

VILNIAUS UNIVERSITETAS

ir

VALSTYBINIS MOKSLINIS TYRIMŲ INSTITUTAS  
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

Karolis Viskontas

**NANOSTRUKTŪRINIŲ DARINIŲ, SKIRTŲ  
SKAIDULINIŲ LAZERIŲ MODŲ SINCHRONIZACIJAI,  
FORMAVIMAS IR PRITAIKYMAS, ELIMINUOJANT  
LAISVOS ERDVĖS ELEMENTUS**

Daktaro disertacija,  
Technologijos mokslai, medžiagų inžinerija (08T)

Vilnius 2016

Disertacija rengta 2011-2015 metais valstybinio mokslinių tyrimų instituto Fizinių ir technologijos mokslų centro lazerinių technologijų skyriuje. Didžioji dalis eksperimentų buvo atlikta UAB „Ekspla“ įmonės ir FTMC lazerinių technologijų skyriaus laboratorijose. Kiti tyrimai buvo atlikti Tamperės technologijos universiteto (TUT) optoelektronikos skyriaus laboratorijose mokslinės stažuotės metu. Dalis tyrimuose naudotų bandinių buvo pagaminti kooperuojantis su mokslininkų grupėmis Vilniaus universiteto Chemijos fakulto Neorganinės chemijos ir FTMC Optoelektronikos skyriaus laboratorijose. Kai kurie bandinių paruošimo darbai buvo atlikti bendradarbiaujant su UAB „Altechna“. Kiti eksperimentuose naudoti bandiniai buvo pirkti iš komercinių tiekėjų.

**Mokslinis vadovas:**

Dr. Kęstutis Regelskis (Fizinių ir technologijos mokslų centras, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija 08T).

**Konsultantas:**

Dr. Nerijus Rusteika (Fizinių ir technologijos mokslų centras, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija 08T).

# Turinys

Padėka .....	6
Sutrumpinimų sąvadas .....	7
Įvadas .....	8
Aktualumas .....	10
Darbo tikslas ir uždaviniai .....	11
Darbo naujumas ir jo reikšmė .....	12
Ginamieji teiginiai .....	13
Autoriaus indėlis .....	14
Kitų bendraautorių indėlis .....	14
Autoriaus publikacijos .....	15
Autoriaus mokslinių pranešimų sąrašas.....	15
1 Literatūros apžvalga.....	19
1.1 Modų sinchronizacijos teorija .....	19
1.2 Ultratrumpųjų impulsų skaiduliniai lazeriai.....	22
1.2.1 Skaidulinių lazerių aktyvi terpė.....	24
1.2.2 Optiniai reiškiniai dispersinėje terpėje ir jų kompensavimo metodai .....	26
1.2.3 Įsisotinančio sugėriklio parametrų įtaka lazerio impulsinio režimo savaiminiam startavimui ir stabilumui.....	29
1.3 Įsotinimo energijos srautas mažos dimensijos nanostruktūriniuose dariniuose .....	32
1.3.1 Dimensinis kvantavimas. 3D, 2D, 1D ir 0D struktūros .....	33
1.3.2 Tiesinė ir netiesinė sugertis mažų dimensijų struktūrose.....	34
1.4 Įsisotinančių sugėriklių tipai .....	36
1.4.1 SESAM tipo sugėrikliai (2D struktūros).....	36
1.4.2 Anglies nanovamzdelių sugėrikliai (1D struktūros).....	42
1.4.3 PbSe kvantinių taškų sugėrikliai (0D struktūros).....	45
1.4.4 Dirbtiniai sugėrikliai ir kiti impulsų generavimo būdai .....	47
2 Tyrimo metodai.....	50

2.1	Netiesinių sugėriklio parametrų apibrėžimas ir jų matavimo metodika.....	51
2.1.1	Derinamo bangos ilgio pikosekundinis šviesos šaltinis .....	53
2.1.2	Netiesinių įsisotinančio sugėriklio parametrų matavimo eksperimentinė schema .....	57
2.2	Įsisotinančio sugėriklio krūvininkų relaksacijos trukmės matavimas	60
2.3	Sugėriklio integravimo į skaidulinį lazerio rezonatorių būdai.....	63
3	SESAM tipo sugėrikliai skaiduliniuose ultratrumpųjų impulsų lazeriuose.....	70
3.1	Optimalių parametrų SESAM paieška skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai.....	71
3.2	Skaidulinių lazerių modų sinchronizacijos mechanizmas ir darbiniai režimai .....	75
3.3	Išvados.....	84
4	SESAM struktūrų patikimumas ultratrumpųjų impulsų skaiduliniuose lazeriuose .....	86
4.1	Lėta SESAM degradacija.....	89
4.2	Greita SESAM degradacija .....	93
4.3	SESAM pažeidimo mechanizmai skirtingos konfigūracijos skaiduliniuose lazeriuose.....	97
4.4	Išvados.....	102
5	SESAM gaminimo ir implantavimo strategija.....	104
5.1.1	SESAM struktūra.....	104
5.1.2	Krūvininkų relaksacijos trukmės mažinimas implantuojant sunkiuosius jonus .....	111
5.1.3	Krūvininkų relaksacijos trukmės mažinimas implantuojant lengvuosius jonus .....	124
5.2	Išvados.....	128
6	Vienasienių anglies nanovamzdelių sugėriklių taikymas skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai .....	130



6.1	Anglies nanovamzdeliai tulio ir holmio skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai (I tipas) .....	131
6.1.1	V-CNT sugėriklių gaminimo metodika.....	131
6.1.2	V-CNT integravimas į optinės skaidulos mikrogriovelį .....	136
6.1.3	Tulio ir holmio skaidulinio lazerio modų sinchronizacija I tipo V-CNT.....	139
6.2	Anglies nanovamzdeliai iterbio aktyvios terpės skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai (II tipas).....	142
6.2.1	II tipo anglies nanovamzdeliai ir jų optinės savybės.....	142
6.2.2	Iterbio skaidulinio lazerio modų sinchronizacija II tipo V-CNT .....	146
6.3	Išvados.....	148
7	Kitų nanostruktūrinių įsisotinamųjų sugėriklių tinkamumas skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai .....	149
7.1	Švino selenido kvantinių taškų sugėrikliai.....	149
7.2	Sidabro nanoprizmių netiesinės optinės savybės .....	153
7.3	Išvados.....	157
	Disertacijos darbo rezultatai ir išvados.....	158
	Literatūros sąrašas.....	161

## Padėka

Nuoširdžiai dėkoju savo darbo vadovui dr. Kęstučiui Regelskiui už vadovavimą moksliniam darbui, skirtą laiką ir visokeriopą pagalbą tiek atliekant tyrimus, tiek ir ruošiant šį baigiamąjį darbą, už jo patarimus ir teigiamą kritiką.

Ypatingai esu dėkingas dr. Nerijui Rusteikai, be kurio šios disertacijos darbai nebūtų tinkamai atlikti. Jo naudingos novatoriškos idėjos ir patarimai buvo naudingi ne tik disertacijos darbui, bet ir mano mokslinės kvalifikacijos kėlimui. Kadangi jis buvo mano tiesioginis vadovas UAB „Ekspla“ įmonėje, jo dėka buvo inicijuoti pagrindiniai taikomieji tyrimai, kurie buvo labai svarbūs mano technologijos mokslų kryptims.

Dėkoju dr. Andrejui Michailovui už naudingą kritiką ir pagalbą ruošiant šį disertacijos darbą. Taip pat dėkoju dr. Gediminui Račiukaičiui už teisingas pastabas ir patarimus.

Ačiū FTMC lazerinių technologijų skyriaus ir įmonės UAB „Ekspla“ darbuotojams už geras mintis, idėjas ir pagalbą. Dėkoju doktorantui Rokui Danilevičiui, kuris parašė SESAM struktūrų modeliavimo programą. Taip pat dėkoju doktorantui Julijanui Želudevičiui, kurio patarimai ir žinios buvo labai naudingos atliekant eksperimentus.

Ypatingai dėkingas VU Chemijos fakulteto doktorantui Jurgiui Pilipavičiui už cheminės sintezės žinias ir bandinių ruošimą pasitelkus naujausias žinomas nanostruktūrinių darinių technologijas.

Dėkoju prof. Olegui Okhotnikovui už galimybę atlikti stažuotę Tamperės technologijos universitete.

Dėkoju dr. Evaldui Stankevičiui ir kitiems FTMC darbuotojams už tai, kad konsultavo įvairiais laboratorijos prietaisų naudojimo ir disertacijos ruošimo klausimais.

Dėkoju Lietuvos mokslo tarybai už suteiktą papildomą finansavimą bei galimybę stažuotis užsienyje.

## Sutrumpinimų sąvadas

SESAM	puslaidininkinis įsisotinančių sugėriklių veidrodis;
0D	nulinė dimensija;
1D	vienmatė dimensija;
2D	dvimatė dimensija;
3D	trimatė dimensija;
MBE	molekulinių pluoštų epitaksija;
AFM	atominių jėgų mikroskopas;
SEM	skenuojantis elektronų mikroskopas;
GVD	grupinių greičių dispersija;
GDD	grupinio vėlinimo dispersija;
ASE	sustiprinta priverstinė spinduliuotė;
CW	lazerio nuolatinės veikos režimas;
QS	lazerio kokybės moduliacijos režimas;
DL	darbinis lazerio langas;
ISA	indukuota netiesinė sugertis;
TPA	dvifotonė sugertis;
FCA	laisvų krūvininkų sugertis;
COD	kritinis optinis pažeidimas;
NA	skaitinė apertūra;
MDF	optinės skaidulos modos diametras;
AR	antirezonansinė;
FC/PC	skaidulų jungtis;
GRIN	gradientinis lūžio rodiklis;
ABCD	optinių pluoštų parametrų skaičiavimo matrica;
CFBG	„čirpuota“ Brego gardelė;
PBS	poliarizuotų optinių pluoštų daliklis;
PBC	poliarizuotų optinių pluoštų apjungiklis;
WDM	bangos ilgių tankintumas;
V-CNT	vienasieniai anglies nanovamzdeliai;
M-CNT	ant veidroduko padengti anglies nanovamzdeliai;
SM-CNT	mikrogriovelyje integruoti anglies nanovamzdeliai;
SNP	sidabro nanoprizmės;
SDS	sodos dodecil sulfatas;
P4VP	Poly-(4-vynil) piridinas;
DMF	N,N-dimetil formamidas;
ORMOCER	organiškai modifikuota keramika.

## Įvadas

Išilginių lazerio rezonatoriaus modų sinchronizacija yra vienintelis būdas generuoti itin trumpus ( $<10$  ps) optinius impulsus. Impulsinių lazerių evoliucijos pradžioje, labai brangios, nepatvarios ir didelių gabaritų sistemos buvo pritaikomos tik mokslinėse laboratorijose. Vystantis puslaidininkinėms technologijoms, buvo sukurti diodiniai kaupinimo šaltiniai, kurie turėjo padidinti ne tik efektyvumą bei patikimumą, bet ir atverti naujas galimybes kompaktizuoti ir pritaikyti tokius trumpų impulsų lazerius. Tačiau impulsų generavimui dažniausiai buvo naudojamos sudėtingos elektronikos aktyvios arba nepatikimos pasyvios modų sinchronizacijos technologijos. Tik dvidešimto amžiaus pabaigoje buvo atrasti daug paprastesni ir patikimesni pasyvūs modų sinchronizacijos būdai, naudojantys arba puslaidininkinius įsisotinančių sugėriklių veidrodžius (SESAM), arba optiniu Kero efektu pagrįstus dirbtinius sugėriklius.

Naujos puslaidininkinės technologijos paskatino vystytis ir telekomunikacijų industriją, kuri pradėjo naudoti optines skaidulas, todėl buvo sparčiai tobulinami skaiduliniai komponentai ir skaidulinės technologijos. Plataus spinduliavimo spektro retųjų žemių jonais legiruotos lydyto kvarco (skaidulinės) aktyvios terpės buvo idealios trumpų impulsų generavimui. Atradus SESAM tipo sugėriklius, pigesni, savaimiškai startuojantys ir patikimesni skaiduliniai itin trumpų impulsų lazeriai pradėjo konkuruoti su analogiškų išėjimo parametrų įprastais kieto kūno lazeriais. Šalia standartinio trumpų impulsų lazerių panaudojimo femtochemijos [1], spektroskopijos [2], dvifotonės mikroskopijos ir optinės metrologijos [3] srityse, monolitinė nereikalaujanti aptarnavimo kompaktinė skaidulinio lazerio konstrukcija atvėrė galimybes juos panaudoti medicinoje ar pramoninėse šakose, tokiose kaip lazerinis mikroapdirbimas [4].

Nors SESAM technologija naudojama daugiau kaip 25 metus, nebuvo atlikti ilgalaikiai ( $>5000$  h) tokių sugėriklių patikimumo tyrimai. Šie tyrimai yra būtini, siekiant įvertinti itin trumpų impulsų lazerio ilgaamžiškumą, nes

šiuolaikinėse sistemose būtent įsisotinantis sugėriklis yra mažiausiai atsparus optinei spinduliuotei. Be to, SESAM tipo sugėriklių gamybos technologija yra sudėtinga, o gamybai naudojamos medžiagos ne visada pritaikomos skirtingų bangos ilgių optinės spinduliuotės lazeriams. Skirtingai nei įprastų kieto kūno lazerių, skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai reikia didesnio netiesiškumo įsisotinamųjų sugėriklių (lyginant su įprastais kieto kūno lazeriais) [5], o tai dažnai pablogina SESAM tipo sugėriklio atsparumą optinei spinduliuotei. Be to, neigiamas optinės spinduliuotės poveikis įsisotinamajam sugėrikliui priklauso nuo jos parametrų (impulsų trukmės, energijos, impulsų pasikartojimo dažnio ir t.t.), todėl labai svarbu optimizuoti skaidulinio lazerio konfigūraciją, kuri ne tik būtų pakankamai universaliai pritaikoma, bet ir užtikrintų gerą sugėriklio patikimumą.

Visai neseniai buvo atrastos naujo tipo nanostruktūrinės medžiagos – anglies nanovamzdeliai, grafenas ir puslaidininkiniai kvantiniai taškai, kurių netiesinės optinės savybės niekuo nenusileido minėtų SESAM tipo sugėriklių savybėms [6][7]. Tokių medžiagų panaudojimas įsisotinamųjų sugėriklių gamybai atvėrė naujas integravimo į skaidulą galimybes, nes skirtingai nuo puslaidininkinių struktūrų, jas galima formuoti iš skystos fazės kambario temperatūroje, nenaudojant papildomos labai brangios įrangos. Tiek SESAM, kurių sugėriklis yra puslaidininkinės kvantinės duobės, tiek ir kitos nanostruktūrinės optiškai netiesinės medžiagos yra mažų dimensijų struktūros, o jų optines savybes lemia dimensinio kvantavimo efekto dydis.

Didžioji disertacijos dalis paskirta SESAM tipo įsisotinantiems sugėrikliams. Varijuojant parametrus SESAM auginimo metu (temperatūrą, struktūros storį ir tipą), galima tolygiai keisti visas svarbiausias netiesines sugėriklio charakteristikas – atspindžio moduliacijos gylį, įsotinimo srautą ir krūvininkų relaksacijos trukmę. Suderinus šias charakteristikas ir parenkant atitinkamus rezonatoriaus parametrus (anomalios dispersijos kiekį, skaidulos ilgį) galima optimizuoti visus svarbiausius skaidulinių lazerių parametrus (impulsų trukmę, energiją ir pasikartojimo dažnį). Todėl pradžioje buvo nustatyta, kokios įsisotinamųjų sugėriklio savybės užtikrina patikimą

skaidulinio lazerio veikimą. Jas žinant buvo galima įvertinti SESAM ir skirtingų nanostruktūrinių darinių (kvantinių duobių, anglies nanovamzdelių ir t.t.) tinkamumą itin trumpų impulsų generavimui skaidulinėse terpėse. Reikiams parametrams nustatyti buvo sukurtos įsisotinančių sugėriklių tyrimo metodikos. Tokiu būdu buvo matuojami integruotų į skaidulą sugėriklių statiniai ir dinaminiai netiesiniai optiniai procesai. Suradus reikiamus parametrus, sukurtas metodas sugėriklių ilgaamžiškumui testuoti. Optimizuota patikimiausių SESAM tipo sugėriklių gamybos technologija, siekiant juos pritaikyti skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai. Pagaminti ir charakterizuoti anglies nanovamzdelių, kvantinių taškų, sidabro nanoprizmių įsisotinantys sugėrikliai.

## **Aktualumas**

Skaiduliniai lazeriai yra atskira kieto kūno lazerių rūšis, kuri ypatingai tinkama patikimo itin trumpų impulsų lazerinio šaltinio sukūrimui, nes jų rezonatorius gali būti vientisa optinė skaidula, kurioje sklindanti šviesa yra dimensiškai ribojama ir lengvai užtikrinamas stabilus vienamodis režimas, o plačiajuostė akyvi terpė tinka net femtosekundinės trukmės impulsų generavimui. Pastaruoju metu toks pigus, patikimas ir nereikalaujantis aptarnavimo trumpų impulsų šaltinis populiarėjo visame pasaulyje ir pradėtas taikyti tiek įvairiose mokslo šakose, tiek ir industrijoje. Siekiant pikosekundinių impulsų trukmių skaidulinį lazerį įdiegti Lietuvos lazerių pramonei, buvo atlikti parengiamieji darbai, nustatyta preliminari lazerio konfigūracija, kuri užtikrino pakankamą impulso kokybę, tačiau jos patikimumas, atsparumas išoriniams veiksniams (temperatūrai, vibracijai ir t.t.) ir ilgaamžiškumas nebuvo žinomi. Kadangi įsisotinantis sugėriklis ir jo integravimo būdas daro didžiausią įtaką skaidulinio lazerio veikimo charakteristikoms ir jo ilgaamžiškumui, šios disertacijos ruošimo metu tirtos mažo dimensiškumo struktūros ir jų patikimumas užtikrino tolimesnę tokio itin trumpų impulsų lazerinio šaltinio taikymo perspektyvą.

Tinkamo įsisotinančio sugėriklio integravimas į skaidulinį lazerį ir atlikti ilgalaikio patikimumo tyrimai buvo naudingi kuriant lietuvišką komercinės paskirties produktą. Šiuo metu tokio tipo itin trumpų impulsų skaiduliniai lazeriai yra sėkmingai parduodami arba pritaikomi kieto kūno lazerių sistemose.

## **Darbo tikslas ir uždaviniai**

Šio darbo tikslas buvo pritaikyti skirtingų nanostruktūrinių medžiagų įsisotinančius sugėriklius skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai, nustatyti optimalius įsisotinančio sugėriklio parametrus tokio tipo skirtingų konfigūracijų lazeriams bei pagaminti, ištirti ir integruoti tinkamiausių parametru įsisotinantį sugėriklį į skaidulinio lazerio rezonatorių.

Siekiant darbo tikslo, buvo sprendžiami šie uždaviniai:

1. Sukurti įsisotinančio sugėriklio charakterizavimo metodus, sukonstruoti netiesinės sugerties ir sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmės matavimo schemas.
2. Įvertinti kokie įsisotinančio sugėriklio parametrai yra optimaliausi pasirinktos konfigūracijos skaidulinio lazerio modų sinchronizacijai.
3. Ištirti SESAM tipo sugėriklių ilgaamžiškumą – nuo kokių optinės spinduliuotės parametru jis priklauso ir kaip jį padidinti.
4. Nustatyti optimalias lazerių schemas, kurios užtikrintų generuojamų impulsų stabilumą ir sistemos patikimumą.
5. Sukurti ir pagaminti optimalių parametru SESAM tipo įsisotinantį sugėriklį.
6. Ieškoti alternatyvių mažos dimensijos struktūrų įsisotinančio sugėriklio gamybai, kurias būtų paprasta ir lengva integruoti į skaidulinę sistemą.

