams. i. the scalar theory,” *J. Opt. Soc. Am. A* **4**, 651–654 (1987).

- [25] J. C. Gutiérrez-Vega, M. D. Iturbe-Castillo ja S. Chávez-Cerda, “Alternative formulation for invariant optical fields: Mathieu beams,” *Opt. Lett.* **25**, 1493–1495 (2000).
- [26] P. Zhang, Y. Hu, T. Li, D. Cannan, X. Yin, R. Morandotti, Z. Chen ja X. Zhang, “Nonparaxial mathieu and weber accelerating beams,” *Phys. Rev. Lett.* **109**, 193901 (2012).
- [27] G. B. Airy, “On the intensity of light in the neighborhood of a caustic,” *Transactions of the Cambridge Philosophical Society* **6**, 379 – 403 (1838).
- [28] O. Vallée ja M. Soares, *Airy Functions and Applications to Physics*. (Imperial College Press, 2004).
- [29] I. M. Besieris ja A. M. Shaarawi, “A note on an accelerating finite energy airy beam,” *Opt. Lett.* **32**, 2447–2449 (2007).
- [30] P. Saari, “Laterally accelerating airy pulses,” *Opt. Express* **16**, 10303–10308 (2008).
- [31] Y. Kaganovsky ja E. Heyman, “Airy pulsed beams,” *J. Opt. Soc. Am. A* **28**, 1243–1255 (2011).
- [32] G. Lazarev, A. Hermerschmidt, S. Krüger ja S. Osten, *LCOS Spatial Light Modulators: Trends and Applications*. (Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2012).
- [33] D. Cai, N. Ling ja W. Jiang, "Performances of liquid crystal spatial light modulator (LC-SLM) as a wave-front corrector for atmospheric turbulence compensation", *Proc. SPIE 6457, Free-Space Laser Communication Technologies XIX and Atmospheric Propagation of Electromagnetic Waves*, 64570P (2007).
- [34] D. G. Papazoglou, S. Suntsov, D. Abdollahpour ja S. Tzortzakis, “Tunable intense airy beams and tailored femtosecond laser filaments,” *Phys. Rev. A* **81**, 061807 (2010).
- [35] R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. (Kluwer Academic Publishers, 2002).
- [36] R. Trebino ja D. J. Kane, “Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating,” *J. Opt. Soc. Am. A* **10**, 1101–1111 (1993).

- [37] L. Xu, E. Zeek ja R. Trebino, “Simulations of frequency-resolved optical gating for measuring very complex pulses,” *J. Opt. Soc. Am. B* **25**, A70–A80 (2008).
- [38] L. Xu, D. J. Kane ja R. Trebino, “Amplitude ambiguities in second-harmonic-generation frequency-resolved optical gating: comment,” *Opt. Lett.* **34**, 2602–2602 (2009).
- [39] P. O’Shea, M. Kimmel, X. Gu ja R. Trebino, “Highly simplified device for ultrashort-pulse measurement,” *Opt. Lett.* **26**, 932–934 (2001).
- [40] C. Froehly, A. Lacourt ja J. C. Viénot, “Time impulse response and time frequency response of optical pupils,” *Nouvelle Revue d’Optique* **4**, 183–196 (1973).
- [41] D. N. Fittinghoff, J. L. Bowie, J. N. Sweetser, R. T. Jennings, M. A. Krumbügel, K. W. DeLong, R. Trebino ja I. A. Walmsley, “Measurement of the intensity and phase of ultraweak, ultrashort laser pulses,” *Opt. Lett.* **21**, 884–886 (1996).
- [42] P. Gabolde ja P. Bowlan, “Ultrafast interferometry,” kogumikus *FROG: Ultrafast Optics Textbook*, vol. 1, R. Trebino ja J. Squier, toim. (2007), ptk. 12. <http://www.physics.gatech.edu/frog/ultratext.html>.
- [43] Fianum Ltd, Superkontiinumini genereeriva laseri SC400-2-PP (S/N: 100828) sertifikaat (2010).
- [44] H. T. Dai, X. W. Sun, D. Luo ja Y. J. Liu, “Airy beams generated by a binary phase element made of polymer-dispersed liquid crystals,” *Opt. Express* **17**, 19365–19370 (2009).
- [45] Y. Fan, J. Wei, J. Ma, Y. Wang ja Y. Wu, “Tunable twin airy beams induced by binary phase patterns,” *Opt. Lett.* **38**, 1286–1288 (2013).
- [46] J. A. Davis, I. Moreno ja P. Tsai, “Polarization eigenstates for twisted-nematic liquid-crystal displays,” *Appl. Opt.* **37**, 937–945 (1998).
- [47] J. A. Davis, J. Nicolás ja A. Márquez, “Phasor analysis of eigenvectors generated in liquid-crystal displays,” *Appl. Opt.* **41**, 4579–4584 (2002).
- [48] J. E. Morris, M. Mazilu, J. Baumgartl, T. Čižmár ja K. Dholakia, “Propagation characteristics of airy beams: dependence upon spatial coherence and wavelength,” *Opt. Express* **17**, 13236–13245 (2009).

Ultrabroadband Airy pulses and their direct measurement

Andreas Valdmann

Summary

In this thesis the possibilities of shaping broadband Airy pulses with a spatial light modulator have been studied. Spatial light modulators are widely used for shaping light into Airy beams as they allow easy scaling of the wave field at some desired light frequency. This is sufficient in the monochromatic case, but strong restrictions are imposed on the shape of broadband Airy pulses. Therefore a complete characterization of Airy pulse formation by a spatial light modulator is needed in order to fully understand these limitations.

A powerful technique for measuring ultrashort pulses—SEA TADPOLE was used to fully characterize the impulse response of the system for shaping Airy pulses. The results have allowed to evaluate the potential of the spatial light modulator for shaping ultrashort Airy pulses.

The main results are as follows:

- A brief introduction to Airy beams and Airy pulses has been given. Methods for creating and measuring such light fields have been explained and compared.
- Frequency dependence of the parameters describing the Airy pulses has been determined and an intuitive explanation has been given to distinguish the four known types of Airy pulses.
- Parameters of the cubic phase mask imposed on the spatial light modulator for creating Airy beams have been optimized.
- Impulse response of a spatial light modulator based system for shaping broadband Airy pulses has been characterized with high spatial and temporal resolution. A good agreement between the measurements and the simulations has been shown.
- It has been shown that if a phase wrapped cubic mask with many discontinuities is imposed on the spatial light modulator, all the spectral constituents are effectively given an equal phase shift by the modulator and type II Airy pulses are formed displaying strong lateral dispersion.

Lihtlitsents lõputöö reprodutseerimiseks ja lõputöö üldsusele kättesaadavaks tegemiseks

Mina Andreas Valdmann
(sünnikuupäev: 20.07.1989)

1. annan Tartu Ülikoolile tasuta loa (lihtlitsentsi) enda loodud teose „Laiaspektriga Airy valgusimpulsid ja nende eksperimentaalne registreerimine,“

mille juhendajateks on Peeter Piksarv ja Peeter Saari,

- 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, **23.05.2013**