

**VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
KVANTINĖS ELEKTRONIKOS KATEDRA**

Simas Sobutas

**PAŽEIDIMŲ DINAMIKA AKIES RAGENOS AUDINYJE IR JAM ARTIMOSE MODELINĖSE
TERPĖSE, FEMTOSEKUNDINIAIS LAZERIO IMPULSAIS, ATLIEKANT REFRAKCIŲ
CHIRURGIJĄ**

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

(studijų programa – LAZERINĖ FIZIKA IR OPTINĖS TECHNOLOGIJOS)

Studentas:	Simas Sobutas
Darbo vadovas:	prof. dr. Mikas Vengris
Recenzentas:	dr. Andrius Melninkaitis
Katedros vedėjas:	prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis

Vilnius 2017

Turinys

Išvadas	3
1 Literatūros apžvalga	5
1.1 Femtosekundinių aIR impulsų taikymas refrakcinėje chirurgijoje	5
1.2 Lazerinės spinduliuotės sąveika su medžiaga	6
1.3 Fotoardymas.....	7
1.4 Kavitacinių burbulų formavimas	8
1.5 Spinduliuotės parametrų ir optinės sistemos įtaka kavitacinių burbulų formavimui.....	9
2 Metodinė dalis	12
2.1 Kavitacinių burbulų formavimo sistema	12
2.2 Kavitacinių burbulų registravimo sistema	13
2.3 Kavitacinių burbulų registravimo procedūra.....	15
3 Kavitacinių burbulų dinamikos modelinėse terpėse tyrimas	16
3.1 Vieno kavitacinio burbulo dinamika skirtingo tankio modelinėse terpėse	16
3.2 Vieno kavitacinio burbulo dinamikos priklausomybė nuo apsupties skirtingo tankio modelinėse terpėse.....	18
3.2.1 Distiliuotas vanduo.....	19
3.2.2 Želatina	20
3.3 Kavitacinių burbulų dinamika modelinėje terpėje artimoje kiaulės akies ragenai	22
3.3.1 Penkių kavitacinių burbulų tarpusavio sąveika	23
3.3.2 Trijų kavitacinių burbulų tarpusavio sąveika.....	24
4 Kavitacinių burbulų dinamika femtosekundinių lazerinių sistemų refrakcinei chirurgijai energijų diapazone	27
4.1 <i>Ex vivo</i> kiaulės akies ragenos audinio paruošimas	27
4.2 Kavitacinių burbulų dinamikos <i>ex vivo</i> kiaulės akies ragenos audinyje	28
5 Rezultatų aptarimas	33
6 Tolimesni tyrimai	34
Rezultatai ir išvados	35
Literatūra	36
Santrauka	40
Summary	41

Įvadas

Šiandien viena iš dažniausiai atliekamų regos ydų korekcijos procedūrų yra lazerinė in situ keratomilezė (angl. LASIK, *Laser-assisted in situ keratomileusis*) [1], kuri pirmą kartą žmogaus ragenoje buvo pademonstruota I. G. Pallikaris ir bendraautorių dar 1990 m. [2]. LASIK procedūra susideda iš dviejų etapų: plono ragenos sluoksnio suformavimas ir atidalinimas bei refrakcijos pokyčio formavimas ragenos paviršiuje naudojant nanosekundinius UV impulsus.

Iki 2001 m. lopo formavimui ragenoje buvo naudojamas chirurginis mikrokeratomas – mechaninė greitai judanti geležtė, tačiau vėliau šis mechaninis prietaisas buvo pakeistas femtosekundinius impulsus artimojoje infraraudonojoje (aIR) spektro srityje spinduliuojančiu lazeriu [3]. Ragenos tūryje vieną šalia kito išdėstant femtosekundinius impulsus, formuojamas tolygus lokalių kavitacinių burbulų sluoksnis, kuris sukuria atidalinamą ragenos sluoksnį. Atlikus palyginamuosius tyrimus buvo parodyta, kad lopo formavimas femtosekundiniais aIR impulsais yra žymiai saugesnis ir tikslesnis metodas, kuris taip pat pagreitina ragenos gijimo procesą [4, 5]. Atsižvelgiant į tai, W. Sekundo su bendraautoriais 2008 m. pademonstravo pirmąją lazerinės refrakcinės chirurgijos FLE_x (angl. *Femtosecond Lenticule Extraction*) procedūrą naudodami tik femtosekundinį aIR lazerį [6]. Pastaroji 2011 m. buvo patobulinta kaip mažiau invazinė ir pervadinta į SMILE (angl. *Small Incision Lenticule Extraction*) procedūrą [7]. Nepaisant atliktų tyrimų iki galo nėra aišku, kaip ragenoje formuojami lokalūs kavitaciniai burbulai, sąveikauja tarpusavyje. Atsakius į šį klausimą būtų galima atlikti impulsų išdėstymo pakeitimus, po kurių plotas reikalingas lopui būtų suformuojamas kelis kartus greičiau, dėl ko sumažėtų procedūros trukmė.

Šio **darbo tikslas** – ištirti kavitacinių burbulų, formuojamų femtosekundiniais aIR impulsais, dinamiką modelinėse terpėse ir *ex vivo* ragenos audiniuose siekiant optimizuoti lopo formavimo procedūrą žmogaus akies ragenoje.

Šiam tikslui įgyvendinti buvo išskelti uždaviniai:

- Suprojektuoti kavitacinių burbulų tyrimo standą ir sukonstruoti jo optinę schemą taip, kad vienu metu būtų galima stebėti erdvinę ir laikinę kavitacinių burbulų dinamiką išlaikant aukštą erdvinę skyrą.
- Išmatuoti formuojamo kavitacinio burbulio skersmens laikinę dinamiką esant skirtingoms žadinimo energijoms.
- Išmatuoti formuojamo kavitacinio burbulio skersmens laikines dinamikas skirtingo klampumo ir struktūros terpėse.
- Ištirti kelių kavitacinių burbulų tarpusavio sąveikas skirtingo tankio ir struktūros terpėse.
- Ištirti vieno kavitacinio burbulio skersmens kitimo charakteristikas femtosekundinių lazerinių sistemų refrakcinei chirurgijai energijų diapazone priklausomai nuo vienalaikių kavitacinių burbulų apsupties *ex vivo* ragenos audiniuose.

Darbe trumpai aptariama femtosekundinių aIR impulsų sąveika su medžiaga, fizikinis sąveikos mechanizmas ir kavitacinių burbulų akies ragenoje formavimas atsižvelgiant į lazerinės sistemos parametrus. Pateikiamas detalus didelę laikinę ir erdvinę skyrą turinčios kavitacinių burbulų registravimo sistemos kūrimo procesas. Išanalizuotos pavienių kavitacinių burbulų dinamikos bei vienalaikės keleto kavitacinių burbulų tarpusavio sąveikos.

1 Literatūros apžvalga

1.1 Femtosekundinių aIR impulsų taikymas refrakcinėje chirurgijoje

Praėjus daugiau nei dviems dešimtmečiams po pirmojo lazerio sukūrimo, kurį padarė T. H. Maiman [8], 1983 m. buvo pirmą kartą pademonstruota galimybė eksimerio ArF lazerio, kurio bangos ilgis buvo 193 nm, impulsus pritaikyti refrakcinių ydų korekcijai [9]. Nuo to laiko prasidėjo įvairūs tyrimai susiję su lazerinės refrakcinės korekcijos procedūrų tobulinimu bei klinikinių tyrimų vykdymu [10, 11].

Šiandien pati populiariausia refrakcinės chirurgijos procedūra yra lazerinė in situ keratomilezė (angl. LASIK, *Laser-assisted in situ keratomileusis*) [12]. Ši procedūra susideda iš dviejų etapų: pirmuoju etapu naudojant IR ultratrumpuosius impulsus ($\tau < 1$ ps) ragenos tūryje, maždaug 100–150 μm gylyje, suformuojamas lokalių kavitacinių burbulų sluoksnis, kuris yra vadinamas lopo. Antrajame etape nuo ragenos specialiu įrankiu atidalinus lopą jis yra atverčiamas ir ragenoje yra formuojamas refrakcijos pokytis naudojant nanosekundinius arba trumpesnius UV impulsus. Po antrosios procedūros lopus yra užklojamas atgal ant nuabliuotos ragenos.

Pirmąjį fotoardymo proceso tyrimą atliko T. Juhasz. Šio tyrimo metu buvo nagrinėjamas fotoardymo procesas vandenyje bei jaučio ragenoje [13]. Po intensyvių T. Juhasz tyrimų praėjus penkiems metams buvo pirmą kartą lopo formavimo procedūroje panaudoti femtosekundiniai impulsai [3]. Tai visiškai pakeitė prieš tai naudotą mikrokeratomą – mechaninį chirurginį skalpelį su greitai judančia geležte. Femtosekundiniai impulsai leido tiksliai suformuoti norimos formos ir tolygų lopą. Lopo formavimo procedūros metu paciento akis yra prispaudžiama prie plokščio, 0,5 – 1 mm storio, stikliuko [14]. Per stikliuką fokusuojant 300 – 500 fs trukmės impulsus ragenos tūryje, maždaug 8 – 10 mm skersmens plote, yra formuojamas lokalių kavitacinių burbulų sluoksnis. Ši procedūra gali būti atliekama dviem metodais: galvanometriniiais veidrodėlių skeneriais skenuojant pluoštą per f-theta objektyvą, kuris išlaiko pastovią pluošto sąsmaukos vietą, t.y. gylį, viso skenavimo plote, arba skenuojant trumpo židinio nuotolio ir didelės skaitinės apertūros lęšį paciento akies centro atžvilgiu. Lopo formavimo procedūros metu geriausia naudoti kuo didesnę skaitinę apertūrą turintį lęšį: taip bus gaunama mažesnė dėmė lęšio židinyje bei bus reikalinga mažesnė energija norint pasiekti reikiamą intensyvumą fotoardymo procesui. Mažesnė dėmė užtikrina tikslią gylio skyrą, o dėl mažesnės energijos gaunami mažesnio skersmens kavitaciniai burbulai.

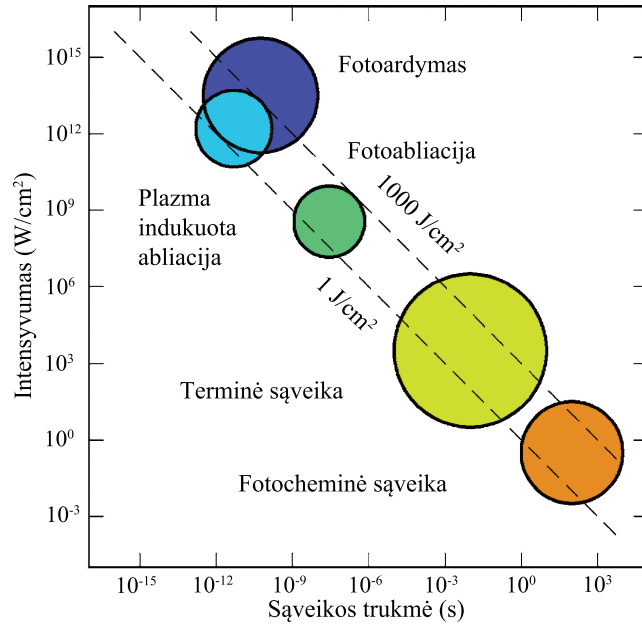
Mažo skersmens kavitaciniai burbulai svarbūs kitai – naujos kartos, lazerinės refrakcinės chirurgijos procedūrai, kurios užuomazgos atsirado 2008 m., kai W. Sekundo su bendraautorais pademonstravo pirmąją lazerinės refrakcinės chirurgijos procedūrą naudodami tik femtosekundinę aIR lazerinę sistemą „VisuMax“ (”Carl Zeiss Meditec“, Vokietija) [6]. Ši procedūra buvo pavadinta FLE_x (angl. *Femtosecond Lenticule Extraction*), kuri iš esmės yra panaši į LASIK, tačiau čia naudojamas tik femtosekundinis lazeris. Suformavus lopą akies ragenoje jis yra atidalinamas ir atverčiamas. Toliau ragenose tūryje yra formuojama lęšio pavidalą turinti struktūra, kuri vėliau ištraukiama, o lopus užklojamas

atgal, siekiant grąžinti optines ragenos savybes. Praėjus 3 metams buvo pademonstruota mažiau invazinė SMILE (angl. *Small Incision Lenticule Extraction*) procedūra trumparegystei ir astigmatizmui gydyti [7, 15]. Šios procedūros metu ragenos tūryje yra suformuojama lęšio pavidalą turinti struktūra, o per siaurą – kelių milimetrų pločio, įpjovą suformuota struktūra yra pašalinama, taip sukuriama refrakcijos pokytį. Pagrindinis šios procedūros privalumas – nėra formuojamas lopas, o tai reiškia, kad akies epitelis yra pažeidžiamas minimaliai, todėl sutrumpėja pooperacinio gijimo trukmė [16] bei sumažėja tikimybė, kad akis taps nejautri arba per ne lyg išsausės [17]. Nepaisant to, kad SMILE procedūra veikia taip pat gerai, kaip ir LASIK procedūra trumparegystės korekcijos atveju [18], kol kas vis dar yra susiduriama su komplikacijomis pritaikant SMILE procedūrą toliaregystės korekcijai [19, 20].

1.2 Lazerinės spinduliuotės sąveika su medžiaga

Lazerinės spinduliuotės sąveikos su medžiaga tipas priklauso nuo veikiamos medžiagos savybių ir spinduliuotės parametrų. Lazerine spinduliuote veikiant medžiagą, dalis spinduliuotės atsispindi nuo medžiagos paviršiaus, dalis praeina medžiagą, o dalis praėjusios yra sklaidoma arba sugerama medžiagoje. Ne mažiau svarbios ir veikiamos medžiagos savybės – šiluminis laidumas bei šiluminė talpa. Svarbiausi lazerinės spinduliuotės parametrai yra bangos ilgis, impulso trukmė, sufokusuotos dėmės dydis, galios tankis (intensyvumas) ir energijos tankis [21].

Priklausomai nuo lazerinės spinduliuotės ir veikiamos medžiagos parametrų, medžiagoje gali vykti įvairios sąveikos, kurios yra skirstomos į penkis pagrindinius tipus: fotocheminės sąveikos, terminės sąveikos, fotoabliacija, plazma indukuota abliacija ir fotoardymas. Svarbu pastebėti, kad šie skirtingi procesai vyksta, kai energijos tankis kinta trimis eilėmis – nuo 1 J/cm^2 iki 1000 J/cm^2 , tuo tarpu galios tankis gali kisti net per 15 eilių (1 pav.). Tai reiškia, jog pagrindinis parametras, nusakantis dominuojantį procesą, yra sąveikos trukmė arba lazerio impulso trukmė [22].



1 pav. Lazerinės spinduliuotės sąveikos su medžiaga. Sąveikos priklausomybė nuo spinduliuotės intensyvumo ir ekspozicijos trukmės. Adaptuota iš [22].

1.3 Fotoardymas

Siekiant atlikti skaidrios terpės abliaciją, kuri turi mažą sugerties koeficientą veikiamam bangos ilgiui, lazerio spinduliuotės intensyvumas turėtų viršyti tam tikrą slenkstinę vertę. Lazerinės spinduliuotės intensyvumui viršijus slenkstinę vertę sudaromos sąlygos įvykti dviems procesams: daugiafotoninei ir griūtinei jonizacijoms, kurių metu yra generuojami laisvieji elektronai. Laisvųjų elektronų tankiui viršijus slenkstinę vertę gali susidaryti plazma ir įvykti optinis pramušimas [23]. Vandenyje fokusuojant femtosekundinius IR spektro srities impulsus optinis pramušimas stebimas tada, kai laisvųjų elektronų tankis siekia $N_{sl} \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, tuo tarpu fokusuojant nanosekundinius impulsus ši vertė yra mažesnė – $N_{sl} \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ [24, 25]. Visose medžiagose yra bent nedidelis kiekis laisvųjų elektronų, kuris gali išaugti, medžiagą veikiant ultratrumpoju impulsu, dėl dviejų procesų: daugiafotonės jonizacijos (DFJ) ir griūtinės jonizacijos (GJ). Taip pat gali stebima ir tunelinė jonizacija (TJ), tačiau nežymi.

Molekulei ar atomui sugėrus kelis fotonus vienu metu, kurių bendra energija yra didesnė arba lygi draustinės energijos tarpui, pasireiškia daugiafotonė jonizacija, kurios tikimybė proporcinga lazerinės spinduliuotės intensyvumui I :

$$P_{DFJ} \sim I^k, \quad (1)$$

čia k – minimalus fotonų, kurie turėtų būti sugerti vienu metu, kiekis, kai fotonų suminė energija su draustinės energijos tarpu E_g susijusi išraiška:

$$kh\nu \geq E_g. \quad (2)$$

Veikiant terpę lazerine spinduliuote, kurioje yra laisvųjų elektronų, pastarieji gali sugerti fotonus taip padidindami savo kinetinę energiją. Jei jų kinetinė energija yra pakankamai didelė, įgreitinti laisvieji elektronai gali sugeneruoti naujų laisvųjų elektronų susidūrimo, su molekulėmis ar atomais, metu. Toks laisvųjų elektronų generavimo procesas vadinamas smūgine jonizacija. Šis procesas taip pat dar vadinamas griūtine jonizacija, nes išliekant tokiam pačiam spinduliuotės intensyvumui – susidūrimų skaičius vis didėja, o tuo pačiu išauga ir laisvųjų elektronų skaičius.