## Darbo naujumas ir jo reikšmė

Pirmą kartą buvo atlikti ilgalaikiai SESAM tipo sugėriklių patikimumo matavimai itin trumpų impulsų lazerio rezonatoriuje. Ilgalaikiai matavimai palyginti su pagreitintais matavimais ir nustatyta, kad pažeidimo mechanizmas skirtingas, todėl negalima vertinti įsisotinamo sugėriklio ilgaamžiškumą pagal kritinio optinio pažeidimo slenkstį. Sukurtos optimalios schemos, siekiant patikimo ir ilgaamžio itin trumpų impulsų (<10 ps) skaidulinio lazerio veikimo.

Pagamintas mažo sotes srauto ir didelio moduliacijos gylio SESAM tipo sugėriklis, kurio kvantinių duobių pirmoji eksitoninės sugerties juosta buvo ties  $\sim 1$   $\mu\text{m}$  bangos ilgiu, atitinkančiu Iterbiu legiruotos aktyvios terpės skaidulinio lazerio veikimo sritį. Atlikti tokios struktūros implantavimo sunkiaisiais (As) ir lengvaisiais (H) jonais eksperimentai, nustatyta kaip sukurti defektai įtakoja tiesines ir netiesines optines savybes.

Pirmą kartą sistemingai pademonstruota, kad mažinant puslaidininkio dimensiškumą galima pasiekti mažesnę sugėriklio sotes srautą  $\sim 1$   $\mu\text{m}$  bangos ilgių srityje, pradedant nuo SESAM (2D) ir baigiant PbSe kvantiniais taškais (0D).

Buvo pademonstruota, kad siekiant anglies nanovamzdelius naudoti skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai reikia dirbti ties jų pirmąją eksitoninės sugerties būseną, nes ties antrąją sugėriklio sotes srautas beveik dviem eilėm didesnis, todėl netinka pasirinktos konfigūracijos skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai. Išbandyta naujoviška anglies nanovamzdelių integravimo į skaidulą technologija, kada įsisotinantis sugėriklis suformuojamas vienamodės skaidulos mikro-griovelyje.

Eksperimentiškai parodyta, kad dirbti ties pirmąją eksitonine juosta yra būtina sąlyga bet kokio mažo dimensiškumo medžiagoms, norint turėti mažiausio įsotino srauto ir pakankamo netiesinio nuostolių moduliacijos gylio sugėriklių, tinkantį skaidulinių lazerių išilginių rezonatoriaus modų sinchronizacijai.



## Ginamieji teiginiai

1. Patikima savaiminė iterbiu legiruotos aktyvios terpės skaidulinio lazerio modų sinchronizacija užtikrinama tada, kai puslaidininkinio įsisotinančio sugėriklio veidrodžio (SESAM) soties energija yra eile mažesnė už rezonatoriuje cirkuliuojančio impulso energiją, o atspindžio moduliacijos gylis ne mažesnis nei 4%.
2. SESAM optinių parametrų degradavimo mechanizmas priklauso nuo sugėriklio įsotinio laipsnio – prie didelių soties parametro verčių ( $S > 73$ ), greičiau nei per 24 h įvyksta kritinis optinis pažeidimas ir sumažėja tiesinis atspindys, o prie mažesnių soties parametro verčių ( $S < 35$ ) stebimas lėtas ilgalaikis ( $> 1000$  h) netiesinių atspindžio parametrų degradavimas.
3. Didžiausias SESAM moduliacijos gylis ir mažiausias soties srautas yra ties bangos ilgiu, atitinkančiu kvantinių duobių pirmos eksitoninės juostos sugerties maksimumą, kurio spektrinę padėtį galima kontroliuoti puslaidininkinės struktūros auginimo metu.
4. Parenkant tinkamą anglies nanovamzdelių diametrą, galima pagaminti sugėriklį, kurio pirmoji eksitoninė sugerties būseną atitinka lazerio spinduliuotės bangos ilgį.
5. Matuojant vienasienių anglies nanovamzdelių netiesinę sugertį ties skirtingais optinių bangų ilgiais galima išskirti artimo diametro anglies nanovamzdelių chiralinius tipus.

## **Autoriaus indėlis**

Autorius konsultuodamasis su vadovu ir konsultantu sugalvojo ir atliko didžiąją dalį eksperimentų. Jis pats surinko netiesinio atspindžio ir sužadintų krūvininkų relaksacijos stendą. Juos naudodamas atliko eksperimentus ir analizavo rezultatus. Disertacijos tema publikavo keturis mokslinius straipsnius, iš kurių dviejuose buvo pagrindinis autorius.

## **Kitų bendraautorių indėlis**

Doktorantas Jurgis Pilipavičius išskaidė anglies nanovamzdelius ir suformavo kai kurias jų dangas ant stiklo ir veidrodžio. Taip pat, pagamino sidabro nanoprizmių sugėriklių bandinius, konsultavo cheminių bandinių paruošimo klausimais ir aktyviai bendradarbiavo.

Prof. Arūno Krotkaus grupė užaugino SESAM tipo sugėriklį, kuris aprašytas 5 skyriuje.

Dr. Vitalijus Kovalevskis atliko užauginto SESAM sugėriklio implantavimą sunkiaisiais ir lengvaisiais jonais, konsultavo įvairiais struktūrų modifikavimo klausimais ir atliko SESAM struktūros implantavimo modeliavimą.

Dr. Kęstutis Juškevičius pamatavo užauginto SESAM atspindžio spektrus prieš ir po implantavimo, konsultavo struktūros atkaitinimo bei kitais rūpimais klausimais.

Dr. Titas Gertus ir Mindaugas Mikutis lazerinės abliacijos būdu suformavo unikalų mikrogriovelį skaiduloje, aprašytą 6 skyriuje.

Doktorantas Simonas Indrišiūnas konsultavo ir padėjo analizuoti anglies nanovamzdelių SEM nuotraukas.

Doktorantas Rokas Danilevičius sukūrė SESAM struktūrų modeliavimo programą.

## Autoriaus publikacijos

### Disertacijos tema:

1. **K. Viskontas**, K. Regelskis and N. Rusteika, *All-fiber wavelength-tunable picosecond nonlinear reflectivity measurement setup for characterization of semiconductor saturable absorber mirrors*, Opt. Fiber Technol., 31 (2016), 74-82 (2016).
2. **K. Viskontas**, K. Regelskis and N. Rusteika, *Slow and fast optical degradation of the SESAM for fiber laser mode-locking at 1  $\mu\text{m}$* , Lith. J. Phys., 54 (3), 127-135 (2014).
3. J. Želudevičius, K. Regelskis, **K. Viskontas**, and G. Račiukaitis, *Yb-doped fiber ultrashort pulse generator based on self-phase modulation and alternating spectral filtering*, Optics Letters, Vol 40, issue 22, pp.5255-5258 (2015).
4. J. Želudevičius, R. Danilevičius, **K. Viskontas**, N. Rusteika, and K. Regelskis, *Femtosecond fiber CPA system based on picosecond master oscillator and power amplifier with CCC fiber*, Optics Express, Vol. **21**, Issue 5, pp. 5338-5345 (2013).

## Autoriaus mokslinių pranešimų sąrašas

1. **K. Viskontas**, J. Pilipavičius, O. Okhotnikov and N. Rusteika, *The Nonlinear Properties of Single-Walled Carbon Nanotube Saturable Absorber at E11 and E22 Transitions*, CLEO:2016, 5-10 June 2016, San Chose, USA (stendinis pranešimas).
2. **K. Viskontas**, M. Mikutis, J. Pilipavičius, R. Gumenyuk, O. Okhotnikov and N. Rusteika, *Fabrication of Single Wall Carbon Nanotube Saturable Absorber in the Micro-grooved Single Mode Fiber*, CLEO Europe EQEC 2015, 21-25 June 2015 Munich, Germany (stendinis pranešimas).
3. **K. Viskontas**, K. Madeikis and N. Rusteika, *All-fiber Wavelength-tunable Nonlinear Reflectivity Measurement Setup for Saturable Absorber Mirrors*,

The International Conference Northern Optics & Photonics NOP 2015, 2 - 4 June 2015, Lappeenranta, Finland (stendinis pranešimas).

4. **K. Viskontas** and N. Rusteika, *Criteria for Widely Tunable and Long-Term Operation of Mode-Locked All-Fiber Oscillator*, The International Conference on Advanced Laser Technologies, 6 - 10 October 2014, Cassis, France (stendinis pranešimas).

5. **K. Viskontas**, N. Rusteika, K.Regelskis, *Long Term Optical Degradation Study of the Semiconductor SAM Suitable for Fiber Laser Mode-locking at 1  $\mu\text{m}$* , XX th Lithuania-Belarus seminar Lasers and Optical Nonlinearity, 21-22 November 2013, Vilnius (žodinis pranešimas).

6. **K. Viskontas**, N. Rusteika, *Optimization of Splicing Parameters For Single-Mode Hollow Core Photonic Bandgap Fiber For Monolithic Pulse Compressor*, 7<sup>th</sup> International Summer School, New Frontiers in Optical Technologies, 5-9 August 2013, Tampere, Finland (stendinis pranešimas).

7. **K. Viskontas**, S. Frankinas, N. Rusteika, *Vienamodės tuščiavidurės šerdies fotoninių kristalų skaidulos suvirinimo parametrų optimizavimas monolotiniam impulsų spaustuvui*, 40-oji Lietuvos Nacionalinė fizikos konferencija, 2013 m. birželio 10-12 d., Vilnius (stendinis pranešimas).

8. J. Želudevičius, R. Danilevičius, **K. Viskontas**, N. Rusteika, K. Regelskis, *Femtosecond Fiber CPA System Seeded by Bandwidth-Limited Picosecond Pulses*, Cleo/Europe – IQEC 2013, 12-16 May 2013, Munich, Germany (stendinis pranešimas).

9. R. Danilevičius, J. Želudevičius, **K. Viskontas**, N. Rusteika, K. Regelskis, *Femtosecond Fiber CPA System Seeded by Bandwidth-limited Picosecond Pulses: Numerical and Experimental Study*, XX th Lithuania-Belarus seminar Lasers and Optical Nonlinearity, 21-22 November 2013, Vilnius (žodinis pranešimas).

10. V. Vosylius, M. Safinas, **K. Viskontas**, S. Frankinas, N. Rusteika, R. Danilevičius, A. Michailovas, *All in Fiber Chirped Pulses Picosecond Laser Prototype for Seed Synchronization of Yb and Nd Lasers*, XX th Lithuania-

Belarus seminar Lasers and Optical Nonlinearity, 21-22 November 2013, Vilnius (žodinis pranešimas).

11. J. Želudevičius, R. Danilevičius, **K. Viskontas**, N. Rusteika, K. Regelskis, *Femtosekundinė skaidulinė čirpuotų impulsų stiprinimo sistema veikianti netiesinėje veikoje*, 40-oji Lietuvos Nacionalinė fizikos konferencija, 2013 m. birželio 10-12 d., Vilnius (stendinis pranešimas).

12. S. Frankinas, **K. Viskontas**, J. Adamonis, N. Rusteika, *Monolitiniai stabilūs šviesolaidiniai femtosekundiniai lazeriai terahercinės spinduliuotės generacijai*, 40-oji Lietuvos Nacionalinė fizikos konferencija, 2013 m. birželio 10-12 d., Vilnius (stendinis pranešimas).

13. **K. Viskontas**, R. Danilevičius, V. Vosylius, N. Rusteika, *Ultrafast Fiber-Laser-Based Saturable Absorber Characterization Technique*, Radiation interaction with material and its use in technologies 2012 : 4rd international conference, 14-17 May 2012, Kaunas (stendinis pranešimas).

14. **K. Viskontas**, R. Danilevičius, V. Vosylius, N. Rusteika, *Ytterbium-doped Mode-Locked Fiber Lasers for Different Technology Applications*, Summer School of Ultrafast Laser Science & Applications, 10-15 June 2012, Menorca, Spain (žodinis pranešimas).

15. **K. Viskontas**, N. Rusteika, *Puslaidininkinio įsisotinančio sugėriklio veidrodžio charakterizavimas panaudojant šviesolaidinį lazerį*, 3-ioji Fizinių ir technologijos mokslų centro doktorantų ir jaunųjų mokslininkų konferencija FizTech, 2012 m. rugsėjo 25-26, Vilnius (žodinis pranešimas).

16. **K. Viskontas**, R. Danilevičius, V. Vosylius, N. Rusteika, *Ultrafast Fiber-Laser-Based Saturable Absorber Characterization Technique*, Radiation interaction with material and its use in technologies, 4rd international conference, 14-17 May 2012, Kaunas (stendinis pranešimas).

17. **K. Viskontas**, N. Rusteika, *Characterisation of Saturable Absorber with Ultrafast Fiber Laser*, 14-th International Conference-School Advanced Materials and Technology, 27-31 August 2012, Palanga (stendinis pranešimas).

18. **K.Viskontas**, N.Rusteika, G.Račiukaitis, *Incorporation of nanomaterial-based passive mode-lockers into fiber lasers*, 13th International Conference-School Advanced Materials and Technologies, 27-31 August 2011, Palanga (stendinis pranešimas).

19. A. Kaušas, **K. Viskontas**, N. Rusteika, *Visiškai skaidulinis mažos energijos pikosekundinis osciliatorius, stabilizuotas šviesolaidine Brego gardele*, 39-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, 2011 m. spalio 6-8 d., 2011, Vilnius (stendinis pranešimas).

# 1 Literatūros apžvalga

## 1.1 Modų sinchronizacijos teorija

Nors skaiduliniai lazeriai yra skirtingi nuo kitų kieto kūno lazerių, trumpų impulsų generavimo principas yra panašus. Tam tikslui dažniausiai naudojami keli metodai. Kokybės moduliavimo būdu galima suformuoti nanosekundinių arba dešimčių pikosekundžių trukmės impulsus [8]. Norint generuoti dar trumpesnius pikosekundinių arba femtosekundinių trukmių impulsus, reikia naudoti išilginių rezonatoriaus modų sinchronizacijos metodą [9]. Nuolatinės veikos lazeriuose skirtingos modos yra atskirtos dažniais, atvirkščiai proporcingais rezonatoriaus apėjimo laikui, o jų fazės yra bet kokios. Jas sufazavus, stipriai išsauga energija, o esant pakankamam skaičiui spektrinių komponentų, formuojamas trumpas optinis impulsas. Modų sinchronizavimui naudojami du pagrindiniai metodai – aktyvus ir pasyvus. Aktyviai modų sinchronizacijai naudojamas aktyvus – elektriškai valdomas fazės arba nuostolių modulatorius, tuo tarpu, pasyviai modų sinchronizacijai pasiekti – nuo impulso smailinės galios skaidrėjantis elementas – įsisotinantis sugėriklis [10]. Šiame skyriuje bus apžvelgti abu modų sinchronizacijos principai, kada neįskaitomi skaiduliniams lazeriams būdingi netiesiniai efektai – dispersija ir fazinė savimoduliacija [11]. Taip pat supažindinama su lėtu ir greitu įsisotinančio sugėriklio atsaku bei jo įtaka lazerio modų sinchronizacijai.

Aktyvios modų sinchronizacijos atveju, periodiniam rezonatoriaus nuostolių moduliavimui naudojamas elektro-optinis arba akusto-optinis modulatorius. Suderinus modulatoriaus dažnį su rezonatoriaus impulsų pasikartojimo dažniu, galima periodiškai slopinti optinio impulso priekinį ir galinį frontus ir taip sutrumpinti jo trukmę [12]. Tačiau kai ši trukmė būna pakankamai trumpa ( $<10$  ps), chromatinė dispersija ir ribota lazerio aktyvios terpės stiprinimo juosta pradeda riboti minimalią šiuo metodu pasiekiamą trukmę [12]. Todėl šia technologija negalima pasiekti labai trumpų impulso trukmių ( $<1$  ps) be papildomo išorinio impulsų spaustuvo [13]. Be to, mažiausia pasiekiamą trukmę priklauso nuo modulatoriaus dažnio ir

moduliuojamo signalo kontrasto [14], todėl sinchronizacijos mechanizmas yra sudėtingas. Dažniausiai šiuo metodu generuojamų impulsų trukmės yra tarp 10-100 ps.

Skirtingai nei aktyvi modų sinchronizacija, pasyvi pasiekama naudojant optiškai netiesines medžiagas arba dirbtinį įsisotinantį sugėriklį, kuris nuostolius moduliuoja skaidrėdamas nuo lazerio rezonatoriuje cirkuliuojančios optinės spinduliuotės smailinio intensyvumo, todėl nebereikia išorinio modulatoriaus signalo [15]. Naudojant šią technologiją galima generuoti trumpiausius impulsus tiesiogiai iš skaidulinio lazerio (osciliatoriaus) be papildomo stiprintuvo ar spaustuvo [16]. Tokio tipo sugėriklio panaudojimas supaprastina lazerio konstrukciją, padidina jo patikimumą ir sumažina lazerio impulso triukšmo lygį, todėl dauguma itin trumpų impulsų lazerių yra gaminami naudojant pasyvią modų sinchronizaciją.

Jei terpės dispersija ir fazinė savimoduliacija nedaro įtakos impulso formavimo procesui, impulso trukmė yra nusakoma tik terpės stiprinimo ir įsisotinancio sugėriklio parametrais, panašiai kaip aktyvios modų sinchronizacijos atveju. Kadangi kieto kūno lazeriuose aktyvios terpės soties energija yra daug didesnė už rezonatoriuje cirkuliuojancio impulso energiją, ją įsotinti galima tik vidutine galia, todėl stiprinimo atsakas būna labai greitas [17]. Tada, modų sinchronizacija priklauso nuo sugėriklio laikinio atsako. Skiriami du ribiniai atvejai, kada sugėriklis yra greitas arba lėtas.

**Greitas sugėriklis.** Greitas sugėriklis yra netiesinis optinis elementas, kurio sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmė yra mažesnė už žadinancio impulso trukmę. Toks sugėriklis atidaro ir uždaro pralaidumo (tuo pačiu ir stiprinimo) langą tik tada, kai yra impulsas, o kitais laiko tarpais lieka uždarytas. Jei sugėriklis nėra įsotintas, nuostolių moduliacija reaguoja momentiška į elektrinio lauko smailinę galią [10]. Minimali impulso trukmė pasiekama tada, kai sugėriklis yra visiškai įsotinamas, t.y. sugėriklio įsotinimo pikinė galia yra lygi optinio impulso elektrinio lauko amplitudės kvadratui  $P_A = |A|^2$ . Tada [10]



$$\tau_{p\min} = \sqrt{\frac{2D_g}{q_0}}, \quad (1)$$

kur  $q_0$  yra įsisotinančio sugėriklio nuostolių moduliacijos gylis, o  $D_g$  - stiprinimo juostos dispersija, kuri yra apytiksliai lygi vidutinės lazerinės terpės stiprinimo koeficientui  $g$  padalintam iš stiprinimo dažnių juostos pločio  $\Delta\omega_g$  kvadrato [10]

$$D_g = \frac{g}{\omega_g^2}. \quad (2)$$

Vadinasi, minimali impulso trukmė priklauso nuo sugėriklio moduliacijos gylio ir šaknies iš stiprinimo juostos dispersijos, arba atvirkščiai proporcinga stiprinimo juostos pločiui. Lyginant minimalią pasiekiamą impulso trukmę aktyvia modų sinchronizacija (kuri atvirkščiai proporcinga nuostolių moduliacijos gyliui ir modulatoriaus dažnio kvadratui, todėl stipriai priklauso nuo elektronikos galimybių) [13], su pasyviu įsisotinančiu sugėrikliu galima pasiekti kur kas trumpesnes impulsų trukmes [16]. Taip pat, rezonatoriaus nuostolių nebereikia aktyviai moduluoti tam tikru išoriniu dažniu, todėl pasyvus elementas gerokai supaprastina reikalavimus trumpų impulsų generavimui.