1.4 Kavitacinių burbulų formavimas

Pirmieji eksperimentai, kurių metu buvo pastebėti vandenyje besiformuojantys kavitaciniai burbulai, buvo atlikti dar 1963 metais [26]. Praėjus vos 4 metams, E.F. Carome su kolegomis distiliuotame vandenyje stebėjo ne tik susiformavusį burbulą, bet ir nuo jo sklindančią smūginę bangą [27]. 1971 metais P.M. Felix su kolega stebėjo visiškai pilną kavitacinio burbulo gyvavimo ciklą, kurio metu burbulas išsiplečia ir susitraukia po kelis kartu ir galiausiai pranyksta [28]. Praėjus dešimtmečiui buvo pradėti gilesni smūginių bangų ir kavitacinių burbulų dinamikų tyrimai siekiant lazerius pritaikyti akių chirurgijai [29–31].

Skaidrią terpę veikiant 10 fs – 10 ps trukmės impulsais, kurių bangos ilgis IR spektro srities, laisvųjų elektronų tankio N^e kitimas laike gali būti aprašomas tokia funkcija:

$$\frac{dN^e}{dt} = \eta_{DFJ} + \eta_{GJ}N^e - [gN^e + \eta_{rek}N^{e2}], \quad (3)$$

čia η_{DFJ} – laisvųjų elektronų generacijos sparta dėl daugiafotonės jonizacijos, η_{GJ} – laisvųjų elektronų generacijos sparta dėl griūtinės jonizacijos, g – laisvųjų elektronų difuzijos sparta ir η_{rek} – laisvųjų elektronų rekombinacijos sparta [32]. Laisvųjų elektronų generacijos sparta nuo jau esamų laisvųjų elektronų tankio visai nepriklauso, tuo tarpu griūtinės jonizacijos sparta vis didėja didėjant laisvųjų elektronų tankiui. Terpę veikiant impulsais, kurių trukmė neviršija 1 ps (3) lygties difuzijos ir rekombinacijos narius galima atmesti, nes per impulso trukmę elektronai nespėja rekombinuoti.

Tuo atveju, jei terpė yra distiliuotas vanduo ir į ją fokusuojame ultratrumpąjį impulsą, kurio intensyvumas viršija kritinę vertę ir yra sugeneruojama pakankamai daug laisvųjų elektronų, susiformuoja plazma. Jei pirmoji impulso dalis suformuoja plazmą, tai likusio impulso dalies sugertis plazmoje stipriai išauga dėl ko pluošto sąsmaukoje ženkliai padidėja šilumos kiekis. Sugeneruotas šilumos kiekis nesugeba difunduoti iš sąsmaukos, todėl dėl temperatūros ir slėgio gradiento susidaro smūginė banga. Dėl padidėjusios temperatūros sąsmaukoje vanduo virsta į garus ir plečiasi – formuojamas sferos pavidalo burbulas. Burbulas plečiasi iki tam tikro maksimalaus radiuso R_{max} , kurį galima apibrėžti

pagal formulę:

$$R_{\max} = \sqrt[3]{\frac{3E_B}{4\pi(p_S - p_B)}}, \quad (4)$$

čia E_B – burbule sukauptos energijos kiekis, p_S – skysčio slėgis (100 kPa) ir p_B – burbulo viduje esantis slėgis, kuris yra daug mažesnis už skysčio slėgį (2.33 kPa, kai vandens temperatūra – 20 °C [33]). Burbului pasiekus maksimalų radiusą R_{\max} jis pradeda trauktis, o tuo metu vidinis slėgis (esantis burbule) yra mažesnis už skysčio slėgį. Dėl slėgio gradiento burbulas ims trauktis toliau ir jam susitraukus iki minimumo – dalis energijos bus sunaudota antrinės smūginės bangos generacijai. Šiai antrinei smūginei bangai užfiksuoti būtina naudoti didelę laikinę skyrą turinčią kamerą, nes procesas itin spartus [34]. Dėl likusios energijos dalies burbulas vėl plėsis, tačiau maksimalus antrinis radiusas R_{\max} bus mažesnis, nes jis yra tiesiogiai proporcingas burbule sukauptai energijai E_B , kuri yra mažesnė už pradiniu laiko momentu burbule sukauptą energiją E_{B0} (žr. (4) lygtį). Antrinis burbulas yra nesferinis, nes burbulo susitraukimo procesas yra nestabilus, kuris patiria H.W. Strube aprašytą nestabilumą [35]. Tokias burbulo oscilijas laike galima aprašyti Relėjaus modeliu [36]:

$$\rho R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \rho \frac{dR^2}{dt} = p_B - p_S, \quad (5)$$

čia ρ – vandens slėgis ir R – burbulo radiusas. Kaip matyti iš (5) lygties, burbulo skersmens laikinė dinamika priklauso nuo slėgių skirtumo. Atlikus (5) lygties integravimą galima rasti trukmę, per kurią burbulo skersmuo sumažėja nuo maksimalaus iki minimalaus. Tokia trukmė vadinama Relėjaus susitraukimo trukme T_c , kurią galima apskaičiuoti pagal formulę:

$$T_c = 0.915 R_{\max} \sqrt{\frac{\rho}{p_S - p_B}}. \quad (6)$$

Nagrinėjant kavitacinių burbulų, kurie buvo sukurti naudojant VIS lazerinę spinduliuotę, dinamiką modelinėse medžiagose, artimose žmogaus akies ragenai, yra stebimos tokios pat oscilacijos, kaip ir tuo atveju, kai terpė yra vanduo [37]. Nepaisant modelių įvairovės, kurie apibrėžia sferinių burbulų dinamiką, yra įmanoma formuoti ir nesferinius burbulus pakeičiant krintančios spinduliuotės intensyvumo skirstinį [38] arba stebėti kavitacinių burbulų poras, kurios buvo suformuotos naudojant du lazerius.

1.5 Spinduliuotės parametrų ir optinės sistemos įtaka kavitacinių burbulų formavimui

Siekiant gauti švarų ir apibrėžtą pjūvį, naudojant plazma indukuotą abliaciją, neužtenka vien generuoti impulsų, kurių intensyvumas yra aukščiau slenkstinės ribos. Itin svarbu atsižvelgti į lazerinės spinduliuotės parametrus norint išvengti nepageidaujamų terminių bei mechaninių kavitacinių burbulų [22].

Fotoardymo procesui reikalingas tam tikras maksimalus intensyvumas I , kuris impulsiniam lazeriui yra nusakomas pagal formulę:

$$I = \frac{2E}{\Delta\tau\pi\omega^2}, \quad (7)$$

čia E – impulso energija, $\Delta\tau$ – impulso trukmė ir ω – pluošto radiusas $1/e^2$ aukštyje. Iš (7) formulės akivaizdu, kad turint femtosekundinius impulsus, tam pačiam intensyvumui I gauti, reikalinga mažesnė impulso energija E , nei tuo atveju, kai turime nanosekundžių ar pikosekundžių eilės impulsus. Veikiant medžiagą didelės energijos nanosekundiniais ar pikosekundiniais impulsais fotoardymas vyksta dėl mechaninių jėgų poveikio. Tokiu atveju, laisvųjų elektronų kinetinė energija yra tokia didelė, kad jie nebėra koncentruoti tik plazmos tūryje. Didėjant impulso trukmei, elektronai turi ilgesnį laiką tarpą nudifunduoti toliau nuo lazerinės spinduliuotės sąsmaukos. Taip jie pasiskirsto aplinkinėje medžiagoje, ją labiau šildo bei gali sukelti nepageidaujamus ir negrįžtamus kavitacinius burbulus.

Norint išvengti medžiagos šildymo ir kuo efektyviau panaudoti impulso energiją plazma indukuotai abliacijai reiktų naudoti kuo trumpesnius impulsus. Pasirenkant kelių šimtų femtosekundžių (200 – 800 fs) trukmės impulsus užtenka mažesnės energijos siekiant gauti tą patį intensyvumą (žr. (7) formulę). Tokiu būdu laisvieji elektronai yra lokalizuojami plazmos tūryje, taip mažiau energijos tenka aplinkinėms zonoms, kas reiškia mažesnę kaitimą ir silpnesnius mechaninius įtempimus. Nepaisant mažesnės energijos, dar labiau trumpinti ($\tau < 200$ fs) impulsus pasidaro nebepraktiška. Kuo impulsas trumpesnis, tuo platesnis jo spektras, tad tuo sparčiau pasireiškia ir dispersinis impulso plitimas, kai impulsas sklinda skaidria terpe.

Atsižvelgiant į (7) formulę dar vienas būdas siekiant sumažinti energiją, reikalingą fotoardymo procesui įgyvendinti, yra lazerinės spinduliuotės fokusavimas į kuo mažesnę dėmę. Fokusuojant Gauso pluoštą jo spindulys sąsmaukoje w_F nusakomas pagal tokią formulę:

$$w_F = \frac{\lambda F M^2}{\pi w_L}, \quad (8)$$

čia λ – lazerinės spinduliuotės bangos ilgis, F – fokusuojančio lęšio židinio nuotolis, M^2 – pluošto kokybės parametras, kuris idealiam Gauso pluoštui yra 1 ir w_L – pluošto spindulys fokusuojančio lęšio įėjime. Siekiant didelės abliacijos gylio skyros pluoštas privalo turėti trumpą sąsmaukos ilgį, kuris kitaip vadinamas Relėjaus ilgiu z_R . Tai atstumas išilgai pluošto sklidimo krypties nuo pluošto sąsmaukos iki tos vietos, kur pluošto skersmuo padidėja $\sqrt{2}$ karto ir išreiškiamas tokia formule [39]:

$$z_R = \frac{\pi w_F^2}{\lambda M^2}. \quad (9)$$

Formuojant kavitacinius burbulus svarbu įvertinti tūrį V_F , į kurį bus sufokusuota visa pluošto energija:

$$V_F \sim w_F^2 z_R = \frac{\lambda^3 F^4 [M^2]^3}{\pi^3 w_L^4}. \quad (10)$$

Net ir tuo atveju, kai pluošto kokybė yra artima idealiai, būtina atsižvelgti į tai, kokią fokusuojančią

optiką naudoti. Pagrindinis parametras, aprašantis optinės sistemos galimybes fokusuoti pluoštą į mažiausią įmanomą dėmę, yra sistemos skaitinė apertūra NA , kuri esant mažoms skaitinėms apertūroms apibrėžiama kaip į fokusuojantį lęšį krentančio pluošto spindulio w_F santykis su fokusuojančio lęšio židinio nuotoliu F :

$$NA \approx \frac{w_L}{F}. \quad (11)$$

Į (10) lygtį įrašę (11) lygtį gauname:

$$V_F \sim \frac{\lambda^3 M^6}{\pi^3 NA^4}. \quad (12)$$

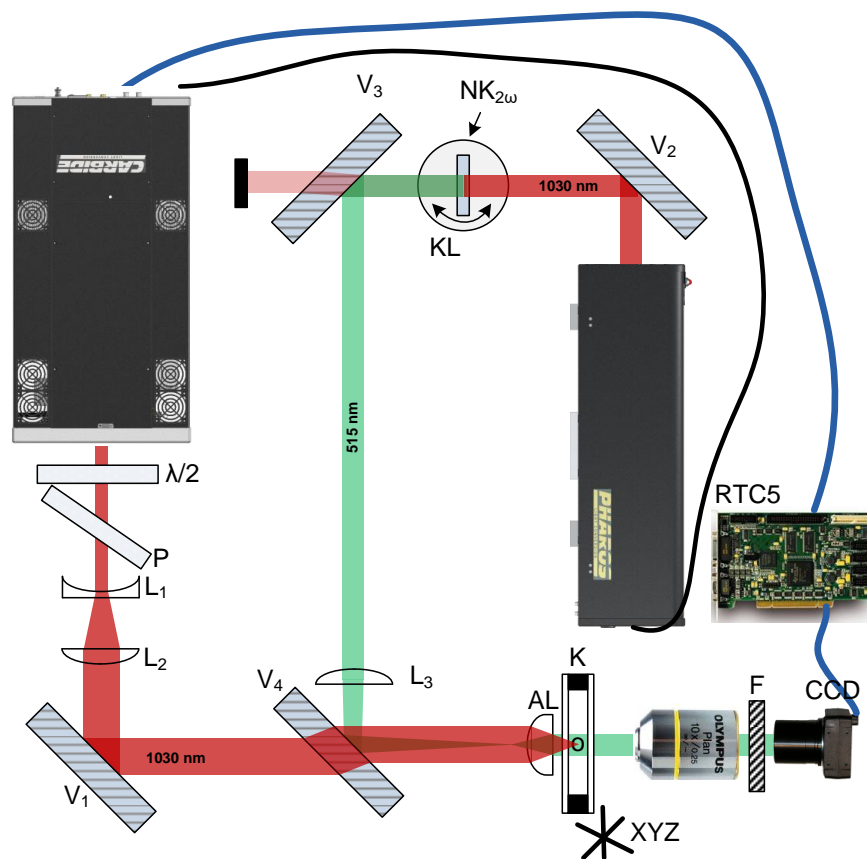
Iš (12) lygties matyti, kad tūris, į kurį gali būti sukoncentruota lazerinės spinduliuotės energija sąmaukoje, yra atvirkščiai proporcinga skaitinės apertūros ketvirtajam laipsniui. Tai reiškia, kad didinant sistemos skaitinę apertūrą yra pasiekama didesnė erdvinė skyra bei sumažinama energija reikalinga fotoardymo proceso įgyvendinimui.

2 Metodinė dalis

2.1 Kavitacinių burbulų formavimo sistema

Siekiant ištirti kavitacinių burbulų erdvinės ir laikines charakteristikas tiriamosiose medžiagose buvo pasitelkta schema, kuri yra taikoma spektroskopijos žadinimo – zondavimo eksperimentuose. Skirtumas tas, kad žadinimui ir zondavimui naudojami du skirtingi femtosekundiniai lazeriai.

Tiriant kavitacinių burbulų laikines ir erdvinės charakteristikas buvo suprojektuotas ir surinktas matavimų stendas, kuris yra pavaizduotas 2 paveiksle. Kavitacinių burbului generavimui (žadinimui) buvo naudojama femtosekundinius aIR impulsus generuojanti Yb:KGW lazerinė sistema „Carbide“ (UAB MGF „Šviesos konversija“, Lietuva). Jos pagrindiniai parametrai pateikti 1 lentelėje. Žadinimo energija E_{zad} buvo keičiama naudojant atenuatorių, kuris buvo sudarytas iš banginės plokštelės ir poliarizatoriaus (žr. 2 pav.). Lazerinės spinduliuotės išvadinė vidutinė galia buvo matuojama naudojant Ophir Nova II su šiluminiu sensoriumi 10A-SH (Ophir Optronics, Israel) galios matuoklį.



2 pav. kavitacinių burbulų principinė optinė schema. $\lambda/2$ – banginė plokštelė, P – poliarizatorius, L_1 , L_2 , L_3 – lęšiai, AL – asferinis lęšis, $V_1 \dots V_4$ – dielektriniai veidrodžiai, K – kiuvetė užpildyta tiriamąja medžiaga, $NK_{2\omega}$ – netiesinis antrosios harmonikos kristalas, KL – kristalo laikiklis, XYZ – bandinio pozicionavimo sistema.

Lazerinės sistemos energiją galima keisti ir kitu būdu: keičiant lazerinės sistemos kaupinimo diodų srovę, tačiau tai ne visada užtikrina pluošto skersmens bei impulso trukmės pastovumą. Keičiant energiją šiek tiek kinta ir impulso spektro plotis, o nuo jo priklauso ir impulso trukmė. Naudojant plečiantį teleskopą, kuris sudarytas iš dviejų lęšių: L_1 ir L_2 , buvo keičiamas pluošto skersmuo ant fokusuojančiojo asferinio lęšio (AL). Didelės skaitinės apertūros asferinis lęšis (AL), kurio efektyvi įėjimo apertūra siekia 8 mm, o židinio nuotolis 5,92 mm, aštriai fokusuoja lazerinės sistemos „Carbide“ pluoštą į kiuvetę (K) pripildytą tiriamąja medžiaga, kurioje yra generuojami kavitaciniai burbulai.

1 lentelė. Pagrindiniai lazerinės sistemos „Carbide“ parametrai. FWHM – pilnas plotis ties puses maksimumo verte (angl. *Full Width at Half Maximum*), $1/e^2$ – pilnas plotis $1/e^2$ aukštyje.

Parametras	Vertė
Centrinis bangos ilgis	1026 nm
Vidutinė galia	5 W
Impulsų pasikartojimo dažnis	79 kHz
Impulso trukmė (FWHM)	260 fs
Pluošto skersmuo sąsmaukoje ($1/e^2$)	$\sim 4 \mu\text{m}$
Pluošto eliptiškumas	0,9

2.2 Kavitacinių burbulų registravimo sistema

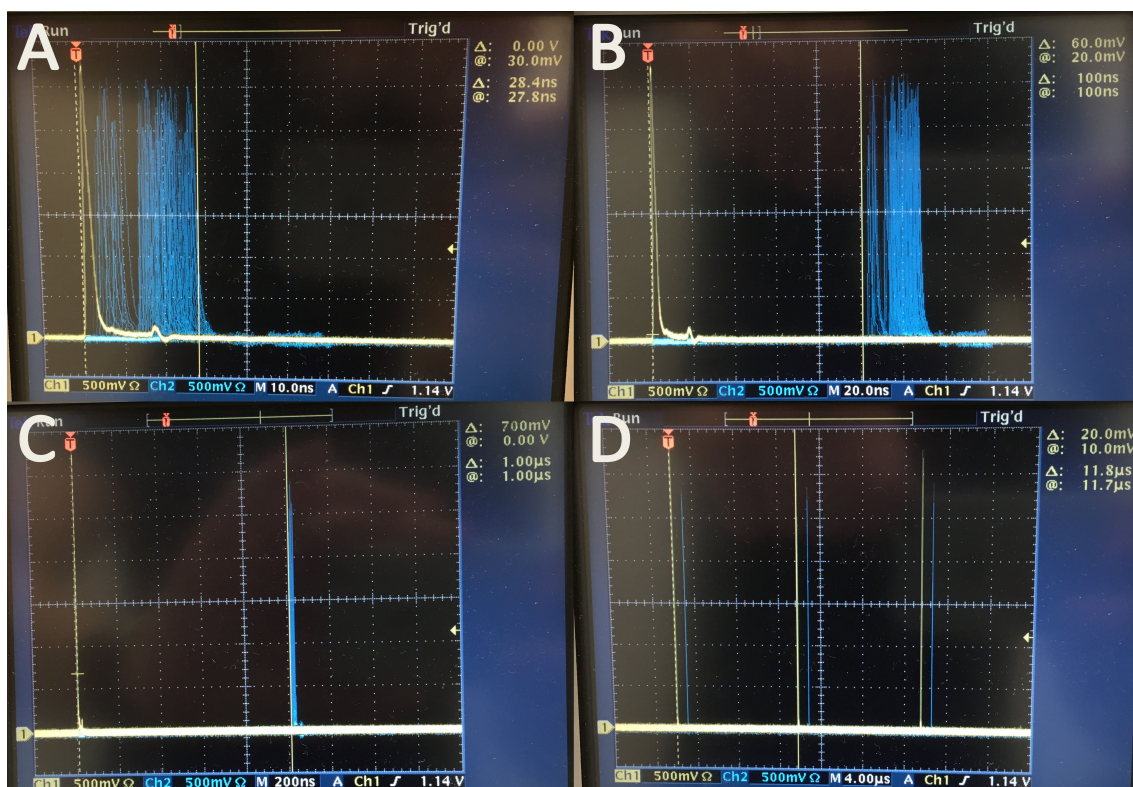
kavitacinių burbulų laikinių ir erdvinų charakteristikų matavimui buvo suprojektuota ir surinkta zondavimo optinės sistemos (žr. 2 pav.) dalis. Pagrindinis šios sistemos elementas yra femtosekundi-nius aIR impulsus generuojanti Yb:KGW lazerinė sistema „Pharos“ (UAB MGF „Šviesos konversija“, Lietuva), kurios pagrindiniai parametrai pateikti 2 lentelėje. Zondavimui buvo naudojama „Pharos“ lazerio antroji harmonika (AH), t.y. 515 nm. Ši spinduliuotė buvo generuojama netiesiniame antrosios harmonikos (AH) $\text{NK}_{2\omega}$ kristale (žr. 2 pav.). Dielektriniais veidrodžiais V_2 , V_3 ir V_4 AH (515 nm) buvo nukreipiama į kiuvetę (K), kurioje buvo generuojami kavitaciniai burbulai. AH nuo dielektrinio veidrodžio V_4 (atspindi 515 nm, praleidžia 1030 nm spinduliuotę) atsispindėdavo ir apšviesdavo kiuvetėje suformuotą kavitacinį burbulą modelinėje terpėje. Naudojant lęšį L_3 AH pluoštas buvo fokusuojamas prieš pat asferinį lęšį (AL) tam, kad pro bandinį praeitų kolimuotas. Tai reiškia, kad antrosios harmonikos pluošto skermuo uždavė apšviesto matomo lauko skersinius matmenis. Pro kavitacinį burbulą praėjusi AH spinduliuotė buvo surenkama mikroskopo objektyvu Olympus Plan (OLYMPUS, USA), kurio didinimas buvo 10x, o skaitinė apertūra – 0,25. Siekiant atvaizde išvengti nepageidaujamų 1030 nm bangos ilgio atspindžių, už mikroskopo objektyvo buvo patalpintas tik AH praleidžiantis filtras (F). Ant mikroskopo objektyvo buvo montuojamas ilgas vamzdis, kurio gale, kavitacinių burbulų erdvinėms dinamikoms fiksuoti, buvo monuojama Chameleon 13S2C CCD kamera (Point Grey, Canada). Siekiant įvertinti paveikslėlių skalę buvo naudojamas kalibracinis mikroskopo stikliukas. Įvertinus skalę buvo gauta, kad vienas paveikslėlio pikselis atitinka $0,24 \mu\text{m}$. Nepaisant to, reali skyra tokia nebuvo dėl per mažo kontrasto.

Siekiant ištirti kavitacinių burbulų laikinę dinamiką į kiuvetę (K), užpildytą tiriamąja medžiaga, reikia skirtingais laiko momentais, tarp žadinančiojo ir zonduojančiojo impulsų, apšviesti vietą, kurioje formuojamas kavitacinis burbulas. Taip būtų galima stebėti kavitacinio burbulo skersmens dinamiką skirtingais laiko momentais nuo žadinančiojo impulso sąveikos su tiriamąja medžiaga pradžios. Siekiant išvengti ilgų vėlinimo linijų, „Carbide“ ir „Pharos“ lazerinės sistemos buvo viena su kita sinchronizuotos elektroniškai. „Pharos“ lazerinė sistema veikė kaip sinchronizacinio signalo generatorius, kurio signalus „Carbide“ lazerinė sistema naudojo, kaip dažnio sinchronizacijos signalą. „Pharos“ lazerinė sistema sinchronizacinį signalą galėjo vėlinti per impulsų pasikartojimo periodą. Tai tiesiogiai riboja „Carbide“ minimalus impulsų pasikartojimo dažnis, kurio vertė gali būti 79 kHz (žr. 1 lentelę). Tai leido pasiekti maksimalų laikinį $11,8 \mu\text{s}$ vėlinimą tarp „Pharos“ ir „Carbide“ lazerinių sistemų šūvių.

2 lentelė. Pagrindiniai lazerinės sistemos „Pharos“ parametrai. FWHM – pilnas plotis ties puses maksimumo verte (angl. *Full Width at Half Maximum*), $1/e^2$ – pilnas plotis $1/e^2$ aukštyje.

Parametras	Vertė
Centrinis bangos ilgis	1028 nm
Vidutinė galia	4 W
Impulsų pasikartojimo dažnis	85 kHz
Impulso trukmė (FWHM)	~ 260 fs
Pluošto skersmuo ($1/e^2$)	$\sim 4,5$ mm
Pluošto eliptiškumas	0,93

Kadangi abi lazerinės sistemos veikia naudodamos skirtingus osciliatorius, tai naudojant du greitus, kiekvieno optinio impulso viršūnę galinčius fiksuoti, fotodiodus DET10A/M (Thorlabs, JAV) buvo įvertinta laikinė paklaida tarp žadinančiojo ir zonduojančiojo impulsų. Naudojant osciloskopą TDS 3052C (Tektronix, JAV) buvo įvertinta paklaida, kuri siekė ~ 30 ns, t.y. du osciliatoriaus impulsai (žr. 3, A, mėlyna kreivė). Taip buvo įvertinta kaip tiksliai programiškai išstatyta norima vėlinimo trukmė atitinka laiko tarpas tarp žadinančiojo ir zonduojančiojo optinių impulsų (žr. 3, B, C ir D). Atlikus laikinį suvedimą, kitas svarbus žingsnis – atlikti erdvinį suvedimą. Išstačius vėlinimą tarp žadinančiojo ir zonduojančiojo impulsų į trečdalį maksimalaus vėlinimo bei padidinus energiją, kuri turėtų viršyti slenkstinę kavitacinio burbulo formavimo energiją, buvo rastas erdvės taškas kiuvetėje (K), kuriame buvo generuojami kavitaciniai burbulai.



3 pav. Programiškai išstatyti skirtingi laikiniai vėlinimai tarp žadinančiojo ir zonduojančiojo impulsų.

2.3 Kavitacinių burbulų registravimo procedūra

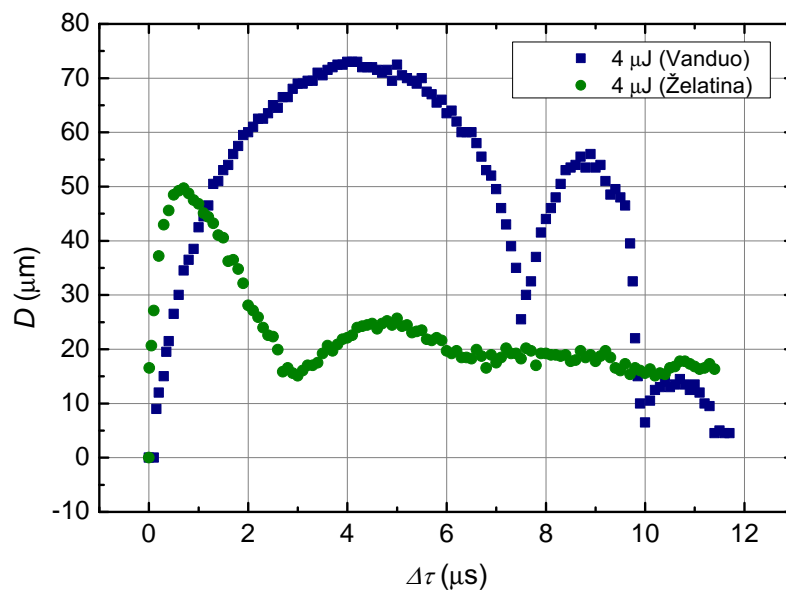
Siekiant užfiksuoti kavitacinio burbulo vaizdą būtina laiku pradėti CCD kameros integravimo procedūrą ir tik tada aktyvuoti abu lazerius. Kaip sinchronizacinio signalo generatorius buvo pasirinkta RTC5 (SCANLAB, Vokietija) realaus laiko sinchronizacinė plokštė (žr. 2 pav.). Iš valdymo programos buvo startuojamas šūvių paleidimo ciklas, kuris iš RTC5 plokštės nusiųsdavo pirmą sinchronizacinį signalą CCD kamrai ir tik praėjus 1 ms – išsiųsdavo antrą sinchronizacinį signalą „Carbide“ lazerinei sistemai. Toks 1 ms vėlinimas buvo skirtas CCD kameros vaizdo integravimo procedūros startavimui. „Carbide“ lazerinė sistema gavusi sinchronizacinį signalą iš RTC5 plokštės sustiprindavo osciliatoriaus impulsą ir optinio impulso generacijos metu (impulsui „išėjus“ iš lazerinės sistemos) „Carbide“ išsiųsdavo sinchronizacinį signalą „Pharos“ lazerinei sistemai. Pastaroji iš karto po sinichronizacinio signalo būsima šūvį užlaikydavo programiškai nustatytą laiko tarpą. Kavitacinių burbulų registravimas distiliuoto vandens kiuvetėje vyko taip: esant vienai vėlinimo trukmei tarp žadinančiojo ir zonduojančiojo impulsų, buvo užfiksuoti 100 CCD kameros kadrai. Tik juos suvidurkinus buvo matuojamos kavitacinių burbulų charakteristikos. Tai leido išvengti didelio fono bei išgauti aukštą kontrastą. Tuo tarpu registruojant kavitacinius burbulus modelinėje terpėje – želatinoje, prieš kiekvieną žadinančiojo lazerio šūvį bandinys būdavo pastumiamas į naują, dar nepažeistą, vietą. Tai leido greitai ir patikimai 11,8 μ s kavitacinio burbulo dinamiką užfiksuoti per mažiau nei 3 minutes. Visos valdymo programos buvo parašytos LabVIEW programavimo aplinkoje.

3 Kavitacinių burbulų dinamikos modelinėse terpėse tyrimas

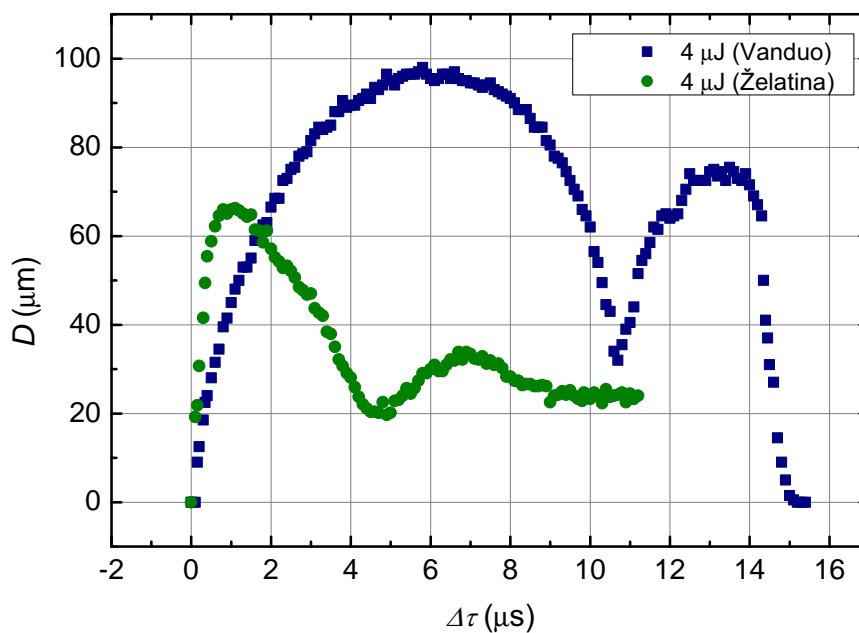
3.1 Vieno kavitacinio burbulo dinamika skirtingo tankio modelinėse terpėse

Siekiant įvertinti vieno kavitacinio burbulo skersmens kitimą laike buvo išmatuotos burbulo skersmens dinamikos esant skirtingoms vėlinimo trukmėms tarp žadinančiojo ir zondojo impulso. Eksperimentai buvo atlikti dvejose skirtingo tankio terpėse: distiliuotame vandenyje ir želatinoje. Želatina savo sudėtimi yra labai panaši į rageną – pagrindinė jos sudedamoji dalis yra kolagenas. Ištirpinus želatinos granules iki $\sim 80^\circ\text{C}$ įkaitintame vandenyje buvo gautas greitai stingstantis želatinos tirpalas, kuris yra išliejimas ir atšaldomas iki $4-5^\circ\text{C}$ temperatūros. Taip greitai ir nesunkiai gaunamas norimų matmenų želatinos bandinys.

Kiekvienoje iš terpių buvo užfiksuota kavitacinių burbulų dinamika, kai žadinančiojo impulso energijos buvo $4\ \mu\text{J}$ ir $8\ \mu\text{J}$. Keičiant impulso energiją žadinančiojo impulso skersmuo sąsmaukoje išliko pastovus. Kavitacinio burbulo skersmens dinamikos esant skirtingoms žadinančiojo impulso energijoms skirtingose terpėse pateiktos 4 ir 5 paveiksluose. Pateiktos dinamikos buvo gautos matuojant kavitacinių burbulų skersmenis, kurie buvo gauti iš užfiksuotų kavitacinių burbulų gyvavimo ciklą. Burbulų evoliucijos – gyvavimo ciklai esant skirtingoms žadinančiojo impulso energijoms skirtingose terpėse pateiktos 6 ir 7 paveiksluose.



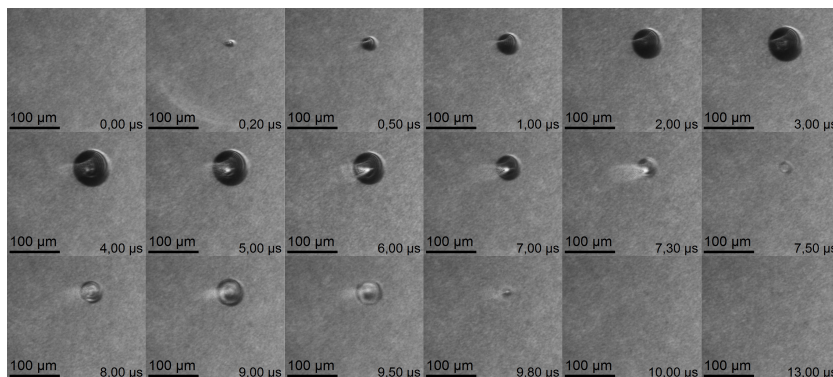
4 pav. Kavitacinio burbulo skersmens D priklausomybė nuo vėlinimo trukmės tarp žadinančiojo ir zondojo impulso $\Delta\tau$ skirtingo tankio terpėse, kai žadinančiojo impulso energija $E_{\text{žad}} = 4\ \mu\text{J}$.