**Lėtas sugėriklis.** Modų sinchronizacija greitu įsisotinančiu sugėrikliu yra tam tikra aproksimacija, įvedama sugėriklio atsakui, kuris yra užrašomas diferencialine lygtimi [10]

$$\frac{dq(T,t)}{dt} = -\frac{q-q_0}{\tau_A} - \frac{q}{E_A} |A(T,t)|^2, \quad (3)$$

kur  $\tau_A$  yra sugėriklio relaksacijos trukmė,  $E_A$  – sugėriklio įsotinimo energija,  $T$  – momentinis rezonatoriaus apėjimo laikas. Kadangi impulsas yra trumpesnis arba palyginamos trukmės kaip ir įsisotinančio sugėriklio krūvininkų relaksacijos trukmė, laiko momentu  $t > 0$  (3) galima išspręsti analitiškai ir perrašyti [11]

$$q(t) = q_0 \left(1 - \exp\left[-\frac{E(t)}{E_A}\right]\right). \quad (4)$$

Vadinasi, nuostolių moduliacija priklauso tik nuo impulso energijos ir sugėriklio įsotinimo energijos. Minimali impulso trukmė, kuri tenkina stabilaus impulso sklidimo rezonatoriuje lygties sprendinį lėto sugėriklio atveju, gali būti apskaičiuojama pagal [10]

$$\tau_{p\min} = 2\sqrt{\frac{D_g}{q_0}}. \quad (5)$$

Vadinasi, net ir neturint greitos relaksacijos įsotinančio sugėriklio impulso trukmė yra sutrumpinama iki verčių, artimų greitu įsotinančiu sugėrikliu generuojamų impulsų trukmių, kurios apskaičiuojamos (1) formule.

Lėto sugėriklio atvejis realizuotas dažų lazeriuose, kurių įsotinantis sugėriklis paprastai būna tų pačių dažų tipo [18]. Tokiuose rezonatoriuose gaunami subpikosekundiniai impulsai, nors sugėriklio relaksacijos trukmė paprastai būna šimtai pikosekundžių [9].

Matome, kad netiesiniai įsotinančio sugėriklio parametrai yra labai svarbūs, siekiant stabilizuoti kieto kūno lazerio impulsus arba pasiekti minimalią impulso trukmę tiesiogiai iš rezonatoriaus. Tačiau lėto ir greito sugėriklio atvejais aprašyta modų sinchronizacijos teorija neįskaito kai kurių svarbių efektų (terpės dispersijos ir fazinės savimoduliacijos [11]), todėl jos negalima tiesiogiai taikyti skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai, kuriuose netiesiškumas yra labai ryškus [4]. Skaidulinių lazerių dispersija, fazinė savimoduliacija ir jų įtaka modų sinchronizacijai bus apžvelgta sekančiuose skyriuose. Taip pat, bus supažindinta su solitoninio impulso stabilizavimu, naudojant jau minėtą netiesinį įsotinantį sugėrikli.

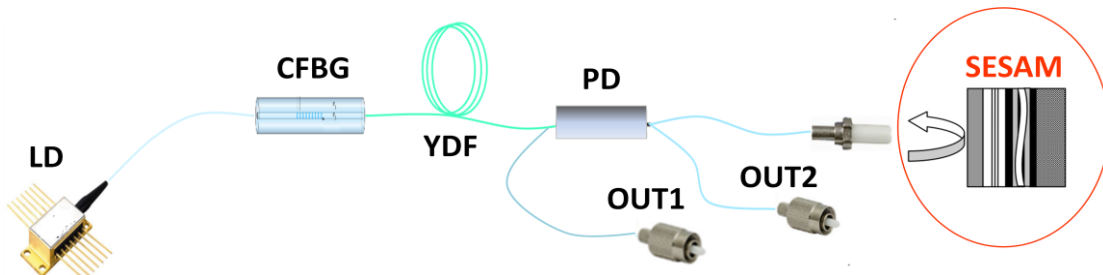
## 1.2 Ultratrumpųjų impulsų skaiduliniai lazeriai

Sparčiai vystantis optinės telekomunikacijos industrijai, ypatingai, optinių skaidulų ir puslaidininkinių lazerinių diodų technologijai, skaiduliniai lazeriai pradėjo konkuruoti ultratrumpųjų impulsų srityje su kieto kūno lazeriais. Šie ultratrumpųjų impulsų skaiduliniai lazeriai turi daugybę privalumų: jie yra atsparūs aplinkos poveikiui, nereikalaujantys aptarnavimo, pigesni ir labai kompaktiški. Be to, mažas iterbiu legiruotos aktyvios skaidulos

kvantinis defektas lemia didelį galios efektyvumą [19], o ilga terpė sumažina terminius efektus, todėl yra privalumas didelės galios lazeriuose. Itin trumpų impulsų skaidulinių lazerių raida yra neatsiejama nuo SESAM tipo įsisotinančių sugėriklių technologijos pritaikymu [5]. Lyginant su Kero tipo modų sinchronizacijos [20], ši technologija turi panašių privalumų kaip ir įprastuose kieto kūno lazeriuose: lengvas lazerio startavimas, skirtingų pasiekiamų lazerio parametrų įvairovė (impulsų trukmė, galia ir t.t.) ir neįtraukiant aplinkos sąlygų pokyčiui, todėl jų panaudojimo galimybės yra labai perspektyvios. Pagrindinė problema išlieka puslaidininkinės medžiagos degradavimas SESAM tipo struktūroje, kuri lemia didelis optinės spinduliuotės intensyvumas (šimtai  $\text{MW}/\text{cm}^2$ ) [21]. Lyginant su kieto kūno lazeriais, ši problema skaiduliniuose ultratrumpųjų impulsų lazeriuose yra kelis kartus didesnė. Visų pirma, tipinis įsisotinančio sugėriklio nuostolių moduliacijos gylis skaiduliniuose lazeriuose turi būti  $\sim 10\%$ , lyginant su  $\sim 1\%$  kieto kūno lazeriuose [5]. Todėl tokių įsisotinančių sugėriklių neįsisotinantys pasyvūs nuostoliai yra didesni ir gali padidinti nepageidaujamų netiesinių arba terminių procesų įtaką sugėriklio ilgaamžiškumui. Be to, degraduojant įsisotinančiam sugėrikliui laisvos erdvės lazeryje, darbinis taškas (kurio diametras nuo dešimčių iki šimtų mikronų) gali būti mechaniškai pastumtas į kitą vietą. Toks būdas gali būti naudojamas ir skaiduliniuose lazeriuose, tačiau tada lazeris praranda pagrindinę siekiamą koncepciją – monolitiškumą.

Be įsisotinančio sugėriklio, kiti skaidulinio lazerio mazgai yra gana patikimi, o jų technologija yra gerai išvystyta. Disertacijoje naudojama skaidulinio lazerio koncepcija yra labai paprasta. Parinktas įprastuose kieto kūno lazeriuose naudojamas tiesinio tipo rezonatorius, kurio išilginių modų sinchronizacijai naudojamas pasyvus įsisotinantis sugėriklis. Tačiau skirtingai nuo kieto kūno lazerių, skaiduliniuose lazeriuose šviesa sklinda optine skaidula, o ne laisva erdve, todėl jos atvedimui nereikia naudoti papildomų komponentų. Skaidulinio lazerio rezonatorius pavaizduotas 1 pav., o pagrindinės jo sudedamosios dalys yra: kintančio periodo „čirpuota“ skaidulinė Brego gardelė (CFBG), retaisiais žemės jonais legiruota aktyvi skaidula

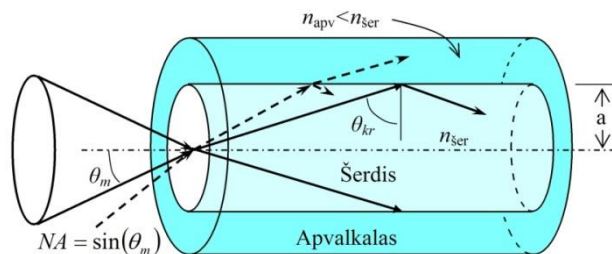
(YDF), pluošto daliklis (PD) spinduliuotės išvedimui ir įsisotinantis sugėriklis (SESAM). Aktyvios skaidulos kaupinimui naudojamas nuolatinės veikos lazerinis diodas (LD), kurio spinduliuotė yra įvesta į tokią pačią vienamodę skaidulą, kaip ir kitų rezonatoriaus skaidulinių elementų.



1 pav. Tiesinės rezonatoriaus konfigūracijos skaidulinio lazerio principinė schema.

### 1.2.1 Skaidulinių lazerių aktyvi terpė

Pagrindiniai optinės skaidulos, pavaizduotos 2 pav. pranašumai yra maži šviesos perdavimo nuostoliai bei labai gera šviesos pluošto kokybė, kurią lemia šviesos sklaidimo šerdimi dimensinis ribojimas dėl visiško vidaus atspindžio, todėl rezonatoriuje lengvai pasiekiamas vienamodis režimas [22].



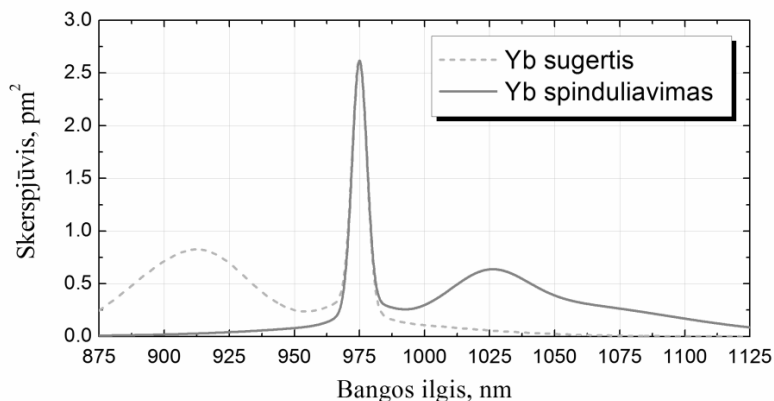
2 pav. Optinė skaidula ir jos pagrindiniai parametrai:  $n_{apv}$  – apvalkalo lūžio rodiklis,  $n_{ser}$  – šerdies lūžio rodiklis,  $a$  – šerdies radiusas,  $\theta_m$  – šviesos įvedimo kampas,  $\theta_{kr}$  – kritinis kampas,  $NA$  – skaitinė apertūra.

Šviesa nesugeriančioje optinės skaidulos šerdyje gali sklisti be nuostolių tik dėl visiško vidaus atspindžio, kuris vyksta tuomet, kai šviesa sklinda iš optiškai tankesnės į optiškai retesnę aplinką, o kritimo kampas yra didesnis už kampą  $\theta_{kr}$  (2 pav.). Norint, kad tokioje terpėje sklistų tik viena išilginė moda, įvedamas normuoto dažnio skaičius  $V$ , kuris turi būti  $V < 2.405$ . Šis skaičius yra tiesiogiai proporcingas skaidulos šerdies spinduliui  $a$  ir skaitinei apertūrai  $NA$  bei atvirkščiai proporcingas spinduliuotės bangos ilgiui, todėl skaitmeninė

apertūra ir šerdies diametras negali būti be galo dideli. Paprastai, pilnavidurės šerdies skaidulose fundamentinė moda aproksimuojama Gausiniu skirstinio profiliu [23].

Retųjų žemių jonais legiruotos skaidulos yra ideali terpė generuoti ir stiprinti ultra trumpus impulsus dėl labai plataus stiprinimo spektro, unikalaus šviesos sklidimo ilgoje stiprinimo terpėje, o taip pat didelių sugerties ir spinduliavimo skerspjūvių [5]. Šiuo metu plačiai naudojamos Nd, Yb ir Er jonais legiruotos skaidulos, o taip pat vis dažniau taikomos Tm ir Ho legiruotos aktyvios terpės [24].

Ypatingas dėmesys skiriamas 1  $\mu\text{m}$  spektrinėje srityje pritaikomoms Yb jonais legiruotoms aktyviosioms terpėms, kurios gali būti tinkamas analogas kieto kūno lazeriuose dažniausiai naudojamoms Nd:YAG terpėms [25]. Iterbio jonais legiruotos skaidulos kvantinis defektas palyginti mažas [19], todėl kaupinimo spinduliuotė labai efektyviai verčiama lazerine spinduliuote ir pasiekiamas našumas iki 90 % [19]. Be to, paprasta energijos lygmenų sistema, kuri aprašoma kvazi-trijų lygmenų modeliu, eliminuoja sužadintos būsenos spinduliuotės sugertį, o platus spinduliavimo spektras ( $\sim 1000\text{-}1100\text{ nm}$ ) yra tinkamas ultratrumpųjų impulsų generavimui arba trumpų impulsų plataus spektro derinimui [26]. Kvazi-trijų lygmenų sistemos modelis taikomas lazerinės spinduliuotės bangos ilgiams iki  $\sim 1080\text{ nm}$ . Ilgesniems bangos ilgiams sugertis tampa labai maža, o sistema aprašoma keturių lygmenų modeliu [19] (3 pav.).



**3 pav.** Iterbiu legiruoto silikatinio stiklo sugerties ir spinduliavimo skerspjūvių spektrai.

Skaiduliniuose lazeriuose labai svarbus sustiprintos spontaninės emisijos (ASE angl. Amplified spontaneous emission) faktorius, kuris sumažina stiprinimo efektyvumą ir padidina triukšmo lygį signalo atžvilgiu. Be to, ji yra generuojama visais laiko momentais tiek signalo sklidimo, tiek ir priešinga kryptimi, o nuo poliarizacijos nepriklauso, todėl sunkiai filtruojama ir turi būti efektyviai slopinama, siekiant pagerinti impulso kokybę [27].

### ***1.2.2 Optiniai reiškiniai dispersinėje terpėje ir jų kompensavimo metodai***

Skirtingai nuo įprastų kieto kūno lazerių, kur didžioji dalis impulso sklidimo vyksta oro terpėje, skaiduliniuose ultratrumpųjų impulsų lazeriuose dažniausiai visa terpė yra kvarcinis stiklas, kurio dispersija yra santykinai didelė [3]. Be to, vienamodės skaidulos modos diametras yra labai mažas (kelių mikronų), todėl pasiekiamas didelis smailinis intensyvumas, kuris dėl Kero efekto gali pakeisti terpės netiesinį lūžio rodiklį [28]. Tiesinių ir netiesinių efektų visuma keičia modų sinchronizacijos sąlygas, todėl skaidulinių lazerių modų sinchronizacija yra skirtinga nei kieto kūno ultratrumpųjų impulsų lazerių [17]. Ypatingai svarbus solitoninis impulso formavimo rezonatoriuje atvejis, kuomet parinkus tam tikrų parametrų terpę galima stabilizuoti cirkuliuojančio impulso parametrus ir pagerinti lazerio stabilumą [11].

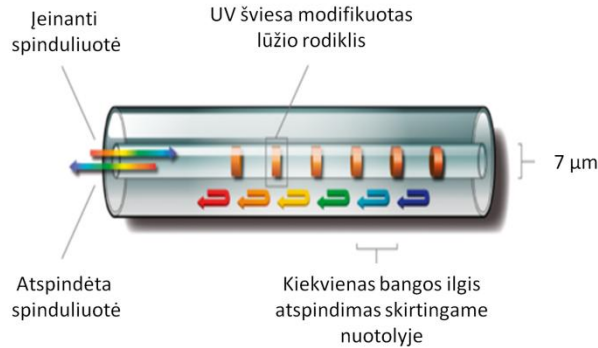
**Dispersija ir jos kompensavimo būdai.** Dispersija yra parametras, apibūdinantis impulsų laikinį plitimą jiems sklindant tam tikros medžiagos terpėje. Taip yra todėl, kad medžiagos lūžio rodiklis priklauso nuo sklindančios bangos dažnio (arba bangos ilgio). Dispersiją medžiagoje apibūdina grupinių greičių dispersija (GVD), kuri yra proporcinga lūžio rodiklio antros eilės išvestinei nuo bangos ilgio ir žymima simboliu  $\beta_2$ , o jos matavimo vienetas yra  $s^2/m$  [29]. Žinant skaidulos ilgį  $l$  galima apskaičiuoti kitą svarbų parametą - grupinio vėlinimo dispersiją (GDD)  $D_2$ , kuri dažnai vadinamas antros eilės dispersija. Ji apskaičiuojama pagal  $D_2 = \beta_2 l$  (matuojama  $s^2$ ) ir apibūdina optinio impulso spektrinės fazės pokytį, nusklidus tam tikrą atstumą

skaiduloje. Aprašant pikosekundinės trukmės impulsų skaidulinį lazerį labai svarbi bendra rezonatoriaus antros eilės dispersija apskaičiuojama susumuojant visų jame esančių komponentų GDD.

Siekiant realizuoti solitoninio impulso sklidimą skaiduloje terpės dispersija turi būti anomali [11]. Šis režimas yra naudingas sinchronizuotų modų skaiduliniuose lazeriuose, nes pasiekama geriausia impulsų kokybė (generuojami beveik spektriškai riboti impulsai) ir stabilumas. Todėl ties 1  $\mu\text{m}$  bangos ilgiu reikia sukompensuoti skaidulos normaliąją dispersiją ir papildomai įvesti tam tikrą anomalios dispersijos kiekį. Kaip vėliau bus parodyta, skirtingas anomalios dispersijos kiekis modifikuoja skaidulinių lazerių impulsų parametrus ir modų sinchronizacijos kriterijus [30], todėl valdyti šį parametą yra labai svarbu. Tam tikslui dažniausiai yra naudojami trys būdai: difrakcinių gardelių pora [5], čirpuota Brego gardelė [31] ir specialiosios skaidulos (pvz. fotoninių kristalų skaidula). Visais minėtais būdais galima pasiekti bendrą anomalią rezonatoriaus dispersiją.

Skaidulinės „čirpuotos“ Brego gardelės (CFBG) naudojimas lazerio rezonatoriuje yra itin patogus dispersijos kompensavimo metodas, nes komponentas yra visiškai integruotas į skaidulą (gardelę galima įrašyti paprastoje vienamodėje skaiduloje) [32]. Tokio dispersijos kompensavimo metodo principas pavaizduotas 4 pav. Kaip ir paprastose Brego gardelėse [33] atspindys vyksta nuo didesnio ir mažesnio lūžio rodiklio periodinių  $\lambda/4n$  storio sluoksnių, kuris gali būti aprašomas Frenelio formulėmis [29]. Tačiau CFBG įrašymo metu šių sluoksnių storiai tolygiai keičiami taip, kad „mėlynosios“ spektrinės komponentės atsispindėtų anksčiau už „raudonąsias“, tokiu būdu kompensuojant skaidulos dispersiją. Tokios gardelės įvedamas grupinių greičių dispersijos dydis yra atvirkščiai proporcingas „čirpavimo“ parametrai  $\Gamma = \Delta\lambda/L_g$ , kur  $\Delta\lambda$  yra gardelės atspindžio spektro plotis, o  $L_g$  – bendras gardelės ilgis. Tada, bendra rezonatoriaus dispersija susideda iš skaidulos ir CFBG dispersijos  $D_2 = D_{sk} + D_{CFBG} = \overline{\beta_2} L_R$  arba GVD vidurkis padaugintas iš rezonatoriaus ilgio. Vienintelis trūkumas yra tai, kad CFBG dispersiją

negalima aktyviai (temperatūriškai arba mechaniškai) derinti plačiose ribose, todėl kiekvienai lazerio konfigūracijai reikia įrašyti atskirą „čirpuotą“ Brego gardelę.