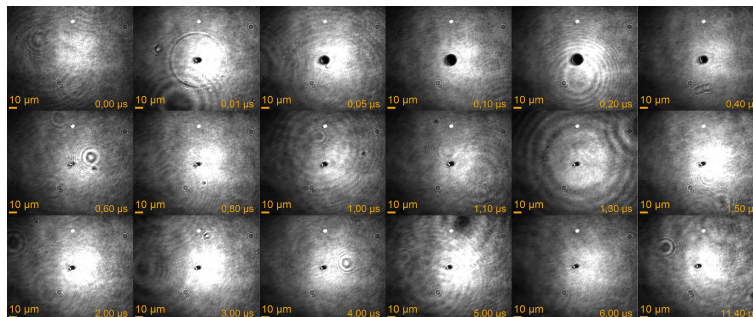
5 pav. Kavitacinio burbulo skersmens D priklausomybė nuo vėlinimo trukmės tarp žadinančiojo ir zonduojančiojo impulsų $\Delta\tau$ skirtingo tankio terpėse, kai žadinančiojo impulso energija $E_{\text{žad}} = 8 \mu\text{J}$.

Nustačius žadinančiojo impulso energiją $E_{\text{žad}}$ vėlinimo trukmė buvo keičiama žingsniais kas 100 ns laikant, kad $\Delta\tau = 0,0 \mu\text{s}$, kai žadinantysis ir zonduojantysis impulsai į tą pačią bandinio vietą atsklinda tuo pačiu laiko momentu. Parinkus kiekvieną vėlinimo trukmę $\Delta\tau$ buvo fiksuojamas kameros vaizdas, iš kurio buvo nustatomas užfiksuoto kavitacinio burbulo skersmuo D praėjus tam tikram laiko tarpui po žadinančiojo impulso šūvio. Atlikus vieno ultratrumpojo impulso ekspoziciją į modelinę terpę, impulso pradžioje sugeneruojama tiek laisvųjų elektronų, kad susidaro plazma, todėl likusi impulso dalis yra sugerama plazmos ir didina lokalsios vietos temperatūrą. Padidėjus temperatūrai kelis kartus lyginant su aplinka, galimai susidaro įtempimai, dėl kurių medžiaga yra mechaniškai suardoma. Įvykus fotoardymo procesui pluošto sąsmaukoje dėl didelių temperatūros ir slėgio gradientų yra stebima smūginė – akustinė banga (žr. 6 ir 7 pav., kai $\Delta\tau = 0,0 \mu\text{s}$). Lyginant kavitacinio burbulo dinamikas esant tai pačiai žadinančiojo impulso energijai $E_{\text{žad}}$ skirtingose terpėse (žr. 4 ir 5 pav.), kavitacinio burbulo evoliucijų tendencijos yra panašios. Kaip matyti iš 4 paveikslo, įvykus fotoardymo procesui, kavitacinio burbulo skersmuo tiek distiliuotame vandenyje, tiek želatinoje didėja ir pasiekia maksimalią vertę D_{max} . Šią vertę visiškai apsprendžia žadinančiojo impulso energija bei medžiagos savybės. Atsižvelgiant į tai, kad želatina yra didesnio klampumo, nei vanduo, kavitacinio burbulo skersmuo joje yra 30 % mažesnis, nei distiliuotame vandenyje (žr. 4 pav.). Padidinus $E_{\text{žad}}$ du kartus, D_{max} abejuose terpėse padidėjo proporcingai po 37 % (žr. 5 pav.). Nepaisant to, nustačius pirmojo kavitacinio burbulo susitraukimo trukmes iki pirmojo minimumo T_c abejuose terpėse nustatyta, kad želatinoje ši trukmė yra 2,5 karto mažesnė nei vandenyje. Tai reiškia, kad dalis energijos, kuri yra skirta kavitacinio burbulo sudarymui, turi būti skirta nugalėti medžiagos atsparumą tempimui [40]. Kadangi maksimalus kavitacinio burbulo skersmuo želatinoje sumažėja, tai jam tiesiogiai proporcin-

ga susitraukimo trukmė taip pat sumažėja.



6 pav. Pavienio kavitacinio burbulo gyvavimo ciklas distiliuotame vandenyje, kai žadinančiojo impulso energija $E_{\text{žad}} = 4 \mu\text{J}$. Kiekvieno kadro dešiniajame kampe pateikta trukmė atitinka trukmę, tarp žadinančiojo ir zonduojančiojo impulsų $\Delta\tau$.



7 pav. Pavienio kavitacinio burbulo gyvavimo ciklas želatinoje, kai žadinančiojo impulso energija $E_{\text{žad}} = 4 \mu\text{J}$. Kiekvieno kadro dešiniajame kampe pateikta trukmė atitinka trukmę, tarp žadinančiojo ir zonduojančiojo impulsų $\Delta\tau$.

3.2 Vieno kavitacinio burbulo dinamikos priklausomybė nuo apsupties skirtingo tankio modelinėse terpėse

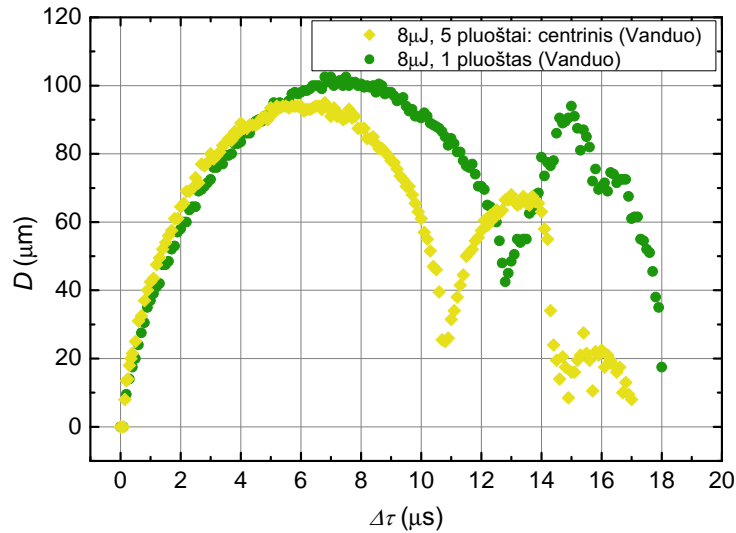
Siekiant iširti, kaip tarpusavyje sąveikauja vienu metu vienas šalia kito generuojami kavitaciniai burbulai, buvo stebima vienalaikė penkių kavitacinių burbulų dinamika skirtingo tankio terpėse. Kaip modelinės terpės buvo pasirinktos distiliuotas vanduo ir želatina.

Atliekant penkių vienalaikių kavitacinių burbulų formavimą buvo naudojamas difrakcinis daliklis, kuris žadinantįjį pluoštą dalina į penkis vienodo intensyvumo maksimumus – vienodo skersmens pluoštelius. Difrakcinis daliklis buvo statomas kuo arčiau asferinio lęšio, siekiant visus pluoštelius praleisti pro asferinio lęšio centrą, taip išlaikant vienodas fokusavimo sąlygas kiekvienam pluošteliiui. Kampas, tarp difrakcinio daliklio formuojamų maksimumų, siekė $0,286^\circ$ (kai spinduliuotės bangos ilgis 1028 nm). Įvertinus atstumus tarp suformuotų kavitacinių burbulų asferinio lęšio židinyje gauta, kad kavitaciniai burbulai suformuojami lygiais atstumais tarp centrų: $41 \mu\text{m}$. Taip modelinėse terpėse

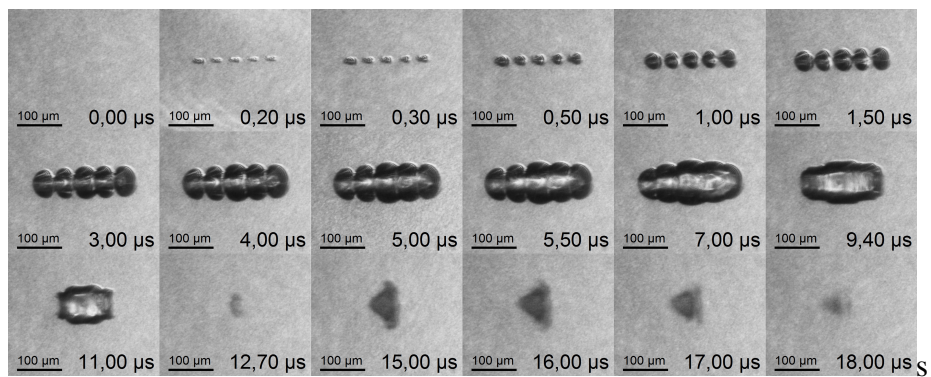
gaunami penki vienalaikiai kavitaciniai burbulai – burbulai, kurių dinamika buvo matuojama skirtingais laiko momentais $\Delta\tau$ tarp žadinančiojo ir zonduojančiojo pluoštų. Siekiant įvertinti, kokią įtaką daro aplinkiniai kavitaciniai burbulai vienam burbului – buvo išmatuota centrinio kavitacinio burbulo, skersmens dinamika $D_{\text{aps-centrinis}}$ Y kryptimi, kurios buvo palygintos su jau anksčiau gautomis vieno burbulo dinamikomis (žr. 3.1 skyrelį), kuriose buvo vertinama vieno kavitacinio burbulo evoliucija be apsupties.

3.2.1 Distiliuotas vanduo

Analizuojant gautą centrinio kavitacinio burbulo skersmens $D_{\text{aps-centrinis}}$ dinamiką distiliuotame vandenyje (žr. 8 pav., žalią kreivę) matyti, kad iki $5 \mu\text{s}$ centrinis kavitacinis burbulas elgiasi taip pat, kaip ir įprastas kavitacinis burbulas be apsupties. Bėgant laikui visi penki kavitaciniai burbulai vienodai plečiasi abejomis kryptimis. Kai $\Delta\tau = 1,5 \mu\text{s}$ (žr. 9 pav., kai $\Delta\tau = 1,5 \mu\text{s}$) pradeda liestis kavitacinių burbulų išorinės sienelės, o kai $\Delta\tau = 3,0 \mu\text{s}$ (žr. 9 pav., kai $\Delta\tau = 3,0 \mu\text{s}$) visi burbulai tarpusavyje susiliečia ir dėl susidariusių temperatūros ir slėgio gradientų plinta toliau. Taip apsuptyje esantys burbulai toliau spaudžia centrinį burbulą, o centre esantis kavitacinis burbulas didėja X kryptimi. Po $\Delta\tau = 2,0 \mu\text{s}$ tarp kavitacinių burbulų matoma šviesi riba – burbulai dar nesusijungę į vieną (žr. 9 pav., kai $\Delta\tau = 5,0 \mu\text{s}$). (žr. 9 pav., kai $\Delta\tau = 7,0 \mu\text{s}$). Laikui bėgant centrinio kavitacinio burbulo skersmuo kinta nežymiai, tačiau apie $\Delta\tau = 7,0 \mu\text{s}$ (žr. 9 pav., kai $\Delta\tau = 7,0 \mu\text{s}$) tarp kavitacinių burbulų dingsta riba ir jie susijungia į vieną ištisinį kavitacinį burbulą, kuris turi didesnius įtempimus X kryptimi, nei Y kryptimi. Šiuo laiko momentu centrinis kavitacinis burbulas pasiekia maksimalų skersmenį, kuris yra $\sim 100 \mu\text{m}$ (žr. 8 pav., kai $\Delta\tau = 7,0 \mu\text{s}$). Kadangi ištisinio burbulo slėgis yra mažesnis už aplinkinio vandens slėgį, susidaręs slėgio gradientas spaudžia ištisinį burbulą abejomis kryptimis (žr. 9 pav., kai $\Delta\tau = 11,0 \mu\text{s}$), kol galiausiai suspaudžia ištisinį burbulą Y kryptimi į pailgą atkarpą (žr. 9 pav., kai $\Delta\tau = 12,7 \mu\text{s}$). Susidaręs kavitacinis burbulas toliau elgiasi panašiai kaip taisyklingą sferos formą turintis kavitacinis burbulas – matomos osciliacijos. Nepaisant to, susidaręs kavitacinis burbulas dėl skirtingų jėgų skirtingomis kryptimis įgyja neapibrėžtą formą, kuri nuolat kinta (žr. 8 pav., kai $15,0 \mu\text{s} \leq \Delta\tau \leq 18,0 \mu\text{s}$), tačiau galiausiai pranyksta.



8 pav. Distiliuotame vandenyje apsupto kavitacinio burbulo skersmens $D_{\text{aps-centrinis}}$ priklausomybė nuo vėlinimo trukmės tarp žadinančiojo ir zonduojančiojo impulsų $\Delta\tau$. Taip pat palyginimui pateikta vieno burbulo skersmens dinamika (geltona kreivė). Žadinančiojo impulso energija $E_{\text{žad}} = 8 \mu\text{J}$.



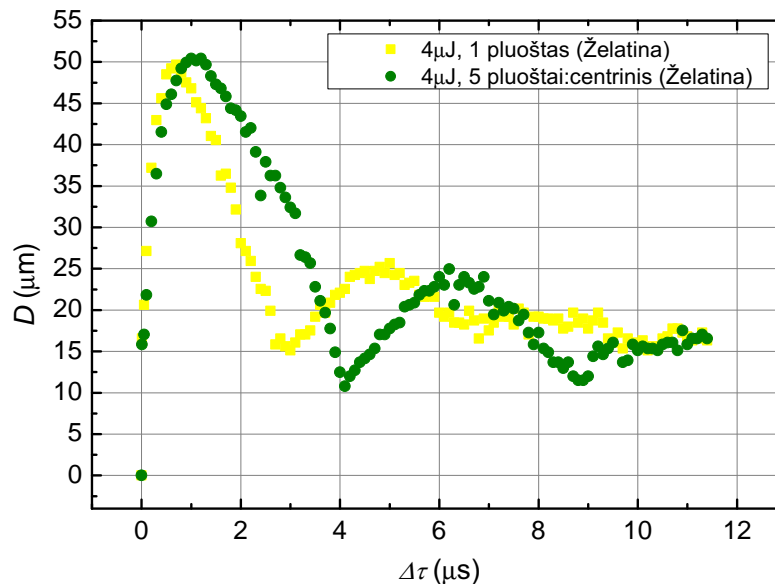
9 pav. Vienu metu generuojamų penkių kavitacinių burbulų gyvavimo ciklai distiliuotame vandenyje, kai $E_{\text{žad}} = 8 \mu\text{J}$. Kiekvieno kadro dešiniajame kampe pateikta trukmė atitinka trukmę, tarp žadinančiojo ir zonduojančiojo impulsų $\Delta\tau$.

3.2.2 Želatina

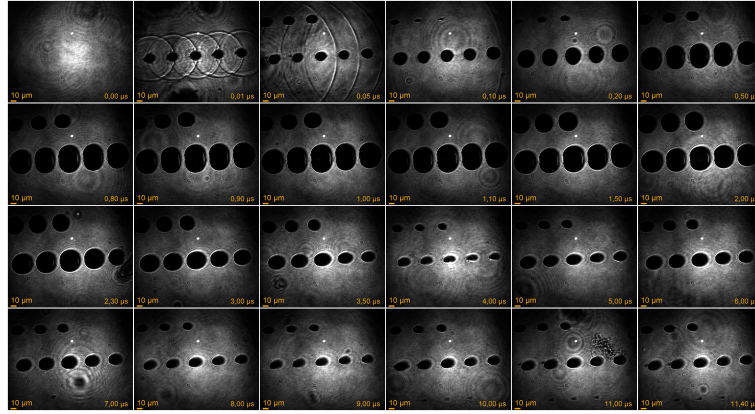
Vertinant penkių vienaikių kavitacinių burbulų dinamiką želatinoje buvo pasirinktas centrinis kavitacinis burbulas ir stebėta jo skersmens dinamika $D_{\text{aps-centrinis}}$, kai žadinančiojo impulso energija $E_{\text{žad}} = 4 \mu\text{J}$ (žr. 10 pav., žalią kreivę). Kaip matyti iš 11 paveikslėlio, praėjus $0,01 \mu\text{s}$ nuo optinio pramušimo yra stebima stipri akustinė – smūginė banga, kuri yra matoma net ir po $0,1 \mu\text{s}$. Nuo $\Delta\tau = 0,5 \mu\text{s}$ (žr. 10 pav.) centrinis kavitacinis burbulas pradeda nebesielgti taip, kaip elgiasi vientisas kavitacinis burbulas. Iš kavitacinių burbulų evoliucijos (žr. 11 pav., kai $\Delta\tau = 0,5 \mu\text{s}$) matyti, kad kai $\Delta\tau = 0,5 \mu\text{s}$ centrinis kavitacinį burbulą aplinkiniai kavitaciniai burbulai ima spausti, o pastarasis įgauna elipsės formą. Nepaisant to, tarp kavitacinių burbulų matyti ryškios baltos ribos, kurios žymi kavitacinių burbulų sienelės (žr. 11 pav.). Toliau bėgant laikui, kai $\Delta\tau = 1,0 \mu\text{s}$, centrinis kavitacinis

burbulas pasiekia maksimalų skersmenį ir po truputį ima mažėti. Didėjant $\Delta\tau$ visi penki kavitaciniai burbulai tolygiai mažėja, o atstumai tarp jų ribinių sienelių didėja ir kiekvienas iš kavitacinių burbulų įgauna pradinę sferos formą. Kai $\Delta\tau = 3,0 \mu\text{s}$ (žr. 11 pav., kai $\Delta\tau = 3,0 \mu\text{s}$) kavitaciniai burbulai įgyja elipsės formą X kryptimi. Tai galėjo sukelti tai, jog prieš $2,0 \mu\text{s}$ kavitaciniai burbulai buvo įgiję elipsės formą Y kryptimi.

Lyginant centrinių pluoštų dinamikas vandenyje ir želatinoje matyti, kad vandenyje kavitaciniai burbulai, esant tai pačiai energijai, susijungia į vieną pailgą elipsės formos kavitacinį burbulą, kuris galiausiai elgiasi neapibrėžtai. Tuo tarpu želatinoje dalis žadinančiojo pluošto energijos yra sunaudojama elastingumo sugražinimo jėgoms nugalėti, todėl kavitacinio burbulo sukūrimui yra sunaudojama mažiau energijos. Dėl to želatinoje kavitaciniai burbulai, tarp kurių centrų yra $41 \mu\text{m}$, esant $4 \mu\text{J}$ žadinančiojo impulso energijai, nesugeba išsiplėsti iki tokio skersmens, kad nugalėtų visas pasipriešinimo jėgas ir suformuotų vieną bendrą kavitacinį burbulą.



10 pav. Želatinoje apsupto kavitacinio burbulo skersmens $D_{\text{aps-centrinis}}$ priklausomybė nuo vėlinimo trukmės tarp žadinančiojo ir zondojo impulso $\Delta\tau$. Taip pat palyginimui pateikta vieno burbulo skersmens dinamika (geltona kreivė). Žadinančiojo impulso energija $E_{\text{žad}}$ lygi $4 \mu\text{J}$.

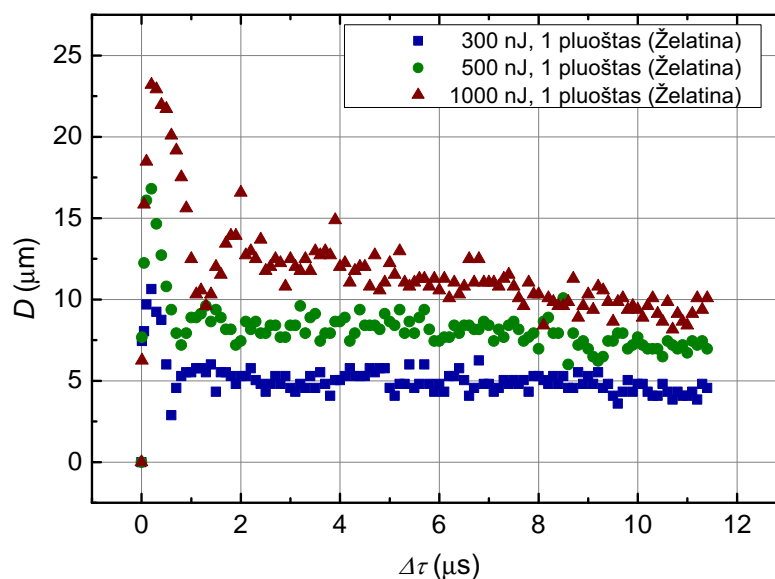


11 pav. Vienu metu generuojamų penkių kavitacinių burbulų gyvavimo ciklai želatinoje, kai $E_{\text{žad}} = 4 \mu\text{J}$. Kiekvieno kadro dešiniajame kampe pateikta trukmė atitinka trukmę, tarp žadinančiojo ir zonduojančiojo impulsų $\Delta\tau$.

3.3 Kavitacinių burbulų dinamika modelinėje terpėje artimoje kiaulės akies ragenai

Ankstesniuose skyreliuose aptartos kavitacinių burbulų dinamikos neatitinka tokių energijų intervalo, kuris yra naudojamas atliekant lopo formavimo procedūrą žmogaus akies ragenoje. Siekiant įvertinti kavitacinių burbulų dinamikas ir jų formavimosi tendencijas žmogaus akies ragenoje, buvo pasirinktas impulso energijų intervalas, kuris kito nuo 150 nJ iki 1000 nJ, į kurį patenka šiuolaikinės komercinės femtosekundinės lazerinės sistemos refrakcinei chirurgijai [41, 42].

Atliekant eksperimentus, kurių metu naudojama 150 nJ žadinančiojo impulso energija buvo galima fiksuoti kelių mikrometrų kavitacinius burbulus, tačiau naudojant suprojektuotą sistemą buvo per sudėtinga išskirti ir patikimai charakterizuoti tokio kavitacinio burbulų dinamiką. Atsižvelgiant į tai, buvo pasirinktos tokios žadinančiojo impulso energijos: 300 nJ, 500 nJ ir 1000 nJ. Keičiant žadinančiojo pluošto energiją, fokusavimo sąlygos bandinyje išliko pastovios. Iš pateiktų dinamikų (žr. 12 pav.) matyti, kad esant mažesnėms energijoms maksimalūs kavitacinių burbulų skersmenys pasiekiami per trumpesnę laiko tarpą. Atsižvelgiant į pateiktas dinamikas (žr. 12 pav.), kavitacinis burbulas pasiekęs pirmąjį minimumą – pirmoji susitraukimo trukmė T_c , toliau antrinių osciliacijų neturi ir intervale, kai $2 \mu\text{s} \leq \Delta\tau \leq 12 \mu\text{s}$, kavitacinių burbulų skersmuo kinta nežymiai, o galutinis nusistovėjęs skersmuo siekia: $5 \mu\text{m}$, $7,5 \mu\text{m}$ ir $10 \mu\text{m}$, kai žadinančiojo impulso energija kinta atitinkamai 300 nJ, 500 nJ ir 1000 nJ.

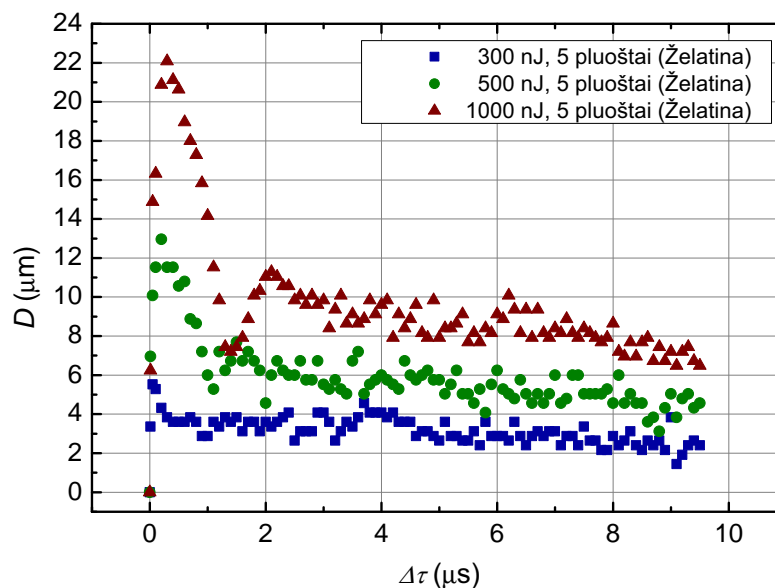


12 pav. Želatinoje vieno kavitacinio burbulų skersmens D priklausomybė nuo trukmės tarp žadinančiojo ir zondojo impulso $\Delta\tau$, esant trimis skirtingoms žadinančiojo impulso $E_{\text{žad}}$ energijoms: 300 nJ, 500 nJ ir 1000 nJ.

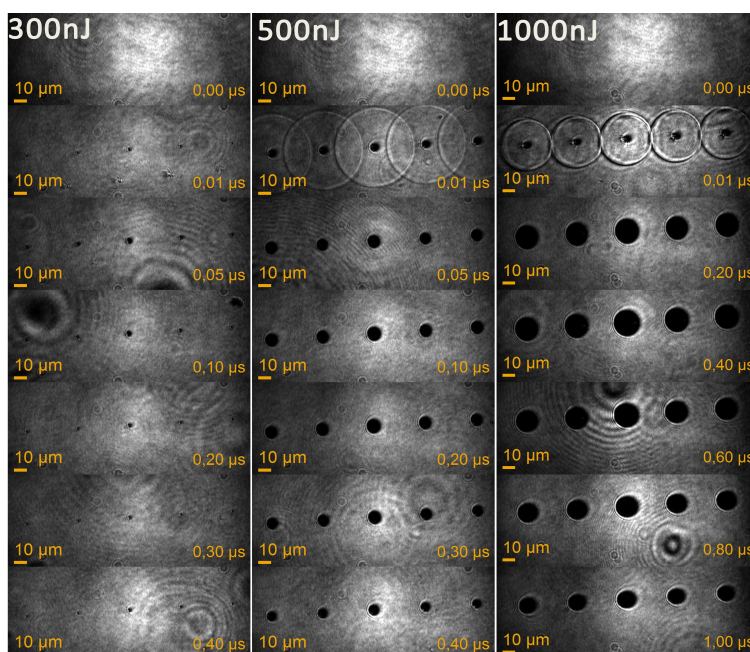
Nepaisant to, formuojant lopą akies ragenoje ypač svarbu nustatyti, kaip kavitaciniai burbulai sąveikauja tarpusavyje. Atsižvelgiant į tai, buvo pasirinkti du skirtingų kampų dalikliai, dalinantys lazerio pluoštą į tris arba penkis pluoštus. Naudojant kiekvieną iš daliklių įėjimo pluošto energija buvo vienodomis dalimis padalinamas į tris arba penkis vienodus dalis, priklausomai nuo daliklio. Tai leido sukurti viena laikius tris arba penkis kavitacinius burbulus, kurie vienodais atstumais buvo nutolę vienas nuo kito.

3.3.1 Penkių kavitacinių burbulų tarpusavio sąveika

Naudojant penkių pluoštų difrakcinį daliklį, įėjimo pluoštas buvo dalinamas į penkis pluoštus, tarp kurių centrų atstumas buvo $41 \mu\text{m}$. Centrinio kavitacinio burbulų skersmens dinamika $D_{\text{aps-centrinis}}$, esant skirtingoms žadinančiojo impulso energijoms pateikta 13 paveiksle, o jų gyvavimo ciklų pirmosios mikrosekundės pateiktos 14 paveiksle. Kaip matyti iš pirmųjų gyvavimo ciklų momentų (žr. 14 pav.), esant skirtingoms energijoms, kiekvienas iš penkių suformuotų viena laikių kavitacinių burbulų plečiasi vienodai ir atitinka sferų pavidalus bei pasiekę maksimumą tolygiai susitraukia ir nusistovi ties tam tikru skersmeniu. Palyginus vieno kavitacinio burbulų dinamiką (žr. 12 pav.) su penkių kavitacinių burbulų centrinio kavitacinio burbulų dinamiką (žr. 13 pav.) matyti, kad centrinio kavitacinio burbulų dinamika atrodo lygiai taip, kaip ir vieno kavitacinio burbulų dinamika be apsupties. Tai reiškia, kad aplink $41 \mu\text{m}$ atstumu formuojami keturi kavitaciniai burbulai neturi įtakos centrinio kavitacinio burbulų formavimuisi.



13 pav. Želatinoje vieno centrinio kavitacinio burbulos skersmuo D priklausomybė, kai yra generuojami penki viena laikiai kavitaciniai burbulai, nuo trukmės tarp žadinančiojo ir zonduojančiojo impulsų $\Delta\tau$, esant trims skirtingoms žadinančiojo impulso $E_{\text{žad}}$ energijoms: 300 nJ, 500 nJ ir 1000 nJ.

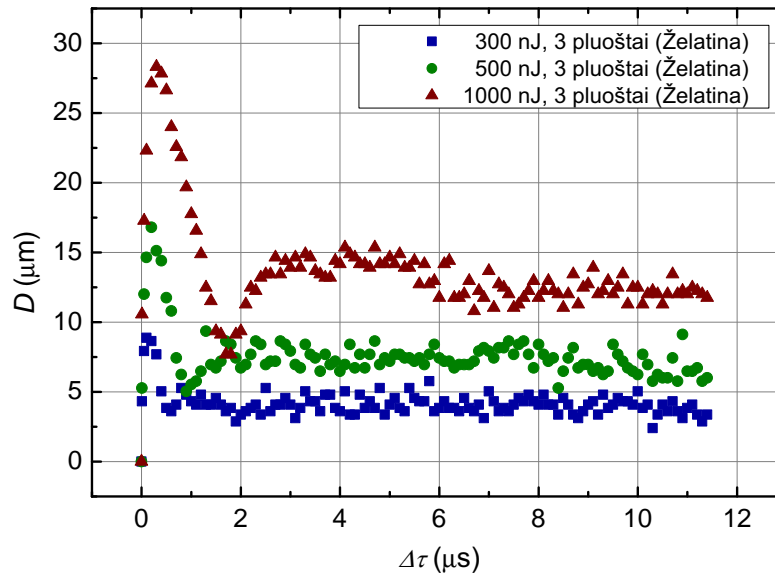


14 pav. Vienu metu generuojamų penkių kavitacinių burbulų gyvavimo ciklai želatinoje, kai $E_{\text{žad}}$ atitinka 300 nJ, 500 nJ ir 1000 nJ. Kiekvieno kadro dešiniajame kampe pateikta trukmė atitinka trukmę, tarp žadinančiojo ir zonduojančiojo impulsų $\Delta\tau$.

3.3.2 Trijų kavitacinių burbulų tarpusavio sąveika

Norint įvertinti, kaip tarpusavyje sąveikauja trys viena laikiai kavitaciniai burbulai ir kokią įtaką aplinkiniai suformuoti kavitaciniai burbulai daro centriniam kavitaciniam burbului, buvo panaudotas

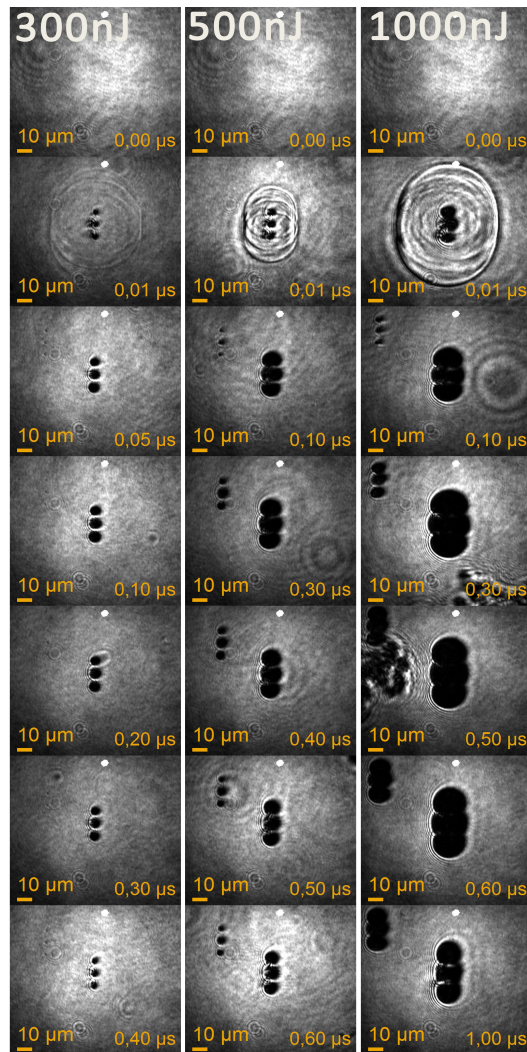
difrakcinis daliklis. Šio difrakcinio daliklio pluoštų išskyrimo kampas buvo $0,075^\circ$ (kai spinduliuotės bangos ilgis yra 1026 nm). Tai reiškia, kad naudojant asferinę lęšį, kurio židinio nuotolis yra $5,92\ \mu\text{m}$, kavitaciniai burbulai bus suformuojami $7,8\ \mu\text{m}$ atstumu tarp centrų. Centrinio kavitacinio burbulo dinamika (žr. 15 pav.) buvo matuojama paveikslėlio X kryptimi, kadangi tai priešinga kryptis, kuria yra spaudžiamas iš abiejų pusių centrinis kavitacinis burbulas. Iš kavitacinių burbulų evoliucijų (žr. 16 pav., kai $E_{\text{žad}}$ yra 300 nJ ir 500 nJ) matyti, kad, kai $E_{\text{žad}}$ yra 300 nJ ir 500 nJ visą gyvavimo ciklą yra matoma balta riba tarp kavitacinių burbulų sienelių.