**4 pav.** Dispersijos kompensavimo principas, naudojant CFBG [32].

**Optiniai solitonai.** Optiniai solitonai, tai impulsai, kurie sklisdami skaiduloje nekeičia savo laikinės formos ir energijos, nors yra veikiami dispersijos bei fazinės savimoduliacijos [34]. Pastarieji reiškiniai ir lemia tai, kad dėl dispersijos laikiškai plintantis impulsas yra kompensuojamas fazinės savimoduliacijos priešingo ženklo spaudimu. Būtinoji sąlyga, kuri tenkintų solitono susidarymą yra impulso sklidimas anomalios dispersijos terpėje. Taip yra todėl, kad fazės pokytis, vykstantis dėl fazinės savimoduliacijos yra teigiamo ženklo ir gali būti užrašytas:  $\phi_{nl} = \gamma_{nl} P_0 z$ , kur  $P_0$  yra impulso pikinė galia, o  $\gamma_{nl} = 2\pi n_2 / \lambda A_{efekt}$  yra netiesiškumo koeficientas (čia  $n_2$  yra netiesinis skaidulos lūžio rodiklis [29],  $\lambda$  - centrinis bangos ilgis, o  $A_{efekt}$  - skaidulos modos diametras). Antros eilės dispersija taip pat indukuoja fazės pokytį  $\phi_d = (-\beta_2 / 2\tau_p^2) z$ , kuris yra priešingas fazinės savimoduliacijos pokyčiui tik anomalios dispersijos terpėje, todėl gali kompensuoti vienas kitą. Solitonai būna pirmos arba aukštesnių eilių [35], kuriems galioja sąryšis

$$N^2 = \frac{P_0 \gamma_{nl} \tau_p^2}{|\beta_2|}. \quad (6)$$

Čia  $N$  yra solitono eilė. Šioje disertacijoje nagrinėjami tik pirmos eilės, kitaip vadinami fundamentiniai solitonai, kurių  $N = 1$ . Tokio solitono energija:



$$E_p = \frac{2|\beta_2|}{\gamma_{nl}\tau_p}. \quad (7)$$

Šis sąryšis labai svarbus anomalios dispersijos itin trumpų impulsų skaiduliniuose lazeriuose, nes jų rezonatoriuje cirkuliuojantys impulsai yra tikri solitonai, o maksimalus leistinas netiesinės fazės pokytis, kuris dar užtikrina stabilią modų sinchronizaciją, yra  $\pi$  [4]. Tada, kontroliuojant tam tikro rezonatoriaus ilgio  $L_r$  bendrą anomalios dispersijos kiekį  $D_2$ , galima keisti generuojamo impulso trukmę pagal

$$\tau_p = \sqrt{|D_2|}. \quad (8)$$

Kadangi čirpuota Brego gardele galima įvesti labai didelę dispersiją, lyginant su skaidulos dispersija, impulsų trukmę galima keisti įrašant skirtingos dispersijos Brego gardeles. Žinoma, būtina parinkti tinkamus įsisotinančio sugėriklio parametrus, nes nuo jų priklauso solitono stabilizavimo kriterijai, kurie subalansuoja stiprinimą ir rezonatoriaus nuostolius, todėl daro įtaką lazerio startavimui [10].

### ***1.2.3 Įsisotinančio sugėriklio parametrų įtaka lazerio impulsinio režimo savaiminiam startavimui ir stabilumui***

**Lazerio savaiminis startavimas.** Bene svarbiausias ultratrumpųjų impulsų skaidulinio lazerio režimas yra savaiminis startavimas, kuriam daro įtaką ne tik netiesiniai sugėriklio parametrai bet ir diskretiniai lazerio elementai, kurie dažniausiai įveda įvairaus pobūdžio tiesinius arba poliarizacinius nuostolius, o taip pat įvairius nepageidautinus atspindžius. Modų sinchronizacijos iniciavimo procesui būtinoji sąlyga yra ilga pradinės fliuktuacijos, cirkuliuojančios lazerio rezonatoriuje, gyvavimo trukmė  $T_c$  [17]. Kad ši trukmė būtų pakankama išilginių rezonatoriaus modų stabilizavimui, įsisotinantis sugėriklis turi būti stipriai praskaidrintas ir neslopintų šios fliuktuacijos. Skaiduliniuose lazeriuose  $T_c$  gali būti nustatytas eksperimentiškai matuojant nuolatine veika dirbančio lazerio spinduliuotės pirmosios harmonikos dažnių juostos plotį 3 dB aukštyje  $\Delta\nu_{3dB}$  [17]

$$T_c = \frac{1}{\pi} \frac{1}{\Delta V_{3dB}}. \quad (9)$$

Ši juostos plotį gali stipriai padidinti parazitiniai atspindžiai nuo optinių komponentų ir ypatingai dispersija. Skaiduliniuose itin trumpų impulsų lazeriuose dėl minėtų priežasčių, o taip pat intensyvios spontaninės emisijos, dažnai stebima kelis kartus didesnis juostos plotis nei kieto kūno lazeriuose. Tačiau solitoniniuose lazeriuose, dėl netiesinės fazinės savimoduliacijos ir dispersijos sąveikos, didesnis anomalios dispersijos kiekis netgi sumažina nuolatine veika veikiančio skaidulinio lazerio dažnių juostos plotį ir palengvina startavimą [17]. Visgi, jiems reikia didesnio moduliacijos gylio įsisotinančio sugėriklio nei kieto kūno lazeriams. Kad pradinės fliuktuacijos prieaugis būtų teigiamas solitoninių impulsų lazeriuose, galima užrašyti tokią sąlygą įsisotinančių sugėriklių parametrams [17]

$$\frac{q_0}{P_A} > \frac{D_g \gamma_{nl} L_{rt}}{|D_2|}. \quad (10)$$

Čia  $q_0$  yra įsisotinančio sugėriklio netiesinis nuostolių moduliacijos gylis, o  $P_A$  – sugėriklio soties galia. (10) sąlyga yra svarbi siekiant optimizuoti skaidulinio lazerio ir įsisotinančio sugėriklio parametrus. Mažesnei rezonatoriaus dispersijai reikia didesnio moduliacijos gylio ir mažesnės soties galios sugėriklio. Žinant, kad  $P_A = E_A / \tau_A$ , ilgesnės relaksacijos trukmės sugėriklis yra netgi geriau, tačiau taip yra tik tol, kol relaksacijos trukmė yra pakankamai trumpa ir nepradedą daryti įtakos kontinuumo triukšmo stiprėjimui. Taip yra todėl, kad ilgesnės už impulso trukmę relaksacijos sugėriklis atveria laikinį langą, kuriame triukšmas gali augti. Jei terpės stiprinimas yra pakankamai didelis, šis triukšmas gali sustiprėti iki reikšminių verčių ir destabilizuoti pagrindinį impulsą, o modų sinchronizacija nebus pasiekta. Ribinis triukšmo logaritminis stiprinimo koeficientas, kuris pradeda daryti įtaką modų sinchronizacijai yra susietas su sugėriklio relaksacijos ir impulso trukmėmis sąryšiu  $g_{tot} \approx \tau_A / 2\tau_p$  [36], kur  $\tau_p$  yra impulso trukmė. Vadinasi, ribinė įsisotinančio sugėriklio relaksacijos trukmė turi tenkinti sąlygą

$$\tau_A < 2\tau_p g_{tot}. \quad (11)$$

Tai reiškia, kad žinodami aktyvios terpės stiprinimą galima įvertinti maksimalią leistiną įsisotinančio sugėriklio relaksacijos trukmės vertę. Skaiduliniuose lazeriuose logaritminis terpės stiprinimo koeficientas gali būti iki 60 dB [19], todėl triukšmas nesustiprės iki ribinės vertės, kol

$$g_{tot} < \ln 10^6 = 14. \quad (12)$$

Įstatę (11) į (12) gauname labai paprastą formulę, kuria galima apytiksliai įvertinti, kokia turi būti įsisotinančio sugėriklio relaksacijos trukmė, impulso trukmės atžvilgiu

$$\tau_A < 28\tau_p. \quad (13)$$

Vadinasi, ilgesnė sugėriklio relaksacijos trukmė padeda stabilizuoti solitoninį impulsą, tačiau negalima naudoti labai ilgų relaksacijos verčių ( $>28\tau_p$ ). Be to, naudojant lėtesnį už impulso trukmę sugėrikli, generuojamas kontinuumo triukšmas, kuris gali pabloginti impulso kokybę [36].

**Rezonatoriaus kokybės moduliacijų įtaka.** Solitoninio lazerio modų sinchronizacijai svarbūs visi trys pagrindiniai įsisotinančio sugėriklio parametrai: moduliacijos gylis  $q_0$ , įsotinimo energija  $E_{sat}$  ir relaksacijos trukmė  $\tau_A$ . Pagal (10) sąlygą  $q_0$  turi būti kuo didesnis, tačiau didelis netiesinis nuostolių moduliacijos gylis ir didelė įsotinimo galia yra naudinga kitam nepageidaujamam procesui – rezonatoriaus kokybės nestabilumui. Taip yra todėl, kad sugėriklis atlieka svarbų vaidmenį gerindamas bendrą rezonatoriaus kokybę, kuri užtikrina atskirų fliktuacijų stiprėjimą, tačiau tai įtakoja ir procesus, kurių formavimosi trukmė yra ilgesnė už rezonatoriaus apėjimo laiką. Tokios ilgos fliktuacijos gali sėkmingai sustiprėti, kol galiausiai įvyksta savaiminė kokybės moduliacija [17]. Vyksta konkurencija tarp modų sinchronizacijos ir kokybės moduliacijų nestabilumų. Kadangi kokybės moduliacijų susidarymo laikas yra ilgesnis už rezonatoriaus apėjimo trukmę, įsisotinančio sugėriklio atsakas visada daug trumpesnis, todėl reikia naudoti greito sugėriklio aproksimaciją [10]. Vengiant kokybės moduliacijos, netiesiniai įsisotinančio sugėriklio parametrai turi tenkinti sąlygą [17]

$$\frac{q_0}{P_A} P_{vid} < \frac{T_{rt}}{\tau_g} \left(1 + \frac{P_{vid}}{P_s}\right). \quad (14)$$

Čia  $P_{vid}$  yra vidutinė galia,  $P_s$  – aktyvios terpės soties galia,  $T_{rt}$  – rezonatoriaus apėjimo laikas, o  $\tau_g$  – aktyvios terpės sužadinto lygmens gyvavimo trukmė. Vadinasi, sugėriklio netiesinis nuostolių moduliacijos gylio prieaugis negali būti labai greitas. Prie tos pačios rezonatoriuje cirkuliuojančios galios, didesnio moduliacijos gylio sugėriklio prieaugis bus didesnis. Vadinasi, (14) sąlyga yra priešinga savaiminės modų sinchronizacijos sąlygai (11), todėl įsisotinčio sugėriklio parametrus reikia parinkti subalansuotus tam, kad būtų tenkinamos abi sąlygos. Per mažas sugėriklio netiesinis nuostolių moduliacijos gylis bus nepakankamas inicijuoti lazerio startavimą, o per didelis gali būti rezonatoriaus kokybės nestabilumo priežastimi.

Taigi, įsisotinčio sugėriklio netiesiniai parametrai lemia solitoninio skaidulinio lazerio modų sinchronizaciją, nors formuojamo impulso parametrus (energiją ir trukmę) apibrėžia anomalios dispersijos ir fazinės savimoduliacijos sąveika. Įsisotinant sugėrikliu būtinas stabilizuoti skaiduliniame rezonatoriuje cirkuliuojantį impulsą.

### **1.3 Įsotinio energijos srautas mažos dimensijos nanostruktūrinuose dariniuose**

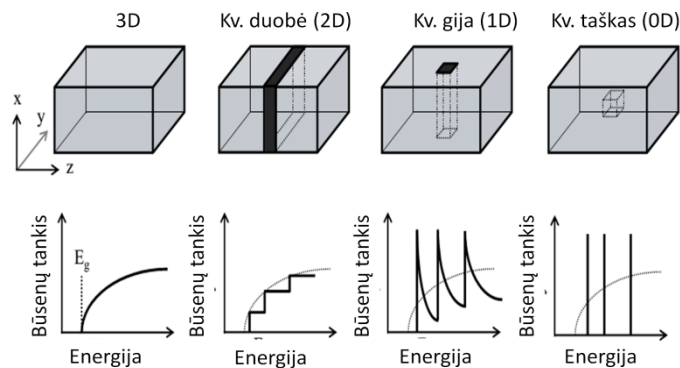
Didelį moduliacijos gylį ir mažą soties srautą, reikalingą skaidulinio lazerio modų sinchronizacijai užtikrina įvairios mažų dimensijų netiesinio optinio atsako medžiagos [37][6], kurios gali būti naudojamos vienos arba inkorporuojant į specialiąsias struktūras ir taip sustiprinant jų netiesinės savybės. Viena svarbiausių tokių struktūrų, kuri šiuo metu dažnai naudojama ultratrumpųjų impulsų lazeriuose yra SESAM [5]. Daugelio įsisotinantiems sugėrikliams naudojamų medžiagų savybes lemia mažos dimensijos nanostruktūriniai dariniai [38]. Tokie dariniai, dėl labai mažų matmenų, sukuria papildomas krūvininkų ribojimo sąlygas tam tikromis kryptimis, kurios lemia unikalias optines tiesines ir netiesines savybes [39]. Šios medžiagos bus aptartos sekančiuose poskyriuose.

### 1.3.1 Dimensinis kvantavimas. 3D, 2D, 1D ir 0D struktūros

Nors netiesinė optinė sugertis, kuri priklauso nuo spinduliuotės intensyvumo, gali vykti 3D (tūrinėse) struktūrose, didelis moduliacijos gylio ir neįsisotinančių nuostolių santykis bei mažas sotes srautas gali būti pasiektas tik mažų dimensijų struktūrose [40]. Dimensinio kvantavimo efektas tampa svarbus medžiagos optinėms ir elektrinėms savybėms tada, kai kvantinės struktūros dydis yra palyginamas su de Broilio bangos ilgiu elektronams ir skylėms [38]. Jei dalelės masė  $m$ , o kristalo gardelės temperatūra  $T$ , jos de Broilio bangos ilgis yra

$$\lambda_{deb} = \frac{h}{\sqrt{mk_b T}} \quad (15)$$

Čia  $h$  yra Planko konstanta. Pavyzdžiui, kambario temperatūros ( $T = 300$  K) GaAs puslaidininkio  $\lambda_{deb} = 42$  nm [41]. Vadinasi, bet kokia mažesnių matmenų struktūra darys įtaką krūvininkų judėjimui. Apibūdinant, keliomis kryptimis krūvininkai gali judėti nevaržomai, medžiagos struktūros vadinamos 3D, 2D, 1D ir 0D [42]. 3D vadinama struktūra, kurioje krūvininkai turi pakankamai laisvės judėti visomis trimis kryptimis. Apribojus vieną iš galimų judėjimo krypčių, gausime 2D struktūrą (kvantinę duobę), o dviem kryptimis - 1D struktūrą (kvantinį siūlą). Struktūra, kurios elektronų ir skylių bei jų porų judėjimas yra ribojamas visomis trimis kryptimis vadinama 0D struktūra (kvantinis taškas), kuri uždaro krūvininkus į savotišką erdvinę dėžutę. Visi išvardinti atvejai pavaizduoti 5 pav. Pagrindinis dimensinio kvantavimo



5 pav. Dimensinis kvantavimas. Būsenų tankio pokyčiai, ribojant krūvininkų judėjimą skirtingomis kryptimis (3D – 0D) [43].

rezultatas yra krūvininkų būsenų tankio pokytis skirtingo dimensiškumo medžiagose [43].

Būsenų tankis yra labai svarbus medžiagos parametras, kuris parodo, kad mažos dimensijos struktūros įgyja kvantuotas būsenas. Žinant šį dydį, galima apskaičiuoti visų galimų energijos būsenų koncentraciją  $N_{tot}$  tam tikrame energijų intervale (nuo  $E_1$  iki  $E_2$ )

$$N_{tot} = \int_{E_1}^{E_2} \rho_{en} dE. \quad (16)$$

Energijos būsenų koncentracija yra svarbi skaičiuojant bendrą krūvininkų koncentraciją valentinėje ir laidumo juostose, nuo kurios priklauso tiek tiesinis, tiek ir netiesinis medžiagos optinis sužadėjimas [40].

Be minėtų būsenų tankio pokyčių, dimensinio kvantavimo efektas keičia puslaidininkio draustinės juostos tarpo energiją, o tai reiškia, kad ta pati medžiaga gali sugerti skirtingos energijos optinę spinduliuotę (keisti medžiagos sugerties spektrą) [44]. Energijos tarpo poslinkis didžiausias tada, kai krūvininkai ribojami visomis kryptimis (0D struktūrai).

### ***1.3.2 Tiesinė ir netiesinė sugertis mažų dimensijų struktūrose***

Dimensinis kvantavimas pakeičia puslaidininkio draustinių energijų tarpą ir modifikuoja elektronų judėjimo banginę funkciją, todėl keičiasi optinio šuolio atrankos taisyklės [44]. Mažų dimensijų (2D-0D) puslaidininkiuose kinta ir galimų valentinės ir laidumo juostų būsenų tankiai, nuo kurių priklauso krūvininkų koncentracija. Pastaroji turi įtakos medžiagos netiesinei optinei sugerčiai [40]. Netiesinį sugerties pokytį nuo optinės spinduliuotės intensyvumo  $I$  galima aprašyti labai paprasta formule [40]

$$\alpha(I) = \frac{\alpha_0}{1 + I/I_s}, \quad (17)$$

kur  $I_s$  yra sugėriklio įsotinimo intensyvumas,  $\alpha_0$  – mažo intensyvumo sugerties koeficientas. Nuo įsotinimo intensyvumo priklauso sugėriklio soties energija, kuri turi būti pakankamai maža, norint pasiekti savaiminę skaidulinių lazerių

modų sinchronizaciją. Jis yra susietas su krūvininkų soties koncentracija sąryšiu [40]

$$n_s = \frac{I_s \tau \alpha_0}{2h\nu}. \quad (18)$$

Čia  $\tau$  – sužadintų krūvininkų gyvavimo trukmė, o  $h\nu$  – fotono energija. Taigi, įsotrinimo intensyvumas yra tiesiogiai proporcingas maksimaliam sužadintų krūvininkų skaičiui, kuris priklauso nuo būsenų tankio [45]

$$n_s \approx \rho_{bnD} kT \sim (\pi \alpha_b^2)^{-1}. \quad (19)$$

Čia  $\rho_{bnD}$  yra  $n$ -tosios dimensijos būsenų tankis.

Kambario temperatūros mažo dimensiškumo puslaidininkinėse struktūrose išryškėja eksitoninė sugerties juosta, kuri visada yra žemiau atitinkamos būsenos laidumo juostos dugno. 3D puslaidininkiuose ši juosta stebima tik prie daug žemesnės nei kambario temperatūros. Eksitoninė sugerties juosta ypatinga tuo, kad jos tiesinė sugertis  $\alpha_{0eks}$  būna daug didesnė nei likusių didesnės energijos kontinuumo lygmenų sugertį  $\alpha_{0kon}$ . Eksperimentiškai įrodyta, kad tokios sistemos netiesinė sugertis yra eksitoninės ir kontinuumo netiesinių sugerčių suma [40]

$$\alpha(I) = \frac{\alpha_{0eks}}{1 + I/I_{se}} + \frac{\alpha_{0kon}}{1 + I/I_{sk}}. \quad (20)$$

Čia  $I_{se}$  ir  $I_{sk}$  yra atitinkamai eksitoninio ir kontinuumo lygmenų įsotrinimo intensyvumas. Mažų dimensijų struktūrose eksitoninė sugertis įsotrinama keliomis eilėmis mažesniais intensyvumais nei kontinuomo sugertis. Tai labai svarbu, siekiant pagaminti mažo įsotrinimo srauto sugėriklių skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai.

Taigi, eksitoninė sugertis yra pagrindinis tiesinės ir netiesinės sugerties mechanizmas mažų dimensijų struktūrose. Ribojant krūvininkų judrumą, ne tik modifikuojama puslaidininkio draustinės energijos juostos energija (bangos ilgi, ties kuriuo efektyviai sugerama spinduliuotė), bet ir sustiprinama elektrono ir skylės sąveika, kuri formuoja naują eksitoninį optinės spinduliuotės sugerties lygmenį. Dėl ypatingų šios sąveikos savybių keičiasi optinių šuolių atrankos taisyklės, todėl optinio perėjimo stipris (sugerties

koeficientas) padidėja kelis kartus (lyginant su įprastų matmenų puslaidininkiu), o mažas juostos būsenų tankis sumažina įsotinimo optine spinduliuote intensyvumą. Teoriškai, mažiausią įsotinimo srautą galima pasiekti 0D struktūrose, tačiau jų praktinį panaudojimą riboja gamybos technologijos sudėtingumas ir ribotas tinkamų medžiagų pasirinkimas.

## **1.4 Įsisotinančių sugėriklių tipai**

Iš skirtingo dimensiškumo struktūrų pagaminti įsisotinantys sugėrikliai yra naudojami tiek kieto kūno, tiek ir skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai. Dažnai šie sugėrikliai turi ir privalumų, ir trūkumų, kurie stipriai priklauso nuo pasirinktos medžiagos ir gamybos technologijos. Šios disertacijos ruošimo metu buvo pagaminti ir išbandyti visų galimų mažų dimensijų įsisotinančių sugėriklių tipai nuo 2D iki 0D, siekiant juos panaudoti itin trumpų impulsų skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai. Pradžioje aptariami šiuolaikiniuose ultratrumpųjų impulsų lazeriuose dažniausiai naudojami puslaidininkiniai įsisotinančių sugėriklių veidrodžiai (SESAM), atitinkantys 2D dimensinį kvantavimą, nes aktyvi medžiaga yra puslaidininkinė kvantinė duobė [37]. Tada bus aptarti anglies nanovamzdelių (1D), švino selenido kvantinių taškų (0D) bei kitų tipų (sidabro nanoprizmių ir dirbtiniai) netiesiniai sugėrikliai, kurie gali būti naudojami skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai.