15 pav. Želatinoje vieno centrinio kavitacinio burbulo skersmens D priklausomybė, kai yra generuojami trys vienalaikiai kavitaciniai burbulai, nuo trukmės tarp žadinančiojo ir zonduojančiojo impulsų $\Delta\tau$, esant trimis skirtingoms žadinančiojo impulso $E_{\text{žad}}$ energijoms: 300 nJ , 500 nJ ir 1000 nJ .

Tai reiškia, kad keičiantis energijai nuo 300 nJ iki 500 nJ vienam pluoštui šalia formuojami kavitaciniai burbulai tarpusavyje nesąveikauja, o tai įrodo ir centrinių kavitacinių burbulų dinamika, esant skirtingoms energijoms, (žr. 15 pav., mėlyną ir žalią kreives), kurių dinamika sutampa su vienu pluoštu formuojamo kavitacinio burbulo dinamika (žr. 12 pav., mėlyną ir žalią kreives). Tai reiškia, kad kavitacinio burbulo formavimui yra panaudojama per mažai energijos, kad kavitaciniai burbulai susijungtų ir veiktų kolektyviai. Tuo tarpu priešinga situacija matyti, kai kavitaciniai burbulai yra formuojami naudojant 1000 nJ energiją vienam pluoštui (žr. 15 pav., raudona kreivė). Kai $\Delta\tau = 0,1\ \mu\text{s}$ (žr. 16, kai $\Delta\tau = 0,1\ \mu\text{s}$) tarp kavitacinių burbulų dar matyti siaura riba, kas reiškia, kad kavitaciniai burbulai dar nėra susijungę. Praėjus 400 ns riba tarp kavitacinių burbulų dingsta ir jie pradeda veikti kolektyviai ir sąveikauti tarpusavyje. Tai matyti ir iš centrinio kavitacinio burbulo skersmens kitimo dinamikos (žr. 15 pav., raudona kreivė) maksimalus pasiekiamas skersmuo D_{max} yra 20% didesnis, nei tuo atveju, kai kavitacinis burbulas formuojamas vienu pluoštu (žr. 12 pav., raudona kreivė). Taip pat 20% išauga ir galutinai susiformavusio kavitacinio burbulo skersmuo. Tai reiškia, kad per $7,8\ \mu\text{m}$ nutolę kavitaciniai burbulai sąveikauja tarpusavyje ir suformuoja 22% didesnio skersmens kavitaci-

nį burbulą, t.y. $(12,25 \pm 0,82) \mu\text{m}$, nei tuo atveju, kai naudojamas vienas pluoštas, kuriuo sukurto kavitacinio burbulio skersmuo siekia $(10,08 \pm 0,99) \mu\text{m}$.



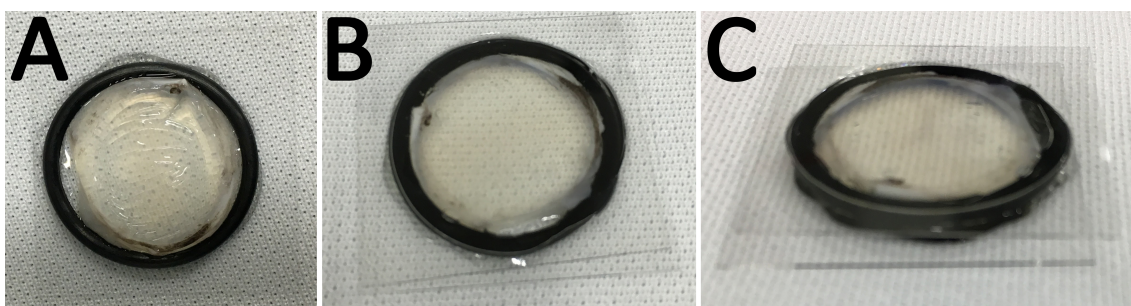
16 pav. Vienu metu generuojamų trijų kavitacinių burbulų gyvavimo ciklai želatinoje, kai $E_{\text{žad}}$ atitinka 300 nJ, 500 nJ ir 1000 nJ. Kiekvieno kadro dešiniajame kampe pateikta trukmė atitinka trukmę, tarp žadinančiojo ir zonduojančiojo impulsų $\Delta\tau$.

4 Kavitacinių burbulų dinamika femtosekundinių lazerinių sistemų refrakcinei chirurgijai energijų diapazone

4.1 *Ex vivo* kiaulės akies ragenos audinio paruošimas

Siekiant kuo tiksliau įvertinti femtosekundiniais impulsais suformuotų kavitacinių burbulų tarpusavio sąveiką, kuri atkartotų vyksmus žmogaus akies ragenoje, dėl savo panašumų kaip modelinė terpė buvo pasirinkta *ex vivo* kiaulės akies ragena [43, 44]. *Ex vivo* ragenose buvo stebėta pavienių kavitacinių burbulų dinamika bei priklausomybė nuo kavitacinių burbulų apsupties.

Ex vivo kiaulių akių obuoliai buvo gaunami iš UAB „Cesta“ (Lietuva). Praėjus ne daugiau nei 1 valandai po gyvūnų skerdimo akių obuoliai buvo išpjunami ir laikomi fiziologiniame tirpale, 4 °C temperatūroje. Praėjus ne daugiau nei 12 valandų po gyvūnų skerdimo buvo vykdomas *ex vivo* kiaulės akies obuolio preparavimas siekiant gauti tik ragenos audinį. Kai kurių akių obuolių epitelis buvo pažeistas, todėl siekiant pašalinti jo įtaką, chirurgine mentele epitelis buvo pašalinamas. Naudojant chirurginį skalpelį ragenos audinys buvo visiškai atskiriamas nuo akies skleros. Taip buvo gaunamas 12 – 15 mm skersmens skaidrus ragenos audinys, kuris yra pozicionuojamas ant 150 μm storio mikroskopo stikliuko (Hirschmann Laborgeräte GmbH & Co, Vokietija), o aplink jį uždedama 1, 5 mm storio tarpinė ir pritvirtinama naudojant nuo UV spinduliuotės kietėjančius klijus OP-4-20641 (Dymax, JAV) (žr. 17 pav., A). Kol ragenos audinys drėgnas – ant viršaus uždedamas dar vienas 150 μm storio mikroskopo stikliukas (dengiamasis stikliukas) audinio suplokštinimui, kuris pritvirtinamas naudojant nuo UV spinduliuotės kietėjančius klijus (žr. 17 pav. B – vaizdas iš viršaus ir C – vaizdas iš šono). Tokia suformuota kiuvetė visiškai atitinka realios refrakcinės korekcijos procedūros metu esančias sąlygas, kai žmogaus akis, naudojant vakuumą, yra prisiurbiamo prie stikliuko ir suplokštinamas jos paviršius [14, 45, 46].



17 pav. Tarp dviejų mikroskopo stikliukų įtvirtintas *ex vivo* kiaulės akies ragenos audinys. A – be dengiamojo stikliuko, B – su dengiamuoju stikliuku, iš viršaus, C – su dengiamuoju stikliuku, iš šono.

Norint išsamiai įvertinti tai, kas vyksta žmogaus akies ragenoje refrakcinės korekcijos metu reikėtų neviršyti 1500 nJ impulso energijos ribos. Tai maksimali impulso energija, kuri yra naudojama LASIK procedūros pirmojo etapo metu formuojant lopa [41]. Impulso energija reikalinga fotoardymo procesui įgyvendinti priklauso nuo pluošto skersmens sąsmaukoje. Šiame darbe naudotos fokusavimo sąlygos

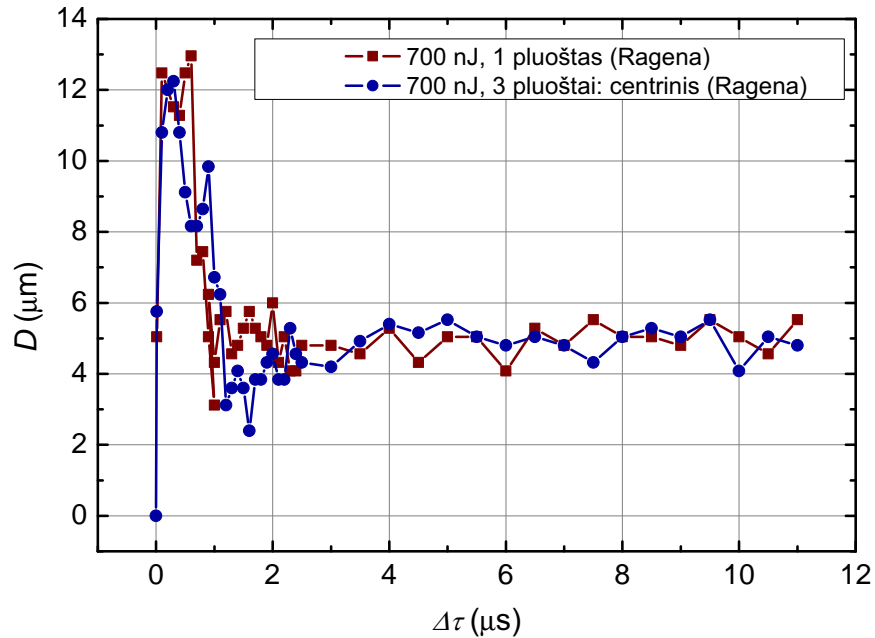
ex vivo kiaulės akies ragenos audinyje leido stebėti kavitacinius burbulus, kai impulso energija siekė 700 nJ ir daugiau. Eksperimentams buvo pasirinktos dvi žadinančiojo impulso energijos: 700 nJ ir 1000 nJ.

4.2 Kavitacinių burbulų dinamikos *ex vivo* kiaulės akies ragenos audinyje

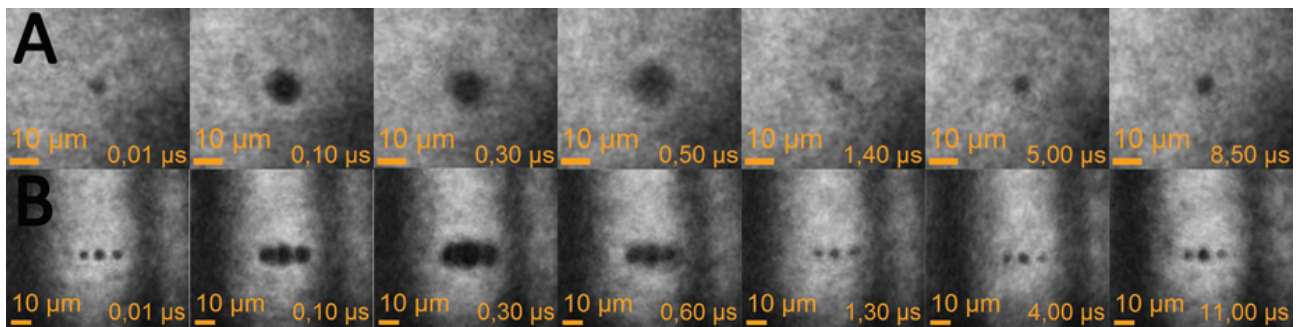
Siekiant išsiaiškinti, kaip kavitaciniai burbulai sąveikauja tarpusavyje prieš asferinį lęšį buvo naudojamas difrakcinis daliklis, kuris dalina pluoštą į tris vienodu atstumu vienas nuo kito nutolusius pluoštus (daugiau apie difrakcinį daliklį 3.3 skyrelyje). Esant 700 nJ žadinančiojo impulso energijai vienam pluoštui, kai fokusavo sąlygos tos pačios, buvo stebima vieno kavitacinio burbulo skersmens dinamika, kai aplink nėra formuojami kavitaciniai burbulai ir, kai aplink yra formuojami du kavitaciniai burbulai. Kavitacinio burbulo skersmens D dinamikos priklausomybė nuo trukmės tarp žadinančiojo ir zonduojančiojo impulsų $\Delta\tau$, priklausomai nuo apsupties, pateikta 18 paveiksle. Po *ex vivo* kiaulės akies preparavimo ragenos audinys tampa nevisiškai skaidrus, o tai blogina užfiksuoto vaizdo kontrastą. Siekiant padidinti kontrastą, ties kiekvienu vėlinimu buvo užfiksuota po 50 kadru, o prieš kiekvieną šūvį ragenos audinys buvo perstumiamas į dar nepažeistą vietą. Iš 50 atskirų kadru, esant vienai $\Delta\tau$ vertei, suvidurkinti gyvavimo ciklai pateikti 19 paveiksle.

Iš pateiktų priklausomybių (žr. 18 pav.) matyti, kad pavienio kavitacinio burbulo skersmens dinamika (žr. 18 pav., raudona kreivė), kai $\Delta\tau = 600$ ns, skersmuo pasiekia maksimumą – $\sim 13 \mu\text{m}$. Praėjus maždaug $1,7 \mu\text{s}$ yra stebima nežymi osciliacija (žr. 18 pav., raudona kreivė, kai $1,2 \mu\text{s} \leq \Delta\tau \leq 3 \mu\text{s}$). Praėjus $3 \mu\text{s}$ nuo ragenos audinio ir lazerinės spinduliuotės sąveikos pradžios (žr. 18 pav., raudona kreivė, kai $3 \mu\text{s} \leq \Delta\tau \leq 11 \mu\text{s}$) skersmuo sumažėja du kartus ir nusistovėjęs kinta nežymiai. Kaip matyti iš 18 paveikslo egzistuoja tam tikra trukmė $\Delta\tau_n$, ties kuria kavitacinio burbulo skersmuo nebekinta arba kinta nežymiai. Parinkus visas vertes D_n nuo $\Delta\tau_n$ apskaičiuotas kavitacinio burbulo vidutinis nusistovėjęs skersmuo D_{avg} . Pavienio kavitacinio burbulo formavimo atveju, kai impulso energija vienam pluoštui lygi 700 nJ, apskaičiuotas kavitacinio burbulo vidutinis nusistovėjęs skersmuo D_{avg} buvo $(4,96 \pm 0,42) \mu\text{m}$ (žr. 18 pav., raudona kreivė, kai $3 \mu\text{s} \leq \Delta\tau \leq 11 \mu\text{s}$). Formuojant tris vienalaikius kavitacinius burbulus, kurie vienas nuo kito yra nutolę per $7,8 \mu\text{m}$ (žr. 18 pav., mėlyna kreivė), centrinio kavitacinio burbulo dinamika seka pavienio kavitacinio burbulo dinamiką. Įvertinus trijų vienalaikių kavitacinių burbulų gyvavimo ciklą, kai centrinis kavitacinis burbulas yra didžiausias (žr. 19 pav., kai $\Delta\tau = 0,30 \mu\text{s}$) matyti, kad kraštiniai kavitaciniai burbulai bando jungtis su centriniu, tačiau apskaičiuotas centrinio kavitacinio burbulo vidutinis nusistovėjęs skersmuo D_{avg} buvo $(4,92 \pm 0,42) \mu\text{m}$. Tai reiškia, kad tuo atveju, kai yra naudojamas trijų pluoštų difrakcinis daliklis ir suformuojami kavitaciniai burbulai yra nutolę per $7,8 \mu\text{m}$, o impulso energija vienam pluoštui lygi 700 nJ, kraštiniai kavitaciniai burbulai nedaro jokios įtakos centriniam kavitaciniam burbului. Kintant $\Delta\tau$ nuo $0 \mu\text{s}$ iki $11 \mu\text{s}$ matomas nežymus skersmenų tarpusavio nesutapimas. Tai galėtų būti dėl to, jog skersmuo ties kiekvienu $\Delta\tau$ išmatuotas suvidurkinus 50 kadru iš skirtingų to paties ragenos audinio zonų. Ragenos audinys yra sudarytas iš skirtingų tipų kolageno skaidulų, kurios tar-

pusavyje susijungdamos suformuoja 1 – 2 μm sluoksnius [47]. Gali būti, kad bandinio perstūmimo metu ragenos audinio bandinys nebuvo visiškai lygiagretus asferinio lęšio tiesiajam paviršiui, todėl perstūmimo metu pluoštas buvo fokusuojamas šiek tiek skirtinguose gyliuose. Dėl skirtingos ragenos audinio sandaros skirtinguose gyliuose galėjo nežymiai kisti ir kavitacinių burbulų skersmenys.