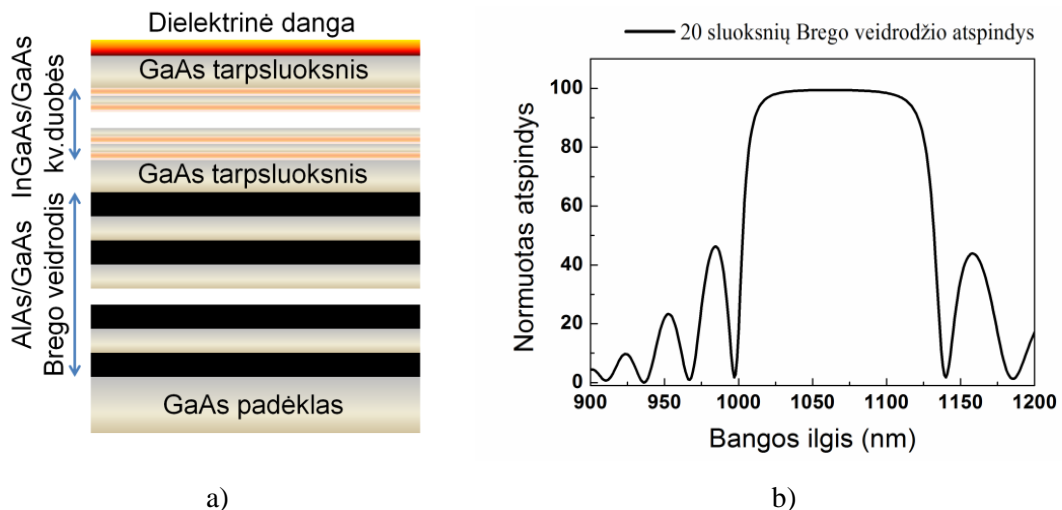
### **1.4.1 SESAM tipo sugėrikliai (2D struktūros)**

SESAM tipo sugėriklis yra sudarytas iš didelio atspindžio (>98%) Brego veidrodžio ir puslaidininkinio įsisotinančio sugėriklio sluoksnio – kvantinės duobės [25]. Kvantinė duobė, tai mažesnio draustinės juostos tarpo medžiaga išprausta tarp didesnio draustinių energijos juostos tarpo skaidrios medžiagos, o jos storis būna tik keli nanometrai. Tokioms plonomis struktūroms užauginti reikalinga subnanometrinių tikslumo įranga, todėl šiuo metu naudojamos dvi pagrindinės technologijos – molekulinis pluoštų epitaksija arba metal-organinių cheminių garų nusodinimas [21]. Iterbio ( $\text{Yb}^{3+}$ )



jonais legiruotos aktyvios terpės skaiduliniuose lazeriuose, kurių darbinis bangos ilgis gali būti nuo 1010 iki 1100 nm [46][47],  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  kvantinė duobė ir  $\text{AlAs}/\text{GaAs}$  Brego veidrodis yra tinkamiausias pasirinkimas [25]. Keičiant In frakciją GaAs lydinyje galima nesunkiai gauti norimą draustinių energijų juostos plotį ir jį suderinti su lazerinės spinduliuotės centriniu bangos ilgiu [48]. SESAM tipo įsisotinamųjų sugėriklio tiesines ir netiesines optines savybes lemia ne tik kvantinės duobės struktūra, dydis, medžiaga iš kurios ji pagaminta, bet ir tos duobės padėtis struktūroje, stovinčios elektromagnetinės optinės bangos lauko atžvilgiu [49]. Skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai reikia didelio nuostolių moduliacijos gylio (<5 %) [5]. Toks didelis moduliacijos gylis negali būti pasiektas integruojant tik vieną kvantinę duobę, kurios tipinė sugertis yra ~1 % [50], todėl SESAM tipo struktūrose auginami keli kvantinių duobių sluoksniai, kurie pozicionuojami ties elektrinio lauko pūpsniais [49]. Tipinė SESAM struktūra pavaizduota 6a pav., kurio pagrindinės sudedamosios dalys yra kvantinių duobių sluoksnis ir Brego veidrodis. Brego veidrodis susideda iš kelių  $\lambda/4n_i$  storio mažesnio ir didesnio lūžio rodiklių sluoksnių porų. 6a pav. pavaizduotas Brego veidrodžio atspindžio spektras, kurį sudaro 20 tokių porų.

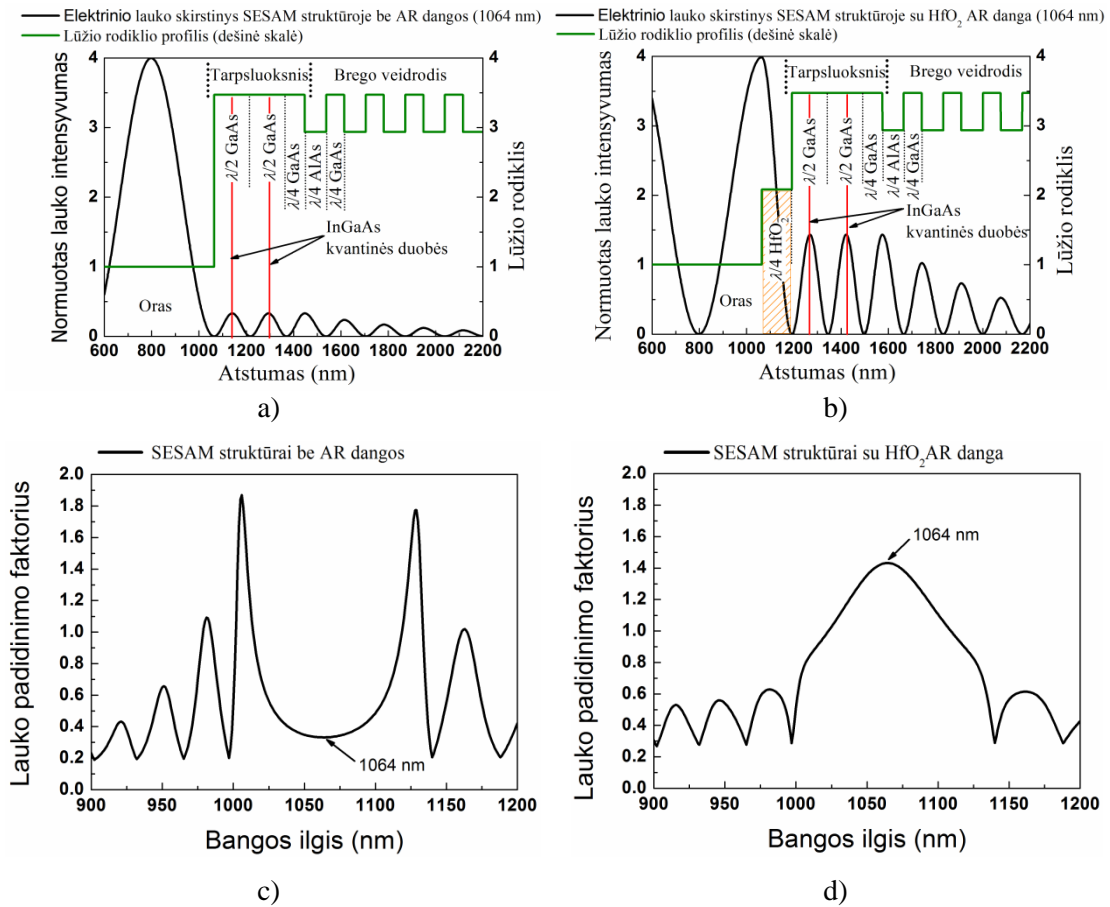
Optinei spinduliuotei pereinant iš oro arba kitos optiškai retesnės medžiagos į SESAM struktūrą, sumažėja elektrinio lauko amplitudė [49]. Ši amplitudė siejama su sugėriklio netiesiniu įsotinimo srautu [45], todėl pozicionuojant kvantines duobes ties elektrinio lauko pūpsniais arba minimumais, galima keisti SESAM sotes srautą. Be to, elektrinio lauko amplitudę tarpsluoksnio sluoksnyje galima padidinti pasinaudojus Fabri-Pero interferometro principu [25], kurio rezonatoriaus galinius veidrodžius pakeičia Frenelio atspindys nuo tarpsluoksnio/oro paviršiaus ir Brego veidrodžio atspindys. Kadangi elektrinis laukas tarpsluoksnyje aprašomas dviem komponentėmis – krentančiu (teigiamu) ir atspindėtu (neigiamu), svarbus yra fazės pokytis tarp jų, kur  $n(\omega)$  yra kompleksinis tarpsluoksnio lūžio rodiklis,



**6 pav.** a) Tipinės SESAM struktūros skerspjūvis b) 20 sluoksnių Brego veidrodžio atspindžio spektras.

$L$  – sluoksnio storis, o  $\lambda_0$  – centrinis bangos ilgis. Jei šis pokytis  $\phi(\omega) = m2\pi$  ( $m$  sveikas skaičius) įvyks rezonansas, o elektrinio lauko amplitudė bus maksimali. Vadinasi, parinkus tarp sluoksnio storį SESAM struktūroje taip, kad  $L = m\lambda_0 / 2n(\omega)$ , elektrinio lauko amplitudė padidės. Realiose sistemose maksimali elektrinio lauko amplitudė gali pažeisti sugėriklio sluoksnį, todėl dažnai naudojamos anti-rezonansinės arba pusiau-rezonansinės SESAM tipo struktūros [21]. 7a pav. pavaizduotas matriciniu metodu [51] sumodeliuotas anti-rezonansinės struktūros elektrinio lauko skirstinys 1064 nm bangos ilgiui, kurio tarp sluoksnio fazės pokytis yra  $\pi$ , o sluoksnio storis – nelyginis  $\lambda_0 / 4n(\omega)$  kartotinis. Ant tokio paviršiaus užgarius lūžio rodiklio  $n_d$  anti-refleksinę dangą (AR), kurios storis  $\lambda_0 / 4n_d(\omega)$ , tarp sluoksnio ir AR dangos bendras fazės pokytis tampa  $2\pi$ , todėl tenkina rezonanso sąlyga (7b pav.). Tačiau rezonansas nėra maksimalus, nes AR dangos lūžio rodiklis yra mažesnis nei tarp sluoksnio (pusiau-rezonansas), o tai lemia mažesnę Frenelio atspindį tarp AR dangos ir oro nei tarp didesnio lūžio rodiklio tarp sluoksnio ir oro. Anti-rezonansinės ir pusiau-rezonansinės struktūrų santykinio lauko padidinimo faktoriaus (tarp normuotų krentančio ir atspindėto lauko intensyvumų [49]) priklausomybės nuo bangos ilgio pavaizduotos 7c ir d pav. Kadangi rezonanso sąlyga tenkinama siauram bangos ilgių diapazonui, rezonansinės SESAM struktūros

lauko padidinimo faktorius visada stipriau priklauso nuo lazerio spinduliuotės bangos ilgio nei anti-rezonansinės [37].



**7 pav.** Optinės spinduliuotės sklaidimas SESAM struktūroje: a) Elektrinio lauko silpumas pereinant iš oro (mažesnio lūžio rodiklio terpės) į puslaidininkį (didesnio lūžio rodiklio terpę), kai fazės pokytis dėl tarpsluoksnio storio yra  $\pi$  (anti-rezonansas) ir b)  $2\pi$  (rezonansas), kuris pasiekiamas užgarinus papildomą AR dangą. c) ir d) pavaizduoti atitinkamai anti-rezonansinės ir rezonansinės SESAM struktūrų santykinio elektrinio lauko intensyvumo padidinimo faktoriai ties skirtingais bangų ilgiais.

**Krūvininkų sužadavimo ir relaksacijos trukmė.** Krūvininkų relaksacijos trukmės mažinimas yra būtinas puslaidininkinėse SESAM tipo struktūrose, nes tipinė aukštoje temperatūroje užaugintos kvantinės duobės krūvininkų gyvavimo trukmė yra labai ilga ( $>300$  ps). Tokios ilgos relaksacijos trukmės sugėrikliai itin trumpų impulsų skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai netinkami [10], todėl relaksacijai pagreitinti naudojami specialūs metodai – jonų implantavimas arba struktūros auginimas žemoje temperatūroje ( $<600$  K). Naudojant šiuos metodus, puslaidininkio kvantinių duobių regione ir tarpmazgiuose sukuriama papildomi defektai, kurie pagreitina krūvininkų

rekombinacijos greitį, nes atsiranda papildomi nespindulinės relaksacijos kanalai. Tada krūvininkų gyvavimo trukmę galima sumažinti iki kelių pikosekundžių arba net  $<1$  ps [50]. Šie defektai būna kelių rūšių, bet pagal pagavimo lygmens energiją skirstomi į du pagrindinius – paviršinius ir giliuosius [52]. Paviršiniai (seklieji) defektai sukuria papildomas energetines būsenas šalia kvantinės duobės laidumo juostos lygmenų ir pagreitina sužadintų krūvininkų relaksaciją į laidumo juostos dugną [52]. Dėl šios priežasties optinis sužadinimas vyksta sparčiau. Tuo tarpu, giliųjų defektų būsenos išsidėsto kvantinės duobės draustinių energijų juostoje ir lemia greitą juosta-juosta rekombinaciją [52], nuo kurios priklauso SESAM sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmė.

**Dvifotonė sugertis ir pagrindiniai SESAM netiesinių parametru degradacijos mechanizmai.** Puslaidininkinės SESAM struktūros krūvininkų relaksacijos trukmę galima sumažinti sukuriant papildomus struktūrinius defektus. Tačiau defektų skaičius dažnai net ir po atkaitinimo (kuris būtinas atstatyti tvarkingą kristalo struktūrą) būna didelis, todėl sukuria papildomus mechaninius įtempimus dėl ne visai suderintų skirtingų medžiagų kristalinių gardelių arba tiesiog struktūrinių gardelės pakitimų [53]. Kieto kūno lazerių modų sinchronizacijai pakanka labai mažo netiesinio moduliacijos gylio SESAM tipo sugėriklių ( $<1$  %), todėl dažnai užtenka vienos kvantinės duobės, o sistemos sugertis yra maža [50]. Skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai reikia kur kas didesnio atspindžio moduliacijos gylio ( $>5$  %), todėl SESAM būna sudarytas iš kelių ar keliolikos kvantinių duobių, kurių sugertis gali siekti net 50 %. Optinio sužadinimo intensyvia spinduliuote metu, defektai ar defektų sritys gali būti modifikuojamos, o sugėriklio netiesinės savybės degraduoti [21]. Skiriami du pagrindiniai pažeidimo optine spinduliuote mechanizmai: kritinis optinis pažeidimas ir ilgalaikis struktūros modifikavimas. Pastarasis dažnai yra labai lėtas procesas, o pažeidimas vyksta aktyvuojant ar sukuriant defektus palaiptinai [54]. Kritinis optinis puslaidininkio pažeidimas vyksta ties labai dideliais intensyvumais ir dažnai siejamas su dvifotone sugertimi [21]. Dvifotonė sugertis yra netiesinis procesas, kuri priklauso nuo medžiagos storio.

Kadangi sugėriklio sluoksnis yra labai plonas, lyginant su bendru SESAM struktūros storium, šis efektas ryškiausias tarp sluoksnyje bei Brego struktūroje. Dvifotonio sužadavimo metu sugeriami iškart du fotonai, o krūvininkai užkeliami į aukštos energijos lygmenis. SESAM tipo sugėrikliui ši sugertis gali būti ir naudinga, nes keičia atspindžio skaidrėjimo nuo optinės spinduliuotės intensyvumo pobūdį ir taip padeda stabilizuoti rezonatoriaus impulsą [55]. Tačiau didelis elektrinis laukas SESAM tipo struktūroje (ypač rezonansinės struktūros atveju) dažnai inicijuoja įvairius pažeidimo mechanizmus, kurių šaltinis dažnai būna dvifotonė sugertis [21]. Struktūros sužadavimo pikosekundinės trukmės impulsais atveju, šiluminių procesų relaksacija yra kelių mikrosekundžių eilės [56], todėl terminiai efektai ypatingai dominuoja labai didelio impulsų pasikartojimo dažnio lazeriuose, nes sistema nespėja ataušti po praėjusio impulso. Prie mažesnių lazerinės spinduliuotės intensyvumų, terminiai efektai dominuoja ir gali aktyvuoti defektų difuziją bei taip paspartinti optinį SESAM pažeidimo procesą [54].

Skaidulinių lazerių sugėrikliams būtinas ne tik didelis moduliacijos gylis, bet ir mažas įsotinimo energijos srautas tam, kad būtų pasiekta savaiminė modų sinchronizacija ir išvengta kokybės moduliacijos nestabilumų [31]. Tipinis kvantinių duobių įsotinimo srautas būna mažas ( $<20 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ), tačiau auginimo metu reikia tiksliai atitaikyti sudėtinės kvantines duobes sudarančios medžiagos koncentracijas, norint pagaminti siaurą eksitoninės sugerties juostą ties norimu bangos ilgiu [50]. Be to, dėl didelio skaičiaus duobių eksitoninė juosa išplinta, o SESAM įsotinimo energijos srautas dažnai padidėja iki  $\sim 100 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . Todėl reikia naudoti rezonansinę arba pusiau-rezonansinę SESAM struktūrą [37]. Patenkinus rezonanso sąlygą ir pozicionuojant duobes ties maksimaliu stovinčiosios bangos elektriniu lauku, galima ne tik sumažinti įsotinimo srautą, bet ir padidinti SESAM moduliacijos gylį [57]. Tačiau šiuo atveju SESAM pažeidimo slenkstis būna daug mažesnis už anti-rezonansinės struktūros, kuri sudaryta iš didesnio skaičiaus kvantinių duobių [58].

### ***1.4.2 Anglies nanovamzdelių sugėrikliai (1D struktūros)***

Nors molekulinų pluoštų epitaksijos būdu užaugintos SESAM tipo įsisotinančių sugėriklių struktūros yra tinkamos skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai, jų gamyba yra sudėtinga, o integravimas į skaidulinę sistemą visada turi vykti naudojant papildomus laisvos erdvės komponentus. Be to, gamybos proceso metu suformuoti gardelių įtempimai ir būtini dirbtiniai papildomi defektai dažnai daro įtaką SESAM struktūrų ilgaamžiškumui [54]. 1991 metais, metai prieš SESAM atradimą, buvo atrasta nauja nanostruktūrinė medžiaga – anglies nanovamzdeliai (toliau CNT) [59]. Iš šios medžiagos pagamintų sugėriklių netiesinės optinės savybės (netiesinė sugerties moduliacija ir įsotinimo srautas) niekuo nenusileidžia standartiniams puslaidininkinių įsisotinančių sugėriklių veidrodžiams, tačiau struktūrų formavimui nereikia naudoti labai tikslų ir sudėtingų gamybos procesų [60]. Kombinuojant kelių rūšių (skirtingų diametru) anglies nanovamzdelius, galima gauti plačiajuosčius optinės spinduliuotės sugerties spektrus, todėl jie yra tinkami itin trumpų impulsų generavimui [61]. Buvo pademonstruotas plačiame bangos ilgių intervale (1030-2000  $\mu\text{m}$ ) veikiantis CNT įsisotinantis sugėriklis [62], o tai yra dar vienas pranašumas prieš SESAM tipo sugėriklius, kurie dažniausiai veikia <100 nm intervale [63]. Anglies nanovamzdelių natūrali labai greita (<2 ps) sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmė ir labai mažas įsotinimo srautas yra privalumas, siekiant tokią medžiagą panaudoti skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai, nenaudojant papildomo struktūrinio modifikavimo ar implantavimo.