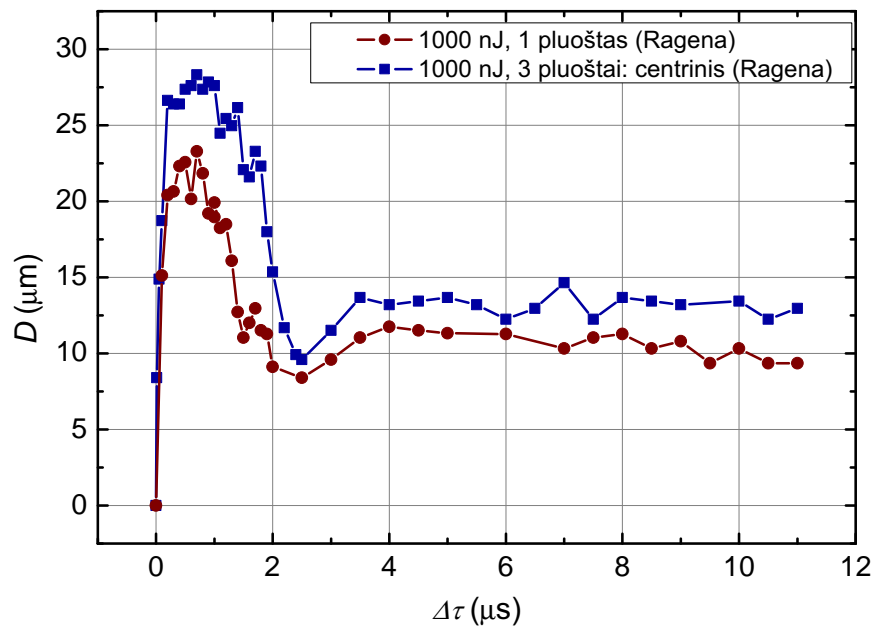
18 pav. *Ex vivo* kiaulės akies ragenos audinyje suformuoto pavienio kavitacinio burbulo (raudona kreivė) ir centrinio iš trijų vienaikių, kavitacinio burbulo (mėlyna kreivė) skersmenų D priklausomybė nuo trukmės tarp žadinančiojo ir zonduojančiojo impulsų $\Delta\tau$. Abiem atvejais impulso energija $E_{\text{žad}}$ vienam pluoštui – 700 nJ.



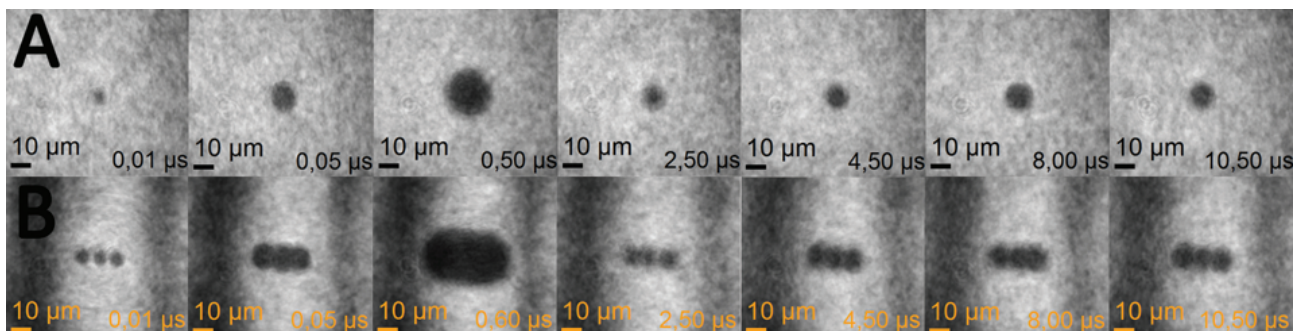
19 pav. *Ex vivo* kiaulės akies ragenos audinyje suformuoto pavienio kavitacinio burbulo (A) ir trijų vienaikių kavitacinių burbulų (B) gyvavimo ciklai. Abiem atvejais impulso energija $E_{\text{žad}}$ vienam pluoštui – 700 nJ. Kiekvieno kadro dešiniajame kampe pateikta trukmė atitinka trukmę, tarp žadinančiojo ir zonduojančiojo impulsų $\Delta\tau$.

Siekiant išsiaiškinti, ar trys vienaikiai kavitaciniai burbulai sąveikauja tarpusavyje *ex vivo* kiaulės akies ragenos audinyje, žadinančiojo impulso energija vienam pluoštui $E_{\text{žad}}$ buvo padidinta 1,4 karto. Palyginus 18 ir 20 paveikslus matyti, kad suformuoto kavitacinio burbulo skersmens dinamikos turi panašų pavidalą, kaip ir tuo atveju, kai $E_{\text{žad}} = 700$ nJ. Praėjus 1 μs nuo medžiagos ir

femtosekundinio aIR impulso sąveikos pradžios skersmuo pasiekia maksimalią vertę (žr. 20 pav., kai $0 \mu s \leq \Delta\tau \leq 1 \mu s$) bei yra stebimas skersmens minimumas, kai $\Delta\tau = 2,5 \mu s$. Po dar $1 \mu s$ (žr. 20 pav., kai $\Delta\tau = 3,5 \mu s$) kavitacinio burbulo skersmuo abiem atvejais nusistovi ir kinta nežymiai. Apskaičiavus kavitacinio burbulo vidutinį nusistovėjusį skersmenį D_{avg} , kai yra naudojamas vienas pluoštas, buvo gauta $(10,44 \pm 0,98) \mu m$ (žr. 20 pav., raudona kreivė, kai $3,5 \mu s \leq \Delta\tau \leq 11 \mu s$). Tuo atveju, kai buvo naudojami trys pluoštai, kurie formavo tris vienalaikius kavitacinius burbulus ragenos audinyje iš gyvavimo ciklo (žr. 21 pav., B, kai $\Delta\tau = 0,05 \mu s$) matyti trys atskiri kavitaciniai burbulai. Nepaisant to, ilgėjant trukmei po femtosekundinio aIR impulso sąveikos su medžiaga matyti, kad, kai $\Delta\tau = 0,6 \mu s$ (žr. 21 pav., B, kai $\Delta\tau = 0,6 \mu s$) trys kavitaciniai burbulai susijungia ir sąveikaudami tarpusavyje suformuoja vientisą pailgą kavitacinį burbulą. Iš dinamikos (žr. 20 pav., mėlyna kreivė) taip pat matyti, kad centrinio kavitacinio burbulo skersmuo didėja. Po fotoardymo proceso kiekviename iš kavitacinių burbulų lieka H_2 , CO , CH_4 garų mišinys su CH_2 ir CH_3 fragmentais [48], o kavitaciniams burbulams susijungus garai maišosi ir kaip rodo dinamika (žr. 20 pav., mėlyna kreivė) centrinio kavitacinio burbulo vidutinis nusistovėjęs skersmuo D_{avg} pasiekia $(13,11 \pm 0,75) \mu m$. Tai reiškia, kad tarpusavyje sąveikaujant trims kavitaciniams burbulams, kurie vienas nuo kito nutolę per $7,8 \mu m$, o impulso energija vienam pluoštui 1000 nJ , centrinio kavitacinio burbulo skersmuo padidėja 26% .



20 pav. *Ex vivo* kiaulės akies ragenos audinyje suformuoto pavienio kavitacinio burbulo (raudona kreivė) ir centrinio iš trijų vienalaikių, kavitacinio burbulo (mėlyna kreivė) skersmenų D priklausomybė nuo trukmės tarp žadinančiojo ir zondojančiojo impulsų $\Delta\tau$. Abiem atvejais impulso energija $E_{\text{žad}}$ vienam pluoštui – 1000 nJ .



21 pav. *Ex vivo* kiaulės akies ragenos audinyje suformuoto pavienio kavitacinio burbulo (A) ir trijų vienalaikių kavitacinių burbulų (B) gyvavimo ciklai. Abiem atvejais impulso energija E_{zad} vienam pluoštui – 1000 nJ. Kiekvieno kadro dešiniajame kampe pateikta trukmė atitinka trukmę, tarp žadinančiojo ir zonduojančiojo impulsų $\Delta\tau$.

Buvo įvertintas sukuriamas naudingas tūris esant skirtingoms fokusavo sąlygoms ir impulso energija vienam pluoštui. Tuo atveju, jei buvo naudojamas difrakcinis daliklis ir buvo formuojami trys vienalaikiai kavitaciniai burbulai, D_{avg} buvo skaičiuojamas kiekvienam sudarytam kavitaciniam burbului atskirai ir įvertintas kiekvieno kavitacinio burbulo tūris. Kiekvieno iš suformuotų kavitacinių burbulų tūris buvo skaičiuojamas tariant, kad kavitacinis burbulas turi sferos formą. Norint kiekybiškai įvertinti ir palyginti naudingą sukuriamą tūrį su difrakciniu dalikliu ir be jo, esant tai pačiai energijai vienam pluoštui, difrakcinio daliklio naudojimo atveju buvo skaičiuojamas bendras visų trijų kavitacinių burbulų tūris, o esant vienam kavitaciniam burbului – jo tūris buvo dauginamas iš trijų. Šių tūrių santykis ΔV buvo skaičiuojamas taip:

$$\Delta V = \frac{V_1 + V_2 + V_3}{3 \times V'}, \quad (13)$$

čia V_1 , V_2 ir V_3 – difrakciniu dalikliu sukurtų kavitacinių burbulų tūriai ir V' – pavienio kavitacinio burbulo sukurtas tūris. Gauti rezultatai pateikti 3 lentelėje.

3 lentelė. kavitacinių burbulų sukurto naudingo tūrio priklausomybė nuo fokusavo sąlygų. Esant vienam pluoštui – sukurtas tūris dauginamas iš trijų.

Fokusavimo sąlygos	Energija, nJ	Sukurtas tūris, μm^3
Vienas pluoštas	700	191,67
Trys vienalaikiai pluoštai	700	190,96
Vienas pluoštas	1000	1787,40
Trys vienalaikiai pluoštai	1000	2533,67

Iš 3 lentelėje pateiktų rezultatų matyti, kad sukurtas naudingas tūris, kai impulso energija vienam pluoštui 700 nJ, nepadidėja net ir tada, kai yra naudojamas į tris pluoštus pagrindinį pluoštą dalinantis difrakcinis daliklis. Tai dar vienas įrodymas, kad esant tokioms sąlygoms kavitaciniai burbulai tarpusavyje nesąveikauja arba sąveika yra minimali, kurios nepavyksta užregistruoti. Tuo tarpu, kai impulso energija vienam pluoštui yra 1000 nJ sukurtų tūrių santykis siekia 1,42. Tai reiškia, kad dėl

naudojamo difrakcinio daliklio vienu šūviu sukuriamas naudingas tūris yra 42 % didesnis, nei tuo atveju, kai naudojamas vienas pluoštas.

5 Rezultatų aptarimas

Šiame darbe buvo tiriamos femtosekundiniu Yb:KGW kietojo kūno lazerio fundamentine aIR (1026 nm) spinduliuote indukuotų kavitacinių burbulų dinamikos bei kavitacinių burbulų tarpusavio sąveikos distiliuotame vandenyje, želatinoje ir *ex vivo* kiaulės akies ragenoje.

Distiliuotame vandenyje atlikti tyrimai parodė, kad esant energijos tankiui $127,3 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$ penki vienu metu formuojami kavitaciniai burbulai, naudojant difrakcinį daliklį, sąveikauja ir susijungia į vientisą kavitacinį burbulą. Susidariusi elipsės formos struktūra iš kraštų traukiasi į centrą ir sumažėja. Po kelių osciliacijų kavitacinis burbulas įgyja neapibrėžtą formą ir pranyksta. Tuo tarpu atlikus analogišką eksperimentą didesnio tankio terpėje – želatinoj, kuri savo sandara artimai akies ragenai, kavitacinių burbulų tarpusavio sąveika nebuvo stebima. Taip galėjo būti dėl to, kad dalis energijos, skirtos kavitacinio burbulo formavimui, buvo skirta terpės elastingumo jėgoms nugalėti. Atliekant eksperimentus želatinoje buvo įvertinta ir trijų kavitacinių burbulų sąveika, kai atstumas tarp jų buvo 7, 8 μm . Esant energijoms, artimoms slenkstinėms – 300 nJ ir 500 nJ, kavitacinių burbulų tarpusavio sąveikos nebuvo.

Atliekant eksperimentus šiuolaikinių femtosekundinių lazerinių sistemų refrakcinei chirurgijai energijų diapazone [41] želatinoje ir *ex vivo* kiaulės akies ragenoje, kai impulso energija vienam pluoštui siekia 1 μJ , formuojant tris vienalaikius pluoštus. Iš rezultatų matyti, kad centrinio kavitacinio burbulo dinamikos skiriasi – ragenoje centrinio kavitacinio burbulo skersmuo maksimalią ir minimalią vertes įgyja 2 kartus lėčiau, nei ragenoje. Kolageno skaidulos yra kompleksinės, o ragenos audinyje jos yra sudarytos iš skirtingo tipo kolageno junginių, kurie skirtingai reaguoja į temperatūros gradientus [47]. Skirtingi kolageno junginiai gali veikti kaip slopintuvai, kurie sulėtina energijos mainus aplink kavitacinio burbulo zoną taip sumažinantys kavitacinio burbulo skersmens plitimo ir sumažėjimo greičius. Akies ragenos audinys yra sudėtingas bandinys, kuris keičiasi keičiantis aplinkos sąlygoms, todėl ypatingai sudėtinga atlikti pakartotinius eksperimentus. Nepaisant to, jog želatinoje ir akies ragenos audinyje kavitacinio burbulo plitimo greičiai skiriasi, galutinai suformuotų kavitacinių burbulų skermenys paklaidų ribose sutampa. Tai reiškia, kad visi atlikti eksperimentai želatinos bandinyje gali būti tiesiogiai pritaikomi *in vivo* akies ragenoje. *Ex vivo* kiaulės akies ragenoje gauta, kad naudojant difrakcinį daliklį, kuris sukuria tris vienalaikius kavitacinius burbulus, ir esant tam tikroms fokusavimo sąlygoms bendras sukurtas kavitacinių burbulų tūris, esant 1 μJ impulso energijai, išauga 42 %. Tai reiškia, kad naudojant šį difrakcinį daliklį lazerinės chirurgijos refrakcinės korekcijos procedūros metu kavitaciniai burbulai gali būti formuojami didesniais atstumais nei įprastai. Tai potencialiai galėtų sumažinti vidutinę lopo formavimo procedūros trukmę, kuri šiuo metu naudojamose lazerinėse sistemose svyruoja nuo 8 s iki 60 s [49].

6 Tolimesni tyrimai

Kol kas buvo išsiaiškinta kavitacinių burbulų tarpusavio sąveika esant tik vienoms fokusavo sąlygoms. Šiuolaikinių femtosekundinių lazerinių sistemų refrakcinei chirurgijai tikslas yra kuo labiau sumažinti impulso energiją reikalingą lopo atidalinimui. Todėl siekiant sumažinti impulso energiją, reiktų atlikti eksperimentus su didesne skaitine apertūra, t.y. kuo mažesniu pluoštu židinyje. Tai reikštų, kad reiktų keisti ir atvaizdavimo sistemą, kuri turėtų didelį kontrastą ir leistų išskirti dar mažesnius kavitacinius burbulus. Atsižvelgiant į tai, skaitinė apertūra negali būti pernelyg padidinta, nes didesnio skersmens pluoštas reikalauja didesnių matmenų pluošto nukreipimo bei pluošto matmenų keitimo optiniai elementai. Tai reiškia, kad lazerinė sistema su per ne lyg didele skaitine apertūra gali būti didelė ir per sudėtinga eksploatuoti. Tai prieštarautų naujos kartos femtosekundinių lazerių sistemų kūrimo principams, kurie teigia, kad sistema turėtų būti nesudėtinga ir lengvai, per kelias valandas, pervežama iš vienos klinikos į kitą. Esant didžiausiam pluoštui, kiek leidžia lazerinės sistemos matmenys, reiktų ištirti kelių pluoštų sąveiką su galimybe keisti atstumą tarp pluoštų. Tai leistų nustatyti optimalų atstumą tarp pluoštų su kuo mažesne impulso energija. Iš atliktų tyrimų matyti, kad tinkamai paruoštas želatinos bandinys visiškai atitinka *ex vivo* kiaulės akies ragenos audinį ir jame vykstančias sąveikas. Tai reiškia, kad *ex vivo* kiaulės akies ragenos audinį tolimesniuose tyrimuose galima pakeisti želatinos bandiniu.

Rezultatai ir išvados

Šiame darbe buvo tiriamos femtosekundiniais aIR lazerio impulsais distiliuotame vandenyje, želatinos terpėje, kuri savo sudėtimi yra artima žmogaus ragenai bei *ex-vivo* kiaulės akies ragenoje indukuotų kavitacinių burbulų dinamikos, iširtos kavitacinių burbulų tarpusavio dinamikos, nustatytos kavitacinių burbulų susidarymo ir susitraukimo trukmės.