Vienasieniai anglies nanovamzdeliai (V-CNT) yra anglies dariniai, kuomet tvarkiai susijungusių anglies atomų grafeno lakštai yra atominių jėgų susukti į atskirus cilindro formos junginius. Jų savybės priklauso nuo cilindro diametro ir susukimo būdo [64]. Anglies nanovamzdeliai būna kraštutinių dviejų tipų – metaliniai ir puslaidininkiniai. Metaliniai praktiškai neturi draustinės energijos juostos tarpo, o jų eksitoninė sugertis silpna. Puslaidininkiniai anglies nanovamzdeliai savo optinėmis savybėmis artimi įprastam puslaidininkiiui ir turi draustinės energijos juostos tarpą. Parenkant

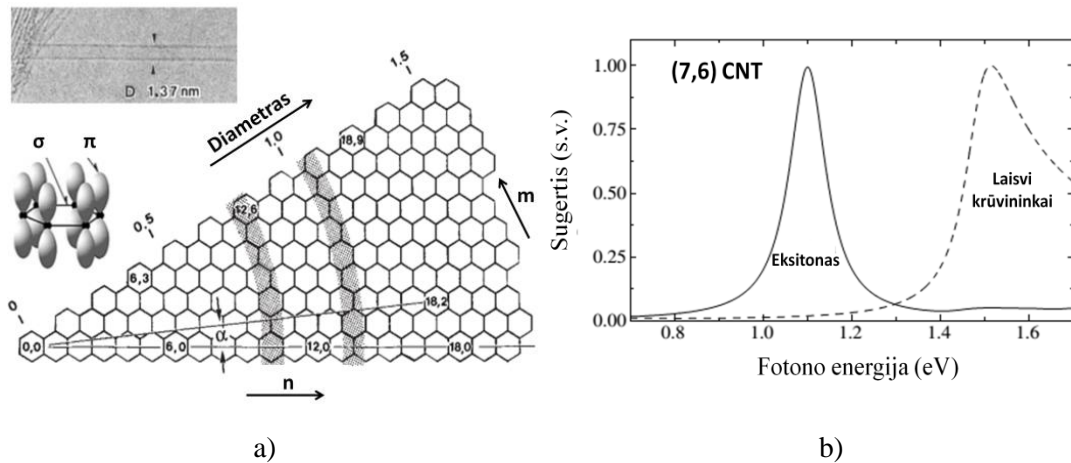
tam tikrą nanovamzdelio diametrą, kuris priklauso nuo susukimo vektoriaus (angl. Chirality), galima keisti optinės spinduliuotės sugerties spektrą. Šis vektorius žymimas  $\mathbf{C}_h$ , o jį aprašo vienetiniai vektoriai  $\mathbf{a}_1$  ir  $\mathbf{a}_2$  kurie reiškia tik dvi galimas susukimo kryptis, suformuojant savotišką trikampį (8a pav.). Susukimo vektorius priklauso nuo to, kiek tarp vienos ir kitos trikampio kraštinės yra vienetinių vektorių. Jis gali būti suskaičiuotas pagal [64]

$$\mathbf{C}_h = n\mathbf{a}_1 + m\mathbf{a}_2 = (n, m), \quad (21)$$

kur  $n$  ir  $m$  yra sveikas skaičius. Žinant  $n$  ir  $m$  galima apskaičiuoti anglies nanovamzdelio diametrą [65]

$$d = \frac{|\mathbf{C}_h|}{\pi} \approx 2.46 \text{ \AA} \frac{\sqrt{n^2 + m^2 + nm}}{\pi}. \quad (22)$$

Lyginant su 2D struktūromis, dėl didelės eksitono ryšio energijos, anglies nanovamzdelių eksitoninės sugerties juosta yra intensyvesnė (8b pav.). Tačiau atskiri nanovamzdeliai turi būti gerai atskirti, nes dėl Van der Valso jėgų gali jungtis į konglomeratą [66]. Nanokristalų konglomeratas sumažina eksitoninės sugerties osciliacijų stiprį ir padidina kontinuumo sugertį, todėl sumažėja nanovamzdelių netiesinis sugerties moduliacijos gylis [67]. Dėl padidintos sąveikos (dėl stipresnių Van der Valso jėgų) mažesnio diametro anglies nanovamzdelius būna sunkiau atskirti vieną nuo kito [68].



**8 pav.** Anglies nanovamzdelių savybės. a) Grafeno lakštas, kurį susukant tam tikra tvarka susidaro skirtingų tipų anglies nanovamzdeliai. Svarbiausia parametrai yra susukimo vektorius, anglies atomų grandinių skaičius bei susukto cilindro diametras [69]. b) Anglies nanovamzdelių sugertis, kuri priklauso nuo cilindro diametro [65].

Kaip jau minėta, puslaidininkinių anglies nanovamzdelių sužadintų krūvininkų relaksacija yra labai greita, dažniausiai stebima  $<1$  ps [70], tačiau kai atskirų rūšių nanovamzdeliai yra gerai išsklaidomi, išauga iki  $>30$  ps [71] ir rodo, kad krūvininkų relaksacijai svarbi tarpvamzdelinė sąveika. Tiek pirmos, tiek ir antros eksitoninės juostos nusukardinimas vyksta vienodai [72], todėl abi šias juostas būtų galima išnaudoti skirtingų bangos ilgių skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai. Tačiau tai tinka tik lazerių konfigūracijai, kuriai mažas įsotrinimo srautas nėra svarbus (pvz. didelės impulso energijos rezonatoriuose), nes antros eksitoninės juostos įsotrinimo energija būna mažiausiai viena eile didesnė nei pirmosios [73].

**Gaminimo ir atskyrimo strategija.** Vienasieniai anglies nanovamzdeliai gali būti pagaminti keliais skirtingais būdais [74]. Dažniausiai naudojami metodai yra lazerinė abliacija, išlydžio lankas ir cheminis garų nusodinimas. Keičiant anglies nanovamzdelių gamybos parametrus, galima kontroliuoti V-CNT diametrą [75]. Siekiant turėti pirmąjį eksitoninės sugerties maksimumą ties trumpesniais bangų ilgiais, reikia sumažinti nanovamzdelio diametrą iki ekstremalių verčių ( $<1$  nm), kurios pasiekiamos tik cheminio garų nusodinimo metodu [76]. Be to, gamybos metu naudojami reagentai įveda papildomų priemaišų, kurias išvalyti yra labai sunku dėl stiprių nanodalelių sąveikos jėgų. Šios priemaišos yra papildomas neįsisotinamųjų nuostolių šaltinis anglies nanovamzdelių įsisotinamam sugėrikliui [77].

Po to, kai pagal lazerio centrinį bangos ilgį parenkamas anglies nanovamzdelių diametras, juos reikia gerai išskaidyti ir įterpti į tam tikrą polimerinę ar kitokios medžiagos terpę, kuri būtų skaidri toje spektrinėje srityje ir neįvestų daug papildomų optinės spinduliuotės nuostolių. Kadangi V-CNT yra natūraliai hidrofobiniai, juos ištirpdyti yra sudėtinga, o didesnis tirpumas gali būti pasiektas tik kovalentiniu arba ne-kovalentiniu būdu modifikuojant jų paviršius [66]. Įvairių paviršiaus modifikatorių ir polimerų naudojimas gali padidinti anglies nanovamzdelių tirpumą polinėje arba nepolinėje terpėje. Geriausi rezultatai pasiekiami su modifikatoriais, kurie savo sudėtyje turi azoto, t.y. poly-(vinil) pirolidonas (PVP) ir Poly-(4-vinil)

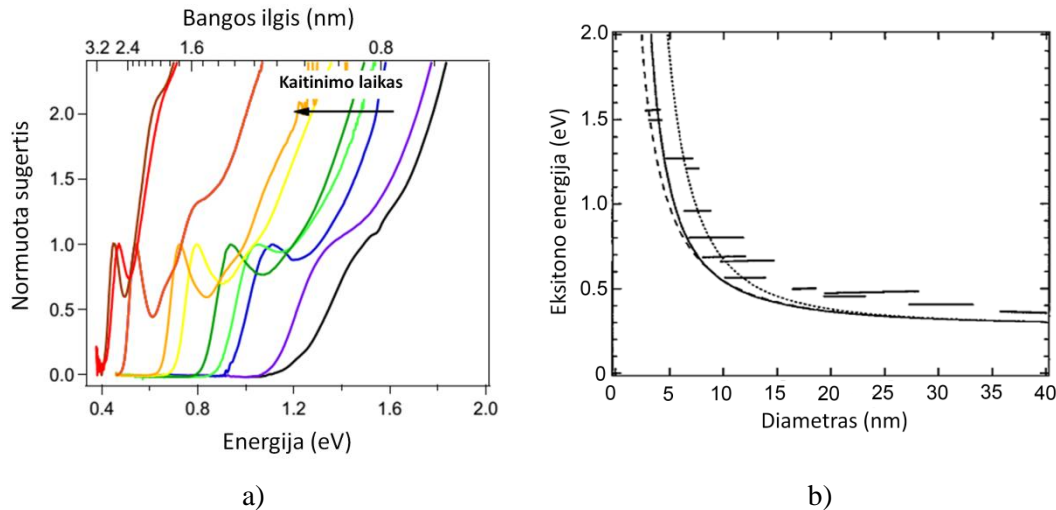


piridinas (P4VP), o taip pat nepoliškai sąveikaujantys modifikatoriai – sodos dodecil-benzo sulfatas (SDS) ar Tritonas x-305 [78]. Dažnai tirpale pagaminta suspensija yra naudojama be jokios polimerinės terpės, ją dengiant paprasčiausio lašinimo būdu tiek nesukant (angl. drop-coating), tiek ir sukant bandinį (angl. spin-coating). Tačiau be polimerinės matricos, džiūvimo proceso metu, anglies nanovamzdeliai gali konglomeruotis. Be to, neapsaugoti anglies nanovamzdeliai gali būti ne tokie atsparūs intensyviai optinei spinduliutei, nes pažeidimas dažnai vyksta anglies nanovamzdelių ir paviršiaus sandūroje.

### ***1.4.3 PbSe kvantinių taškų sugėrikliai (0D struktūros)***

Švino selenido (PbSe) kvantiniai taškai yra 0D medžiaga, o jų optinės netiesinės savybės gali būti pritaikytos įsisotinamųjų sugėriklių gamybai [79]. Švino selenidas yra IV–VI grupės elementų junginys, kuris turi labai didelį eksitono Boro radiusą ( $a_b = 46$  nm), todėl jame galima pasiekti ypač stiprų erdvinį krūvininkų ribojimo efektą [80]. Skirtingai negu II–VI grupių puslaidininkiuose, švino druskų grupei priskiriamo (kartu su PbSe, PbTe) PbSe kvantinis ribojimo efektas yra ne tik stipresnis, bet ir vienodas tiek elektronams, tiek ir skylėms, nes elektronų ir skylių efektinės masės beveik vienodos (~10 nm). Todėl šiuose nanokristaluose stebimas labai didelis eksitoninės sugerties poslinkis į mėlynąją spektro sritį, mažinant kristalo matmenis [81]. Kadangi įprastų matmenų švino selenido draustinės energijos juostos tarpas yra tik ~0.27 eV (atitinka ~4 μm bangos ilgį), o stiprus kvantavimo efektas didina draustinių energijų juostos tarpą, eksitoninės sugerties juostą galima modifikuoti net iki regimojo diapazono fotonų energijų (~1.6 eV). Norint šį efektą pasiekti, kvantiniai taškai turi būti integruojami į stiklo [80], polimerinę arba koloidinio tirpalo terpę [79]. Didelis draustinių energijos juostų tarpo poslinkis stebimas PbSe integruoto į fosfatinio stiklo terpę. Keičiant temperatūrą ir eksponavimo laiką, galima tolygiai keisti eksitoninės sugerties juostos padėtį (9a pav.). Tačiau neparinkus tinkamų gamybos sąlygų, eksitoninė juosta artėja prie kontinuumo sugerties, todėl netiesinis sugerties skaidrėjimas būna mažesnis, o neįsisotinamųjų nuostoliai

didesni nei, pavyzdžiui, naudojant koloidinio tirpalo terpę. Tikslus mechanizmas, kaip stiklo terpė veikia kvantinių taškų optines savybes nėra aiškus [82]. Pirmojo eksitoninio lygmens energijos pokytis nuo PbSe diametro pavaizduotas 9b pav. Pasiekus kvantinio taško diametrą mažesnę nei 15 nm, eksitono ryšio energija smarkiai išauga.



**9 pav.** PbSe kvantinių taškų savybės: a) eksitoninės sugerties juostos poslinkis, keičiant stiklo terpės, kurioje formuojami kvantiniai taškai, ekspozicijos aukštoje temperatūroje laiką [81]; b) eksitoninės sugerties juostos energijos pokytis nuo kvantinio taško diametro (teorija ir eksperimentas) [83].

Kadangi stikle suformuotų PbSe kvantinių taškų sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmė paprastai yra pakankamai greita ( $<30$  ps), jie yra tinkami skaidulinių pikosekundinės trukmės impulsų modų sinchronizacijai be papildomos modifikacijos [84]. Tačiau gamybos procesas turi būti gerai kontroliuojamas, nes įvedus papildomų struktūrinių defektų, krūvininkai pagaunami į ilgai gyvuojančias ( $>200$  ps) paviršines būsenas, kurios įneša papildomus neįsisotinamą nuostolius bei sumažina netiesinio sugėriklio praskaidrėjimo efektą. Buvo pademonstruota, kad technologiškai tinkamai pagaminti kvantinių taškų sugėrikliai gali būti pritaikomi net kieto kūno lazerių modų sinchronizacijai, kur dideli neįsisotinamą nuostoliai yra netoleruojami [7]. Šioje disertacijoje buvo tiriamos netiesinės stiklo suformuotų PbSe kvantinių taškų sugėriklio optinės savybės, siekiant jį pritaikyti skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai ties  $\sim 1$   $\mu\text{m}$  bangos ilgiu.

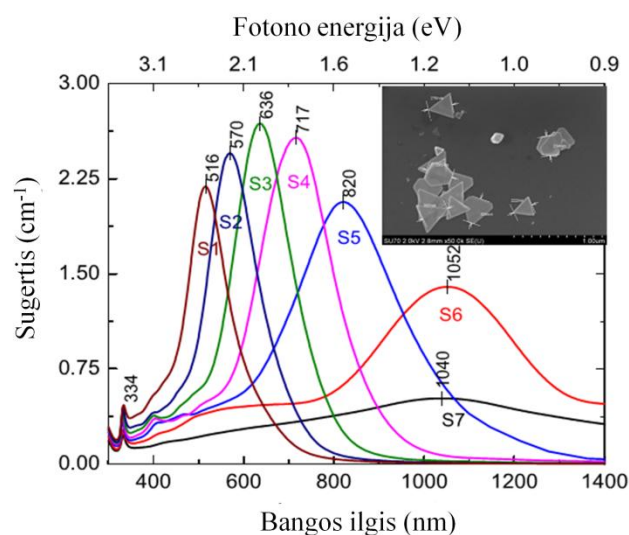
#### ***1.4.4 Dirbtiniai sugėrikliai ir kiti impulsų generavimo būdai***

Be jau minėtų mažos dimensijos puslaidininkinių struktūrų, egzistuoja kitokio pobūdžio sugėriklių tipai, kurie gali būti pritaikomi skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai. Dažnai naudojamas netiesinės kilpos veidrodis [85] arba netiesinės sustiprintos kilpos veidrodis [86] – dirbtinis sugėriklis, kurio veikimo principas yra pagrįstas ateinančios ir atspindimos spinduliuotės sumavimu, kada atspindima šviesa, sklisdama ilgoje skaiduloje, dėl Kero efekto patiria fazės pokytį, todėl išėjime konstruktyviai arba destruktvyviai interferuoja su ateinančia spinduliuote. Šis būdas yra sudėtingas, nes reikia tiksliai suderinti rezonatoriaus ir kilpai naudojamos skaidulos ilgus tam, kad jų fazės būtų suderintos (skaidulos paprastai būna ilgesnės nei 10 m). Kitas būdas naudoja netiesinį poliarizacijos sukimą poliarizaciją neišlaikančioje skaiduloje [87], kurioje dvi tam tikru poliarizaciniu kampu suvestos spinduliuotės, dėl išilginės ir skersinės fazinės savimoduliacijos, keičia pradinės poliarizacijos būseną. Įstačius poliarizatorių, galima sistemą kombinuoti taip, kad pralaidumas padidėtų arba sumažėtų, didinant optinės spinduliuotės intensyvumą. Kadangi naudojama skaidula neišlaiko poliarizacijos, nestabilizavus temperatūros vyksta poliarizacijos fliktuacijos, todėl dažnai lazeris būna nestabilus. Netiesinį poliarizacijos sukimą galima pasiekti ir poliarizaciją išlaikančioje skaiduloje, naudojant Faradėjaus veidrodį [88]. Nors toks būdas neturi poliarizacijos fliktuacijų, visi dėl Kero efekto veikiantys dirbtiniai sugėrikliai startuoja tik prie labai didelių energijų, todėl jiems būtinas papildomas impulso inicijavimo mechanizmas [89]. Be to, dėl didelės netiesinės fazės pokyčio, impulso spektras būna moduluotas, o trukmė dažnai nėra spektriškai ribota [90]. Todėl šiame darbe pristatomos dar dvi alternatyvos skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai - spektrinis filtravimas ir sidabro nanoprizmių sugėriklis.

##### ***1.4.4.1 Sidabro nanoprizmių sugėrikliai***

Sidabro nanoprizmės yra dar vienas pasyvus įsisotinantis sugėriklis, kurio veikimo principas paremtas paviršiaus plazmonų rezonansu [91]. Plonose

metalo struktūrose (kelių atomų diametro dydžio) vykstantis paviršiaus plazmonų rezonansas, kada optinis laukas sužadina metalo paviršiuje esančius laidumo juostos elektronus ir priverčia juos osciliuoti savituoju dažniu, priklauso nuo dalelės dydžio ir formos [92]. Todėl kombinuojant šiuos du parametrus, galima gauti optinės spinduliuotės sąveiką ties bet kuriuo bangos ilgiu. Skirtingai nei PbSe kvantinių taškų atveju, šios nanostruktūros neturi būti labai mažos (diametras paprastai didesnis nei 40 nm), todėl jas fabrikuoti yra šiek tiek paprasčiau. Tačiau tiek nanodalelės dydis, tiek ir forma turi būti tiksliai kontroliuojama, nes nuo jos priklauso optinės spinduliuotės sugertis. Skirtingų dydžių trikampių prizmių sugerties spektrai ties skirtingais bangų ilgiais pavaizduoti 10 pav.



**10 pav.** Sidabro nanprizmių sugerties spektro kitimas nuo nanoprizmės dydžio [93].

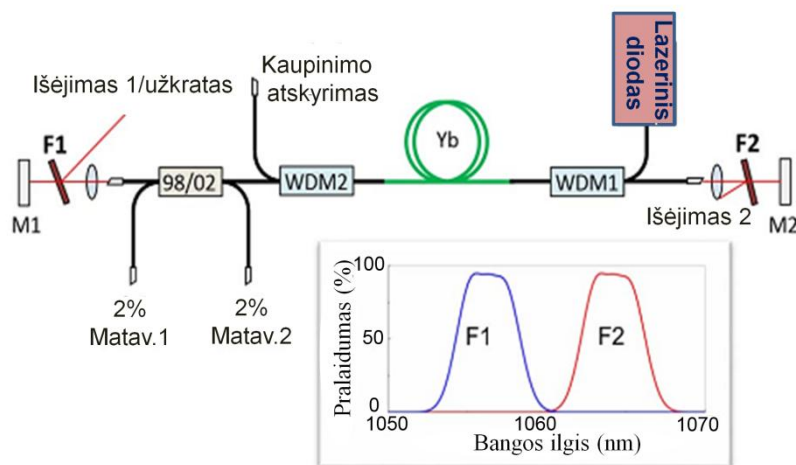
Netiesinės plazmoninių struktūrų savybės stipriai priklauso nuo pasirinktos terpės [94]. Tokiose struktūrose stebimi keli netiesiniai efektai – Kero inicijuota pluošto savifokusacija, netiesinė įsisotinanti sugertis ir sugertis iš sužadintų būsenų [95]. Šioje disertacijoje pabandyta įvertinti tokių struktūrų tinkamumą skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai ties 1  $\mu\text{m}$  bangos ilgiu.

#### 1.4.4.2 *Spektro filtravimas trumpų impulsų generavimui*

Naujas itin trumpų impulsų generavimo skaidulinėse sistemose būdas yra netiesinis spektrinis filtravimas [96]. Toks generatorius pavaizduotas 11

pav. Jį sudaro tiesinio skaidulinio rezonatoriaus veidrodžiai M1 ir M2, iterbiu legiruota aktyvi terpė ir bangos ilgių komutatoriai WDM1 ir WDM2, kurie naudojami kaupinimo diodo LD spinduliuotės įvedimui ir atskyrimui. Pagrindiniai elementai yra tam tikro spektrinio pralaidumo filtrai F1 ir F2, kurie inicijuoja impulsų formavimą bei moduliuoja jo spektrą. Vietoje spektrinio filtro ir veidrodžio gali būti naudojamos atspindinčios skaidulinės Brego gardelės, kurios užtikrintų visiškai skaidulinę konfigūraciją.

Nuo vieno iš veidrodžių atspindėta spinduliuotė yra sustiprinama aktyvioje terpėje, o impulso spektras plinta tam tikro ilgio skaiduloje dėl fazinės savimoduliacijos. Neišplitusi spektro dalis yra filtruojama kitame rezonatoriaus gale esančio filtro. Šis itin trumpų impulsų generavimo būdas nėra priskiriamas rezonatoriaus modų sinchronizacijai, nes nenusistovi išilginės rezonatoriaus modos, o impulsas formuojamas vieno praėjimo metu.



**11 pav.** Impulsų generatoriaus principinė schema [96].

Kadangi šis impulsų generavimas vyksta dėl netiesinio fazinės savimoduliacijos (Kero efekto), jis turi trūkumų. Kaip ir kitiems dėl Kero efekto vykstantiems impulsų formavimo metodams, reikalingas papildomas startavimo mechanizmas. Be to, tokių būdu suformuoti impulsai nėra spektriškai riboti, o jų spaudimui reikalingas išorinis impulsų spaustuvas. Tačiau tokiame generatoriuje eliminuojamas pasyvus įsisotinantis sugėriklis, kuris dažnai yra vienintelis pažeidimui jautrus elementas skaidulinio lazerio rezonatoriuje.

## 2 Tyrimo metodai

Įsisotinantis sugėriklis yra pagrindinis elementas sinchronizuotų modų ultratrumpųjų impulsų lazeriuose. Jo netiesinių parametrų rinkinys lemia pagrindines lazerio charakteristikas – savaiminę modų sinchronizaciją (startavimą), ilgalaikį stabilumą ir impulsų kokybę. Šiame skyriuje apžvelgiama įsisotinančio sugėriklio tyrimo metodika. Visas netiesines sugėriklio charakteristikas galima nustatyti dviem būdais – netiesinės sugerties (arba atspindžio) matavimo ir žadinimo-zondavimo eksperimentais. Pirmasis skirtas nagrinėti statinius sugėriklio parametrus, detektuojant sugerties pokyčius, o antrasis – stebėti dinامينius krūvininkų sužadinimo ir relaksacijos procesus. Tyrimams atlikti buvo surinktos abi matavimo sistemos, naudojant tik skaidulinius ir mikrooptinius komponentus, todėl joje buvo minimalus skaičius laisvos erdvės elementų. Kadangi matavimai atliekami optinei spinduliutei cirkuliuojant vienamodėje poliarizaciją išlaikančioje skaiduloje, sistemos buvo atsparios išoriniams aplinkos pokyčiams, todėl jų nereikėjo papildomai derinti. Visiškai skaidulinė matavimo sistema buvo privalumas tyrinėti sugėriklius, skirtus skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai, nes juos vienokiu ar kitokiu būdu reikėjo integruoti į skaidulą. Su tokia sistema buvo galima atlikti ilgalaikius SESAM tipo sugėriklių degradacijos testus (iki 18000 h). Laisvos erdvės komponentų turinčia sistema tyrinėti pažeidimo procesus būtų sudėtinga, nes dažnai nėra užtikrinamas spindulio krypties stabilumas (angl. Beam pointing) [97]. Kiek mums yra žinoma, tokios ilgos trukmės SESAM atsparumo optinei spinduliutei testai yra unikalūs, nes mokslinėje literatūroje sugėriklis dažnai testuojamas tik kelis šimtus valandų [21]. Visiškai skaidulinės įsisotinančių sugėriklių netiesinio atspindžio ir dinامينių procesų testavimo sistemos taip pat nebuvo aprašytos mokslinėje literatūroje. Dalis šiame skyriuje pateiktų rezultatų publikuoti žurnale „Optical Fiber Technologies“ [98]

## 2.1 Netiesinių sugėriklio parametrų apibrėžimas ir jų matavimo metodika

Kadangi mūsų tyrimuose naudojami sugėrikliai yra skirti sinchronizuoti tiesinio skaidulinio rezonatoriaus modas, jie dažniausiai veikia moduluodami atspindžio nuotolius, o netiesinė sugertis nustatoma matuojant atspindį [99]. Galima išskirti du ribinius sugėriklio įsotinimo trumpais optiniais impulsais atvejus. Pirmasis, kai impulso trukmė yra daug ilgesnė už sugėriklio sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmę, o įsotinimo procesas aprašomas kaip funkcija nuo intensyvumo (matuojamo  $W/cm^2$ ). Kitu atveju, krintančios optinės spinduliuotės impulsas yra daug trumpesnis arba palyginamas su krūvininkų relaksacijos laiku. Tokiu būdu optinės spinduliuotės sąveika su sugėrikliu yra gerai apibūdinama impulso energijos srautu į ploto vienetą (matuojamo  $J/cm^2$ ). Šiuo atveju įsotinimo lygis nebeprisiklauso nuo impulso trukmės, nes sugėriklis lieka įsotintas ilgą laiką po impulso. Ši aproksimacija dažnai taikoma, norint nustatyti pagrindinius sugėriklio įsotinimo parametrus: įsotinimo energijos srautą ( $F_{sat}$ ), moduliacijos gylį ( $\Delta R$ ), mažo intensyvumo atspindį ( $R_0$ ), įsotinto sugėriklio atspindį ( $R_{n0}$ ) ir neįsotinamus nuostolius ( $R_{ns}$ ).  $F_{sat}$  yra optinio impulso energijos srautas, kuris įsotina sugėriklį taip, kad jo atspindys padidėja nuo mažo intensyvumo atspindžio  $R_0$  iki  $1/e$  karto nuo maksimalaus visiškai įsotinto atspindžio  $R_{sat}$  lygio (žiūrėti 12 pav.). Kiekviena netiesinė medžiaga arba jos pagrindu pagaminta struktūra turi savitą įsotinimo srautą. Moduliacijos gylis  $\Delta R$  yra maksimalus netiesinio atspindžio pokytis. Neįsotisotinantys nuostoliai  $R_{ns}$  – skirtumas tarp pilno atspindžio ( $R = 100\%$ ) ir  $R_{n0}$ . Matuojant ties dideliais energijos srautais būtina įskaityti inversinės sugerties koeficientą  $F_2$ , kuris priklauso nuo dvifotonės sugerties (TPA) ir kitų netiesinių efektų (pvz. laisvųjų elektronų sugerties) sugėriklio medžiagoje. 12 pav. pavaizduotą įsotisotinančio sugėriklio atspindžio kreivę geriausia atidėti pusiau logaritminėje skalėje, kur krintančio impulso energijos srautas yra logaritminėje skalėje, nes dažnai netiesinis atspindys prasideda prie labai mažų

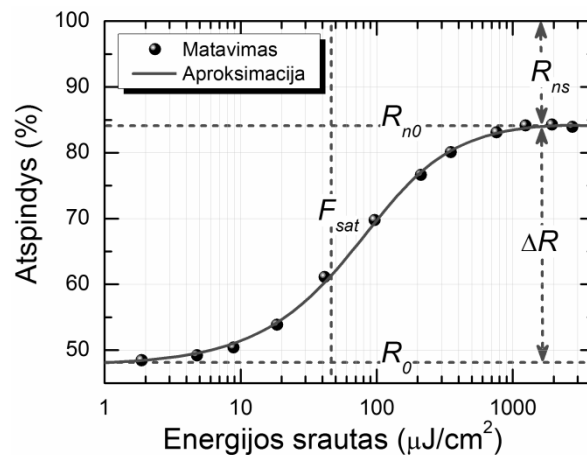
energijos srautų (tipiškai  $<1 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ) ir visiškai išotinamas prie labai didelių ( $>1 \text{mJ}/\text{cm}^2$ ). Jei impulso pluošto profilis yra plokščios viršūnės, netiesinis sugėriklio atspindžio pokytis nuo impulso energijos srauto ( $F_p$ ) gali būti užrašomas tokia funkcija [99]:

$$R(F_p) = 1 - \Delta R_{ns} - \Delta R \frac{1 - e^{(-F_p / F_{sat})}}{F_p / F_{sat}} - F_p / F_2. \quad (23)$$

Šia funkcija aproksimuojant išmatuotą išisotinančio sugėriklio atspindį, galima nustatyti visus minėtus netiesinius sugėriklio parametrus. Jei impulso pluošto profilis nėra plokščiosios viršūnės, o pavyzdžiui dažniausiai lazerio rezonatoriuose sutinkamas Gausinis, reikia taikyti papildomas pataisas [100], tačiau praktiniam naudojimui pakanka įtraukti efektyvų plotą  $A_{eff}$ , kuris apskaičiuojamas, naudojant Gausinio pluošto radiusą  $1/e^2$  intensyvumo lygyje  $\omega_{1/e^2}$ ,  $A_{eff} = \pi \omega_{1/e^2}^2$ . Tada, impulso energijos srautą galima užrašyti taip:

$$F_p = \frac{E_p}{A_{eff}}, \quad (24)$$

čia  $E_p$  - impulso energija.



**12 pav.** Tipinė išisotinančio sugėriklio netiesinio atspindžio kreivė. Atspindys (eksperimentiniai taškai) pamatuotas ties skirtingais impulso energijos srautais ir aproksimuotas (23) formule (ištinė kreivė). Naudojant šią aproksimaciją galima nustatyti visus statinius netiesinius sugėriklio parametrus: soties srautą ( $F_{sat}$ ), atspindžio moduliacijos gylį ( $\Delta R$ ), mažo intensyvumo atspindį ( $R_0$ ), išotintą atspindį ( $R_{no}$ ) ir neišisotinančius nuostolius ( $R_{ns}$ ).

Netiesiniai išisotinančio sugėriklio parametrai yra labai svarbūs formuojant ir stabilizuojant optinius impulsus lazerio rezonatoriuje. Pavyzdžiui

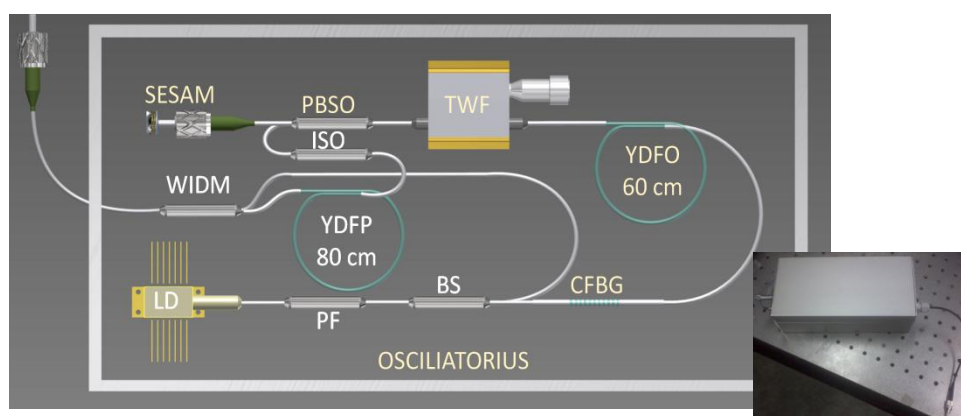


įsotinimo srautas turi būti labai mažas, lyginant su rezonatoriuje cirkuliuojančio impulso energijos srautu, norint inicijuoti savaiminę lazerio modų sinchronizaciją ir išvengti kokybės moduliacijos nestabilumą [17]. Kiti netiesiniai parametrai priklauso nuo lazerio tipo. Kieto kūno lazeriuose moduliacijos gylis ir neįsisotinantis nuostoliai turi būti labai maži (~1%), siekiant išvengti kokybės moduliacijos nestabilumus [17]. Skaiduliniuose lazeriuose moduliacijos gylis turi būti daug didesnis (tipiškai 5 – 40 %), norint užtikrinti savaiminį startavimą ir stabilų veikimą, nes plačiajuostė stiprinimo terpė, intensyvi spontaninė emisija, dideli rezonatoriaus apėjimo nuostoliai bei skaidulos dispersija gali destabilizuoti impulsų formavimo procesą [31]. Didelį sugėriklio moduliacijos gylį pasiekti yra sudėtinga, o užduotį apsunkina ir tai, kad įsotinimo srautas turi išlikti pakankamai mažas. SESAM tipo sugėrikliuose moduliacijos gylis yra proporcingas kvantinių duobių skaičiui, tačiau jį didinant, kartu padidinami neįsisotinantis nuostoliai bei mechaniniai įtempimai. Abu šie faktoriai gali daryti įtaką SESAM pažeidimo procesui. Kritinis optinis pažeidimas ir ilgalaikis struktūros modifikavimas optine spinduliuote skirtingai pakeičia sugėriklio netiesinius parametrus [58], todėl netiesinio atspindžio matavimas gali būti naudojamas ir įsisotinamųjų sugėriklių pažeidimo mechanizmui nustatyti.

### ***2.1.1 Derinamo bangos ilgio pikosekundinis šviesos šaltinis***

Bet kurioje optinės spektroskopijos ar metrologijos sistemoje svarbu turėti patikimą ir gerų impulso ir pluošto parametrų šviesos šaltinį. Netiesinio atspindžio matavimo sistemai buvo sukonstruotas vienamodis pikosekundinis osciliatorius, kurio pluošto parametrai ( $M^2 < 1.1$ ), stabilumas (<2 %) ir poliarizacijos ekstinkcija (>20 dB) buvo tinkami matavimams atlikti. Be to, į skaidulą integruoti komponentai buvo atsparūs aplinkos parametrų pokyčiams, todėl jų nereikėjo papildomai derinti. Kadangi dažnai reikia skirtingų bangos ilgių impulsinių lazerių (ypač 1030 – 1064 nm) ir tame bangos ilgių diapazone veikiančių įsisotinamųjų sugėriklių, netiesinio atspindžio priklausomybei nuo bangos ilgio tirti buvo sukonstruotas derinamas lazerinis šaltinis. Itin trumpą

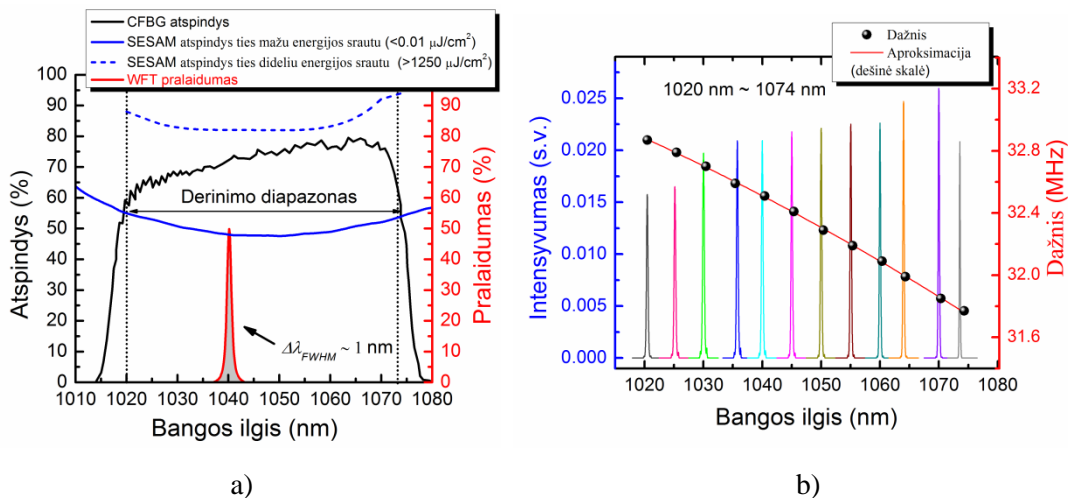
impulsų skaidulinio lazerio schema pavaizduota 13 pav. Pagrindiniai osciliatoriaus su priešstiprintuvu komponentai buvo: čirpuota Brego gardelė (CFBG) rezonatoriaus dispersijai kontroliuoti, iterbiu legiruota poliarizacija išlaikanti vienamodė skaidula (YDFO), skaidulinis derinamo bangos ilgio filtras (TWF), mikro-optinis skaidulinis pluošto daliklis (PBSO) ir SESAM tipo puslaidininkinis įsisotinančių sugėriklių veidrodis. SESAM lustas buvo integruotas į skaidulą per optinį kontaktą ir veikė kaip galinis rezonatoriaus veidrodis. Skaidulinio lazerio modų sinchronizacijai buvo naudojamas didelio moduliacijos gylio ( $\Delta R > 25\%$ ) InGaAs kvantinių duobių SESAM tipo sugėriklis (pirktas *Batop*), kuris veikė plačiame spektriniame diapazone (1010 nm – 1080 nm). Didelis moduliacijos gylis užtikrino stabilų lazerio veikimą ir patikimą startavimą, nepaisant didelių rezonatoriaus nuostolių (~10 dB). Osciliatoriaus aktyvi skaidula buvo kaupinama nuolatinės veikos lazeriniu diodu (LD), kurio centrinis bangos ilgis 976 nm. Čirpuota Brego gardelė buvo antrasis rezonatoriaus veidrodis.



**13 pav.** Derinamo bangos ilgio skaidulinio osciliatoriaus su priešstiprintuvu principinė schema. Bangos ilgio derinimo funkcija atliko derinamas mikro-optinis filtras (TWF).

Pagrindinių skaidulinio osciliatoriaus komponentų (CFBG, SESAM ir TWF) spektrinės charakteristikos pavaizduotos 14a pav. Derinamo lazerio veikimo ribos apibrėžtos punktyrinėmis linijomis. Osciliatorius generavo beveik spektriškai ribotus impulsus, kurių trukmė buvo 5-9 ps, o pasikartojimo dažnis ~32 MHz ir šiek tiek priklausė nuo pasirinkto centrinio bangos ilgio. Osciliatorių galima buvo derinti nuo 1020 nm iki 1074 nm bangos ilgio, o impulso spektro plotis pusės amplitudės aukštyje – 0.2 nm. Pagrindinis

spektrinį derinimą ribojantis faktorius buvo ribotas čirpuotos Brego gardelės (CFBG) atspindžio spektras. Skaidulinio osciliatoriaus spektrai ir pasikartojimo dažnio vertės ties skirtingais bangos ilgiais pavaizduoti 14b pav. Spektro plotis kinta intervale 0.17-0.32 nm. Impulso spektro forma išlieka Gausinė visame spektriniame diapazone nuo 1020 nm iki 1070 nm. Įdomu, kad lazerio pasikartojimo dažnis šiek tiek sumažėja, derinant link ilgesniųjų bangų. Šis efektas gali būti dėl skaidulinės Brego gardelės „čirpo“, kada skirtingi bangos ilgiai yra atspindimi skirtingose gardelės pozicijose, pakeisdami efektyvų rezonatoriaus ilgį. Tai patvirtina teoriškai suskaičiuotas osciliatoriaus pasikartojimo dažnis prie skirtingų bangos ilgių (14b pav.), įskaitant pastovią CFBG dispersiją (20 ps/nm, kurią pateikia gamintojas).