- Įvertinus vieno kavitacinio burbulo skersmens dinamiką želatinoje nustatyta, kad kintant energijos tankiui nuo $4,8 \text{ J/cm}^2$ iki $127,3 \text{ J/cm}^2$ maksimalus kavitacinio burbulo skersmuo didėja nuo $10 \mu\text{m}$ iki $50 \mu\text{m}$ ir yra 30 % mažesnis nei distiliuotame vandenyje.
- Stebint vieno kavitacinio burbulo, aplink kurį tuo pačiu laiko momentu buvo formuojami keturi kavitaciniai burbulai, o atstumas iki jų buvo pusė maksimalaus kavitacinio burbulo skersmens, nustatyta, kad distiliuotame vandenyje kavitaciniai burbulai sąveikauja tarpusavyje ir suformuoja vientisą elipsės formos kavitacinį burbulą, kurio susitraukimas vyksta išilgai kavitacinių burbulų išsidėstymo kryptiai.
- Ištyrus vieno centrinio kavitacinio burbulo dinamiką želatinoje, aplink kurį tuo pačiu laiko momentu buvo formuojami keturi kavitaciniai burbulai, o atstumas tarp jų buvo 1,25 karto mažesnis, nei kavitacinio burbulo maksimalus skersmuo, nustatyta, kad kavitaciniai burbulai tarpusavyje nesąveikauja.
- Ištyrus kavitacinio burbulo dinamiką, aplink kurį vienu laiko momentu buvo formuojami kiti du kavitaciniai burbulai nutolę per 1,3 karto mažesnę atstumą, nei sudaryto kavitacinio burbulo skersmuo, nuo tiriamojo, nustatyta, kad kavitaciniai burbulai sąveikauja tarpusavyje ir dėl to, kad susijungia, želatinoje suformuoja 22 %, o *ex vivo* kiaulės akies ragenos audinyje 26 % didesnę kavitacinį burbulą, nei suformuoja vienas kavitacinis burbulas esant tokiam pat energijos tankiui.
- Įvertinus *ex vivo* kiaulės akies ragenoje trijų vienu metu formuojamų kavitacinių burbulų sukurtą tūrį nustatyta, kad tūris, dėl jų susijungimo, padidėja 42 %, nei tuo atveju, jei trys kavitaciniai burbulai būtų formuojami skirtingais laiko tarpais.

Literatūra

- [1] R. Duffey, D. Leaming, Us trends in refractive surgery: 2004 ISRS/AAO Survey, *Journal of Refractive Surgery* **21**(6), 742–748 (2005).
- [2] I. Pallikaris, M. E. Papatzanaki, E. Z. Stathi, O. Frenschok, A. Georgiadis, Laser in situ keratomileusis, *Lasers in Surgery and Medicine* **10**(5), 463–468 (1990).
- [3] I. Ratkay-Traub, T. Juhasz, C. Horvath, C. Suarez, K. Kiss, I. Ferincz, R. Kurtz, Ultra-short pulse (femtosecond) laser surgery: initial use in lasik flap creation, *Ophthalmology clinics of North America* **14**(2), 347–355 (2001).
- [4] P. Binder, Flap dimensions created with the IntraLase FS laser, *Journal of Cataract and Refractive Surgery* **30**(1), 26–32 (2004).
- [5] Y. Murakami, E. E. Manche, Comparison of intraoperative subtraction pachymetry and postoperative anterior segment optical coherence tomography of laser in situ keratomileusis flaps, *Journal of Cataract and Refractive Surgery* **37**(10), 1879–1883 (2011).
- [6] W. Sekundo, K. Kunert, C. Russmann, A. Gille, W. Bissmann, G. Stobrawa, M. Sticker, M. Bischoff, M. Blum, First efficacy and safety study of femtosecond lenticule extraction for the correction of myopia: Six-month results, *Journal of Cataract and Refractive Surgery* **34**(9), 1513–1520 (2008).
- [7] W. Sekundo, K. S. Kunert, M. Blum, Small incision corneal refractive surgery using the small incision lenticule extraction (SMILE) procedure for the correction of myopia and myopic astigmatism: results of a 6 month prospective study, *The British Journal of Ophthalmology* **95**(3), 335–339 (2011).
- [8] T. H. Maiman, Optical and microwave-optical experiments in ruby, *Physical Review Letters* **4**(11), 1960 (1960).
- [9] S. Trokel, R. Srinivasan, B. Braren, Excimer laser surgery of the cornea, *American Journal of Ophthalmology* **96**(6), 710–715 (1983).
- [10] T. Seiler, G. Kahle, M. Kriegerowski, Excimer laser (193 nm) myopic keratomileusis in sighted and blind human eyes, *Journal of Refractive and Corneal Surgery* **6**(3), 165–173 (1990).
- [11] C. A. Puliafito, R. Steinert, T. Deutsch, F. Hillenkamp, E. Dehm, C. Adler, Excimer laser ablation of the cornea and lens. experimental studies, *Ophthalmology* **92**(6), 741–748 (1985).
- [12] D. Reinstein, T. Archer, M. Gobbe, The history of LASIK, *Journal of Refractive and Corneal Surgery* **28**(4), 291–298 (2012).

- [13] T. Juhasz, G. A. Kastls, C. Suarez, Z. Bor, W. E. Bron, Time-resolved observations of shock waves and cavitation bubbles generated by femtosecond laser pulses in corneal tissue and water, *Lasers in Surgery and Medicine* **19**(1), 23–31 (1996).
- [14] A. Aristeidou, E. V. Taniguchi, M. Tsatsos, R. Muller, C. McAlinden, R. Pineda, E. I. Paschalis, The evolution of corneal and refractive surgery with the femtosecond laser, *Eye and Vision* **2**(12) (2015).
- [15] W. Sekundo, K. S. Kunert, M. Blum, Small incision corneal refractive surgery using the small incision lenticule extraction (SMILE) procedure for the correction of myopia and myopic astigmatism: results of a 6 month prospective study, *The British Journal of Ophthalmology* **95**(3), 335–339 (2011).
- [16] D. Z. Reinstein, T. J. Archer, M. Goobe, Small incision lenticule extraction (SMILE) history, fundamentals of a new refractive surgery technique and clinical outcomes, *Eye and Vision* **1**(3) (2014).
- [17] Z. Shen, K. Shi, Y. Yu, X. Yu, Y. Lin, K. Yao, Small Incision Lenticule Extraction (SMILE) versus Femtosecond Laser-Assisted In Situ Keratomileusis (FS-LASIK) for Myopia: A Systematic Review and Meta-Analysis, *PloS ONE* **11**(12) (2016).
- [18] M. Ang, D. Tan, J. S. Mehta, Small incision lenticule extraction (SMILE) versus laser in-situ keratomileusis (LASIK): study protocol for a randomized, non-inferiority trial, *Trials* **13**(75) (2012).
- [19] Y. C. Liu, H. P. Ang, E. P. W. Teo, N. C. Lwin, G. H. F. Yam, J. S. Mehta, Wound healing profiles of hyperopic-small incision lenticule extraction (SMILE), *Scientific Reports* **6**(29802) (2016).
- [20] M. Blum, K. S. K. U. Vossmerbaumer, W. Sekundo, Femtosecond lenticule extraction (ReLEx) for correction of hyperopia - first results, *Graefe's Archive for Clinical and Experimental Ophthalmology* **251**(1), 349–355 (2012).
- [21] L. Lucas, J. Zhang, Femtosecond laser micromachining: A back-to-basics primer, *Applied Energetics* **27**(4), 29 (2012).
- [22] M. H. Niemz, *Laser – Tissue Interactions*, 306 (Springer, 2007).
- [23] F. Dausinger, *Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications* (Springer, 2004).
- [24] A. Vogel, J. Noack, K. Nahen, D. Theisen, S. Busch, U. Parlitz, D. Hammer, G. Noojin, B. Rockwell, R. Birngruber, Energy balance of optical breakdown in water at nanosecond to femtosecond time scale, *Applied Physics B: Lasers and Optics* **68**, 271–280 (1999).

- [25] J. Noack, A. Vogel, Laser-induced plasma formation in water at nanosecond to femtosecond time scales: Calculation of thresholds, absorption coefficients and energy density, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **35**(8), 1156–1167 (1999).
- [26] G. Askar'yan, A. Prokhorov, I. Chanturiya, G. Shipulo, The effects of a laser beam in a liquid, *Soviet Physics: Journal of Experimental and Theoretical Physics* **17**, 1463–1465 (1963).
- [27] E. Carome, E. Carreira, C. Prochaska, Photographic studies of laser-induced pressure impulses in liquids, *Applied Physics Letters* **11**, 64–66 (1967).
- [28] M. Felix, A. Ellis, Laser-induced liquid breakdown – a step-by-step account, *Applied Physics Letters* **19**, 484–486 (1971).
- [29] A. Vogel, W. Lauterborn, Acoustic transient generation by laser-produced cavitation bubbles near solid boundaries, *Acoustical Society of America* **84**, 719 (1988).
- [30] A. Vogel, W. Hentschel, J. Holzfuß, W. Lauterborn, Cavitation bubble dynamics and acoustic transient generation in ocular surgery with pulsed neodymium: [yag] lasers, *Ophthalmology* **93**, 1259–1269 (1986).
- [31] A. Vogel, W. Lauterborn, R. Timm, Optical and acoustical investigations of the dynamics of laser-produced cavitation bubbles near a solid boundary, *Journal of Fluid Mechanics* **206**, 299–338 (1989).
- [32] J. Noack, *Optischer Durchbruch in Wasser mit Laserpulsen zwischen 100 ns und 100 fs, Doktorarbeit*, 113 (Universität Lubeck, 1998).
- [33] W. Lauterborn, A. Vogel, Shock wave emission by laser generated bubbles, *Bubble Dynamics and Shock Waves* 67–103 (2013).
- [34] O. Lindau, W. Lauterborn, Cinematographic observation of the collapse and rebound of a laser-produced cavitation bubble near a wall, *Journal of Fluid Mechanics* **479**, 327–348 (2003).
- [35] H. W. Strube, Numerical investigations on the stability of nonspherically oscillating bubbles, *Acustica* **25**(1), 289–303 (1971).
- [36] L. Rayleigh, On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity, *Philosophical Magazine Series 6* **34**(200), 94–98 (1917).
- [37] R. Evans, S. Camacho-Lopez, F. Perez, G. Aguilar, Pump probe imaging of nanosecond laser induced bubbles in agar gel, *Optical Society of America* **16**(10), 7481–7492 (2008).
- [38] K. Y. Lim, P. A. Quinto-Su, E. Klaseboer, B. C. Khoo, V. Venugopalan, C.-D. Ohl, Nonspherical laser-induced cavitation bubbles, *The American Physical Society* **81** (2010).

- [39] W. M. Steen, J. Mazumder, *Laser Material Processing, 4th Edition*, 558 (Springer, 2010).
- [40] E. A. Brujan, A. Vogel, Stress wave emission and cavitation bubble dynamics by nanosecond optical breakdown in a tissue phantom, *Journal of Fluid Mechanics* **558**, 281–308 (2006).
- [41] G. Reggiani-Mello, R. R. Krueger, Comparison of commercially available femtosecond lasers in refractive surgery, *Expert Review of Ophthalmology* **6**(1), 55–65 (2011).
- [42] H. K. Soong, J. B. Malta, Femtosecond lasers in ophthalmology, *American Journal of Ophthalmology* **147**(2), 189–197 (2009).
- [43] S. Middleton, Porcine ophthalmology, *The Veterinary clinics of North America. Food animal practice* **26**(3), 557–572 (2010).
- [44] I. Sanchez, R. Martin, F. Ussa, I. Fernandez-Bueno, The parameters of the porcine eyeball, *Graefe's Archive for Clinical and Experimental Ophthalmology* (2011).
- [45] G. D. Kymionis, V. P. Kankariya, A. D. Plaka, D. Z. Reinstein, Femtosecond laser technology in corneal refractive surgery: a review, *Journal of Refractive Surgery* **28**(12), 912–920 (2012).
- [46] T. Lim, S. Yang, M. Kim, H. Tchah, Comparison of the IntraLase femtosecond laser and mechanical microkeratome for laser in situ keratomileusis, *American Journal of Ophthalmology* **141**(5), 833–839 (2006).
- [47] A. Vogel, V. Venugopalan, Mechanisms of pulsed laser ablation of biological tissues, *Chemical Reviews* **103**(2), 577–644 (2003).
- [48] A. Heisterkamp, T. Ripken, T. Mamom, W. Drommer, H. W. W. Ertmer, H. Lubatschowski, Nonlinear side effects of fs pulses inside corneal tissue during photodisruption, *Applied Physics B: Lasers and Optics* **74**(4), 419–425 (2002).
- [49] A. Issa, U. A. Hassany, Femtosecond laser flap parameters and visual outcomes in laser in situ keratomileusis, *Journal of Cataract and Refractive Surgery* **37**(4), 665–674 (2011).

Simas Sobutas

PAŽEIDIMŲ DINAMIKA AKIES RAGENOS AUDINYJE IR JAM ARTIMOSE MODELINĖSE
TERPĖSE, FEMTOSEKUNDINIAIS LAZERIO IMPULSAIS, ATLIEKANT REFRAKcinę
CHIRURGIJĄ

Santrauka

Šio darbo tikslas buvo ištirti kavitacinius burbulus, kurie buvo formuojami, distiliuotame vandenyje, želatinoje ir *ex vivo* kiaulės akies ragenos audinyje, naudojant aIR (1026 nm) femtosekundinius impulsus.

Siekiant analizuoti formuojamų kavitacinių burbulų dinamikas skaidriose terpėse buvo sukonstruota dviejų tarpusavyje sinchronizuotų aIR femtosekundinių lazerių sistema. Naudojant kelis difrakcinius pluošto daliklius (DBS) bandiniuose buvo formuojami vienalaikiai trys ir penki kavitaciniai burbulai, kurie vienas nuo kito buvo nutolę skirtingais atstumais. Eksperimentai buvo įgyvendinti esant skirtingoms impulso energijoms, vienam pluoštui, kurios šiandien yra naudojamos LASIK (angl. *laser-assisted in situ keratomileusis*) ir SMILE (angl. *small incision lenticule extraction*) lazerinės refrakcinės chirurgijos procedūrų metu. Formuojant penkis vienalaikius kavitacinius burbulus buvo nustatyta, kad jie tarpusavyje nesąveikauja, todėl nedaro įtakos vienas kito dinamikai, kai atstumai tarp kavitacinių burbulų yra 1,25 karto mažesnis, nei centrinio kavitacinio burbulo skersmuo, o impulso energija vienam pluoštui kito nuo 300 nJ iki 1000 nJ. Sumažinus atstumą 1,3 karto lyginant su susidariusio kavitacinio burbulo skersmeniu, buvo pastebėta, kad galutinis suformuotas kavitacinis burbulo skersmuo želatinoje padidėja 22 %, o *ex vivo* kiaulės akies ragenos audinyje 26 %, kai energijos tankis išlieka tas pats. Tuo tarpu, kai impulso energija vienam pluoštui buvo 1000 nJ, trys vienalaikiai kavitaciniai burbulai *ex vivo* kiaulės akies ragenos audinyje suformavo 42 % didesnę bendrą pažeidimą, nei tuo atveju, jei trys kavitaciniai burbulai būtų formuojami skirtingais laiko tarpais.

Atlikti tyrimai parodė, kad difrakcinių pluošto daliklių naudojamas, femtosekundinėse lazerinėse sistemos refrakcinei chirurgijai, procedūrų trukmės galima sutrumpinti kelis kartus nepadarant įtakos suformuotų paviršių optinei kokybei.

DYNAMICS OF FEMTOSECOND PULSES INDUCED BUBBLES IN CORNEAL TISSUE AND ITS MODEL MEDIA DURING REFRACTIVE EYE SURGERY

Summary

The aim of this work is to investigate dynamics of cavitation bubbles in distilled water, gelatin and corneal tissue of *ex vivo* porcine eye induced by nIR (1026 nm) femtosecond pulses.

In order to explore and discuss the dynamics of cavitation bubbles induced in transparent media the optical setup including two synchronized nIR femtosecond laser systems was designed. Diffractive Beam Splitters (DBS) were used to form three and five cavitation bubbles separated in different distances between their centers. The experiments in model media, similar to *ex vivo* porcine eye with variable distances between cavitation bubbles, were performed. Different pulse energies relevant for flap and lenticule formation during LASIK (laser-assisted in situ keratomileusis) and SMILE (small incision lenticule extraction) treatments were used. During the formation of five cavitation bubbles it was demonstrated, that five bubbles do not interact with each other when the distance between their centers is increased by the factor of 2 in relation to the maximum diameter when the energy varies between 300 nJ / bubble and 1000 nJ / bubble. Nevertheless, it was shown that decreased spacing between cavitation bubbles by the factor of 5 increased the bubble size by 20 % in comparison with single cavitation bubble using 1000 nJ / bubble.

Using corneal tissue of *ex vivo* porcine eye, it was shown that using DBS to form three foci in media, when the pulse energy is 1 μJ , cavitation bubbles interact with each other and create 42 % more volume than three cavitation bubbles which would be formed near each other, but at different time intervals.

SOBUTAS, Simas. *Pažeidimų dinamika akies ragenos audinyje ir jam artimose modelinėse terpėse, femtosekundiniais lazerio impulsais, atliekant refrakcinę chirurgiją*: Lazerinės fizikos ir optinių technologijų magistrantūros studijų programos baigiamasis darbas. Vad. prof. dr. Mikas Vengris. Vilnius: Vilniaus universitetas Fizikos fakultetas, 2017, 42 p.

Šiame darbe buvo tiriamos femtosekundiniu Yb:KGW kietojo kūno lazerio fundamentine aIR (1026 nm) spinduliuote indukuotų kavitacinių burbulų dinamikos bei kavitacinių burbulų tarpusavio sąveikos distiliuotame vandenyje, želatinoje. Aptariami femtosekundinių lazerinių sistemų refrakcinei chirurgijai energijų diapazone *ex vivo* kiaulės akies ragenoje atlikti eksperimentai ir rezultatai.