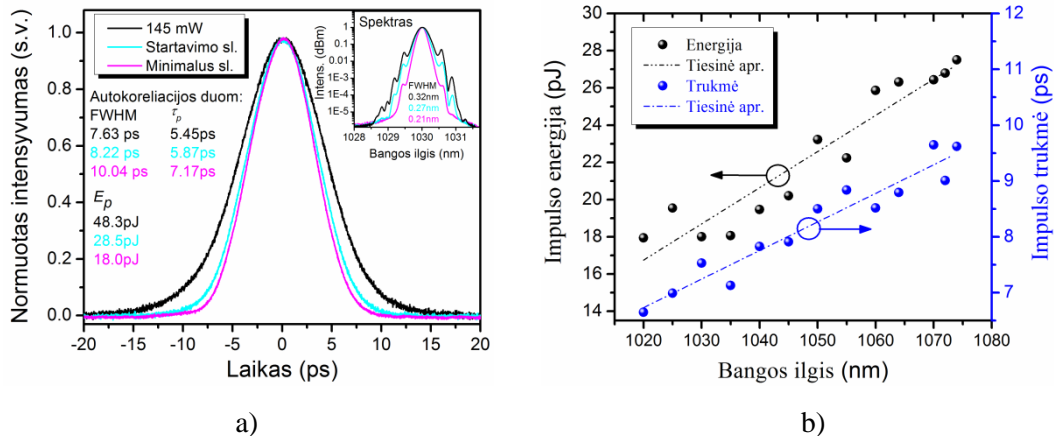


**14 pav.** a) CFBG ir SESAM atspindžio spektrai (kairė skalė) bei TWF pralaidumo spektras ties 1040 nm (dešinė skalė). Vertikalios punktyrinės linijos žymi osciliatoriaus derinimo ribas. b) Osciliatoriaus spektrai (kairė skalė) ir pasikartojimo dažnis (dešinė skalė) ties skirtingomis derinamo bangos ilgio filtro padėtimis. Raudona linija žymi teorinę dažnio aproksimaciją, kuri apskaičiuota ties fiksuota CFBG dispersijos verte (20 ps/nm).

Anomali rezonatoriaus terpės dispersija ir Kero netiesiškumo indukuota fazinė savimoduliacija lemia solitoninį modų sinchronizacijos režimą [101]. CFBG dispersija taip pat užduoda kvazi-solitoninio impulso trukmę [30]. Impulsų spektrai ir autokoreliacijos kreivės, pamatuotos ties 1030 nm bangos ilgiu pavaizduotos 15a pav. Spektro antriniai maksimumai (angl. Kelly sidebands) indikuoja solitoninį osciliatoriaus režimą. Ties modų sinchronizacijos slenksčiu, TBP (angl. time bandwidth product)  $\approx 0.43$ , o

antriniai maksimumai minimalūs. Didinant kaupinimo galią TBP padidėja nuo 0.43 iki 0.49. Antriniai maksimumai taip pat ženkliai išauga.

Osciliatoriaus impulsų trukmė bei energija ties skirtingais bangų ilgiais pavaizduotos 15b pav. Netoli slenksčio impulso trukmė kinta nuo 6.6 ps iki 9.6 ps ir beveik tiesiškai didėja pradedant nuo 1020 nm bangos ilgio.

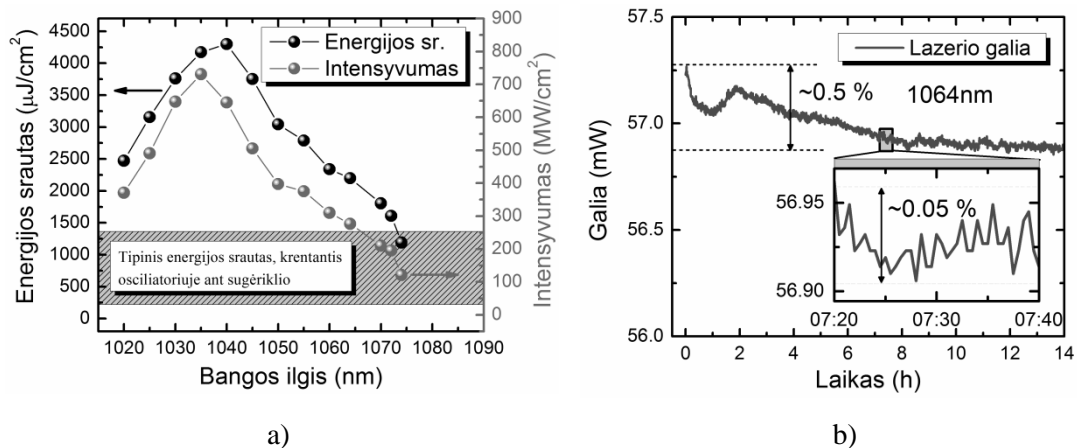


**15 pav.** Osciliatoriaus impulsų charakterizavimas: a) osciliatoriaus impulsų autokoreliacijos, pamatuotos ties 1030 nm bangos ilgiu. Spalvotos kreivės atitinka matavimus ties lazerio startavimo (žydra), stabilios modų synchronizacijos (rožinė) slenksčiais ir tarpinės fiksuotos 145 mW kaupinimo galios (juoda). Įterpto paveiksluko dešinėje pavaizduoti atitinkamų impulsų spektrai. b) skaidulinio osciliatoriaus impulsų energija (juoda kreivė) ir trukmė (mėlyna kreivė) ties modų synchronizacijos slenksčiais prie skirtingų bangos ilgių.

Matuojant netiesinius parametrus svarbu turėti pakankamą energijos srautą ant įsisotinančio sugėriklio. Kadangi osciliatoriaus maksimali išėjimo energija siekė vos 28 pJ, buvo surinkta stiprinimo pakopa. Pikosekundiniai osciliatoriaus išėjimo impulsai buvo apjungti su 976 nm bangos ilgio nuolatinės veikos lazerinio diodo spinduliuote (13a pav.), naudojant bangos ilgių tankintuvą (WIDM) ir pastiprinti iterbiu legiruotoje skaiduloje (YDFP). WIDM taip pat veikė kaip izoliatorius, kad grįžusi intensyvi spinduliuotė ne destabilizuotų osciliatoriaus impulsų. Osciliatoriaus impulsai buvo pastiprinti iki ~50 mW vidutinės galios, esant 325 mW lazerinio diodo kaupinimo galiai. Prie 32 MHz pasikartojimo dažnio, sustiprintų impulsų energija siekė ~1.5 nJ, o fokusuojant pluoštelį į 6.6  $\mu\text{m}$  diametro dėmę (tipinis mūsų naudojamos vienamodės skaidulos modos diametras), galima pasiekti ~4000  $\mu\text{J}/\text{cm}^2$  energijos srautą ant SESAM paviršiaus. Žinant, kad tipinis SESAM įsotinimo

srautas yra 10-100  $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ , tokio didelio energijos srauto pakako visiškai įsotinti sugėriklį.

Siekiant įvertinti netiesinio atspindžio matavimo sistemos patikimumą, atlikti ilgalaikiai priešstiprintuvio išėjimo galios matavimai ties 1064 nm bangos ilgiu. Priešstiprintuvio stabilumas pavaizduotas 16b pav. Ilgalaikis (>14 h) priešstiprintuvio išėjimo galios pokytis buvo 0.4 %, o trumpalaikis (<20 min.) – 0.06 %. Kadangi sugėriklio atspindžio matavimas dažniausiai atliekamas per kelias minutes, trumpalaikio stabilumo pakako tiksliam netiesinių parametrų nustatymui. Derinamo bangos ilgio šviesos šaltinis buvo tinkamas netiesinės sugerties matavimo pakopai, kuri aprašyta sekančiame skyriuje.

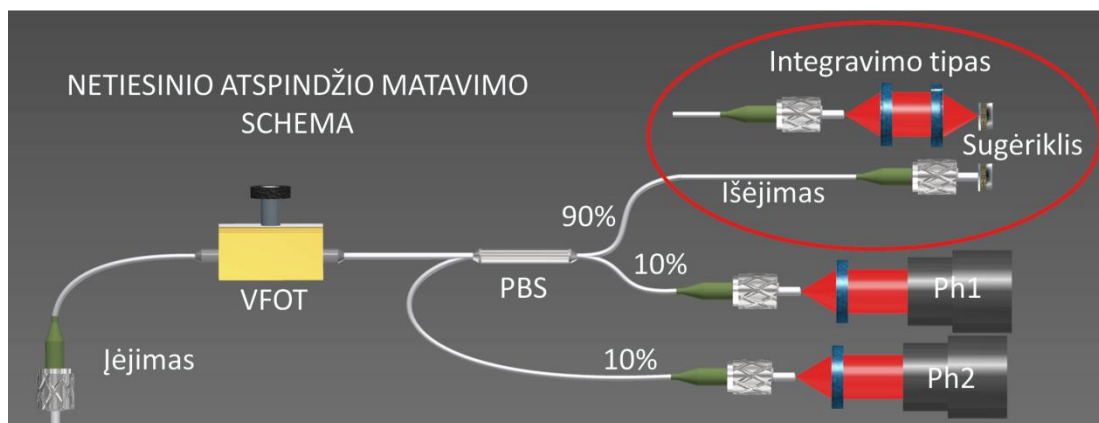


**16 pav.** a) Išmatuotos skaidulinio osciliatoriaus impulso energijos (juodi taškai) ir trukmės (pilki taškai) esant skirtingiems bangų ilgiams, netoli modų sinchronizacijos slenksčio. b) Ilgalaikis (<14 h) priešstiprintuvio išėjimo galios matavimas ties fiksuota 323 mW kaupinimo galia. Punktyrinės linijos apibrėžia galios kitimo intervalus. Įterptame paveiksliuke pavaizduotas trumpalaikis (<20 min.) priešstiprintuvio galios stabilumo matavimas.

### 2.1.2 Netiesinių įsisotinančio sugėriklio parametrų matavimo eksperimentinė schema

Įsisotinančio sugėriklio charakterizavimo eksperimentinė schema pavaizduota 17 pav. Netiesinių sugėriklio parametrų nustatymui buvo surinkti dviejų tipų skaiduliniai lazeriai: derinamo bangos ilgio (1020-1074 nm), bet ilgesnių impulso trukmių (6.6-9.6 ps) ir fiksuoto bangos ilgio (1064 nm) trumpesnių impulsų (~2.4 ps). Šie lazeriai prie visiškai skaidulinės įsisotinančių sugėriklių netiesinio atspindžio matavimo sistemos buvo

prijungiami standartine FC/PC jungtimi. Optinės galios reguliavimui, matavimo sistemos įėjime privirintas rankiniu būdu valdomas mikro-optinis atenuatorius (VFOT). Tarp VFOT ir bandinio buvo įvirintas skaidulinis mikro-optinis pluošto daliklis, kurio dalinimo santykis 90%/10%. Pluošto daliklis turėjo tris išėjimus – vienas nukreiptas į bandinį (90%), kitas – atraminiam spinduliuotės signalui (10%), o trečias – atspindėtos nuo bandinio spinduliuotės matavimui. Optinių signalų detektavimui naudoti du vienodi fotodiodiniai galios matuokliai (Thorlabs S130C), kurie buvo prijungti prie dviejų kanalų galios matavimo konsolės (Thorlabs PM320E). Absoliutaus atspindžio kalibravimui buvo naudojamas į skaidulą integruotas žinomų įvedimo nuostolių veidrodis. Su šia eksperimentine schema galima buvo matuoti tiek laisvos erdvės, tiek ir integruotus į skaidulą bandinius. Abiem atvejais stengtasi naudoti tokį patį sufokusuotos dėmės dydį  $\sim 6.6 \mu\text{m}$ , kuris atitinka vienamodės skaidulos modos diametrą.

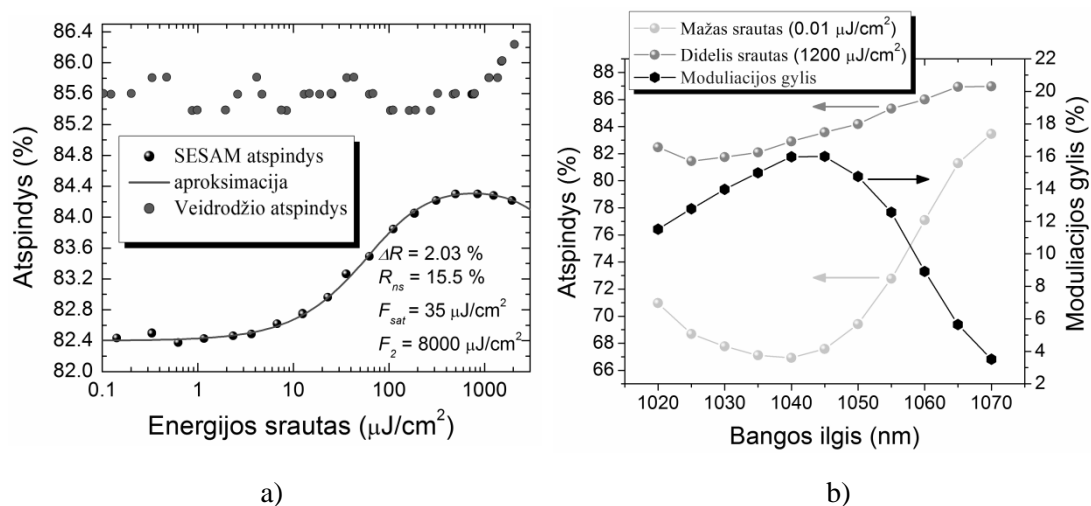


**17 pav.** Įsisotinčio sugėriklio charakterizavimo eksperimentinė schema: VFOT – optinis atenuatorius, PBS – mikro-optinis pluošto daliklis, Ph1 – fotodiodas krentančios į bandinį spinduliuotės registravimui, Ph2 – fotodiodas atspindėtos nuo bandinio spinduliuotės registravimui. Raudona elipsė apibrėžia du bandinio integravimo į matavimo sistemą būdus: per optinį kontaktą arba per laisvą erdvę dviejų lęšių sistema.

Norint patikrinti netiesinio atspindžio matavimo stendo galimybes buvo išmatuoti mažo ( $\sim 2.5\%$ ) ir didelio (nuo  $4\%$  iki  $16\%$ ) moduliacijos gylių SESAM tipo įsisotinantis sugėrikliai. Absoliutinio atspindžio kalibravimui, vietoj SESAM lusto buvo naudojamas į skaidulą integruotas dielektrinis veidrodis, kurio atspindys ties  $1064 \text{ nm}$  siekė daugiau nei  $85\%$ . Šio veidrodžio ir sunormuoti SESAM atspindžiai pavaizduoti 18a pav. Veidrodžio atspindžio

standartinė deviacija buvo  $\sim 0.5\%$ , o kelių matavimų atsikartojamumas  $\sim 0.06\%$ , todėl manoma, kad matavimo nuokrypį lėmė sisteminė matavimo prietaiso paklaida, pvz. detektorių netiesiškumas. Absoliutinis SESAM atspindys buvo apskaičiuotas išmatuotas vertes padalinant iš veidrodžio atspindžio, o sugėriklio netiesiniai parametrai nustatomi atspindžio kreivę aproksimuojant (23) formule. Tokiu būdu nustatyti pagrindiniai mažo moduliacijos gylio SESAM parametrai: moduliacijos gylis  $\Delta R = 2\%$ , neįsisotinantis nuostoliai  $R_{ns} = 15.5\%$ , įšotinimo srautas  $F_{sat} = 35 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  ir dvifotonės sugerties koeficientas  $F_2 = 9300 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ .

Matuojant didelio moduliacijos gylio SESAM sugėriklių, buvo patikrinta netiesinio atspindžio matavimo sistema prie skirtingų bangos ilgių (18b pav.). Sugėriklio įšotinimo srautas kito nuo 37 iki  $51 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  matuojamame spektriniame intervale (1020-1070 nm). Moduliacijos gylis turėjo maksimalią vertę ties  $\sim 1040$  nm (16 %) ir minimalią ties  $\sim 1070$  nm (3.5 %). SESAM moduliacijos gylis nustatytas matuojant atspindį ties mažais ( $>0.01 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ) ir dideliais ( $<1200 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ) energijos srautais. Spektrinis netiesinio atsako matavimas yra svarbus, norint patikrinti SESAM struktūros tinkamumą skirtingo bangos ilgio skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai. Be to, stiprus



**18 pav.** SESAM tipo struktūrų netiesinio atspindžio matavimas: a) mažo netiesinio moduliacijos gylio ( $<2\%$ ) SESAM ir kalibravimui naudojamo veidrodžio atspindžio matavimas; b) didelio netiesinio moduliacijos gylio ( $<16\%$ ) SESAM ir kalibravimui naudojamo veidrodžio atspindžio matavimas.

moduliacijos pokytis ir nežymus išotinio srauto pokytis indikuoja, kad kvantinės duobės yra rezonansiniame stovinčiosios bangos lauke.

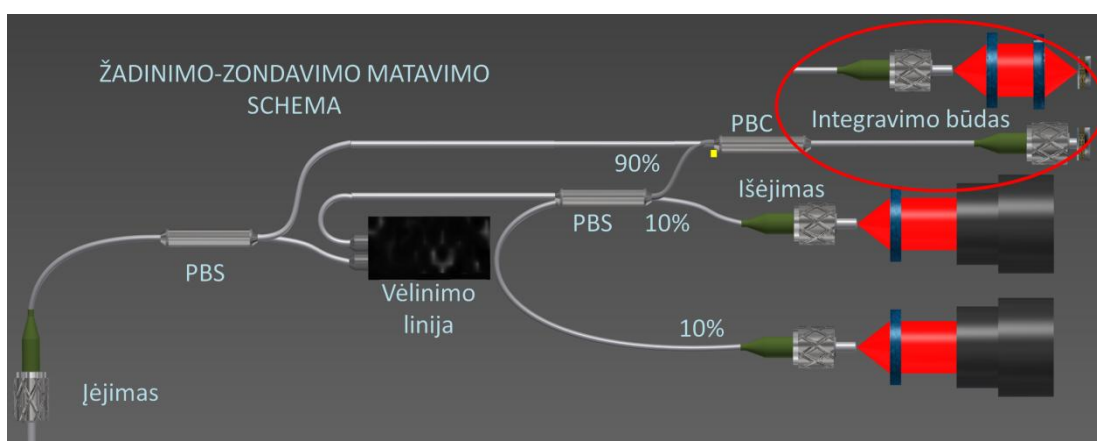
## **2.2 Įsisotinančio sugėriklio krūvininkų relaksacijos trukmės matavimas**

Norint nustatyti įsisotinančių sugėriklių sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmę, buvo surinkta visiškai skaidulinė žadinimo-zondavimo matavimo sistema. Kaip ir netiesinės sugerties matavimo stende, šviesos šaltinis buvo skaidulinis pikosekundinis lazeris su viena stiprinimo pakopa. Lazerio impulsų trukmė labai svarbi, nes nuo jos priklauso matavimo sistemos laikinė skyra. Kadangi įsisotinančio sugėriklio krūvininkų sužadinimas ir jų termalizacija vyksta labai greitai (100-250 fs), tinkamiausias yra femtosekundinių impulsų šaltinį. Tačiau dėl didelės terpės dispersijos visiškai skaidulinėje sistemoje, labai trumpų trukmių impulsai plinta, todėl sunku užtikrinti žadinimo ir zondavimo signalų parametrus. Be to, itin trumpų impulsų skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai pakanka sugėriklio, kurio relaksacijos trukmė yra keliolika pikosekundžių. Todėl tyrimams atlikti pagamintas ~2 ps impulso trukmės skaidulinis lazeris, kurio spektriškai riboti impulsai laikiškai labai mažai plito net po ~2 m skaidulos, kuri buvo reikalinga sujungti matavimo sistemos komponentus.

Sugerties pokytis, kuris atsiranda sužadinus krūvininkus į sugėriklio laidumo juostą, turi labai greitą ir lėtesnę relaksacijos dalis. Greitoji relaksacija siejama su jau minėta elektronų termalizacija, kurios metu sužadinti krūvininkai relaksuoja į laidumo juostos dugną, o lėtesnioji – siejama su tarpjuostine rekombinacija ir krūvininkų pagavimu į giliuosius defektų lygmenis. Žadinimo-zondavimo eksperimentu galima nustatyti šių relaksacijų charakteringus laikus, mažo intensyvumo zondavimo signalą vėlinant didesnio intensyvumo (reikalingą krūvininkų sužadinimui į laidumo juostą) žadinimo signalo atžvilgiu. Sistemoje žadinantis signalas dažniausiai blokuojamas, o registruojama tik zonduojančio signalo galia prieš ir po bandinio sužadinimo. Visiškai skaidulinės įsisotinančio sugėriklio krūvininkų relaksacijos trukmės



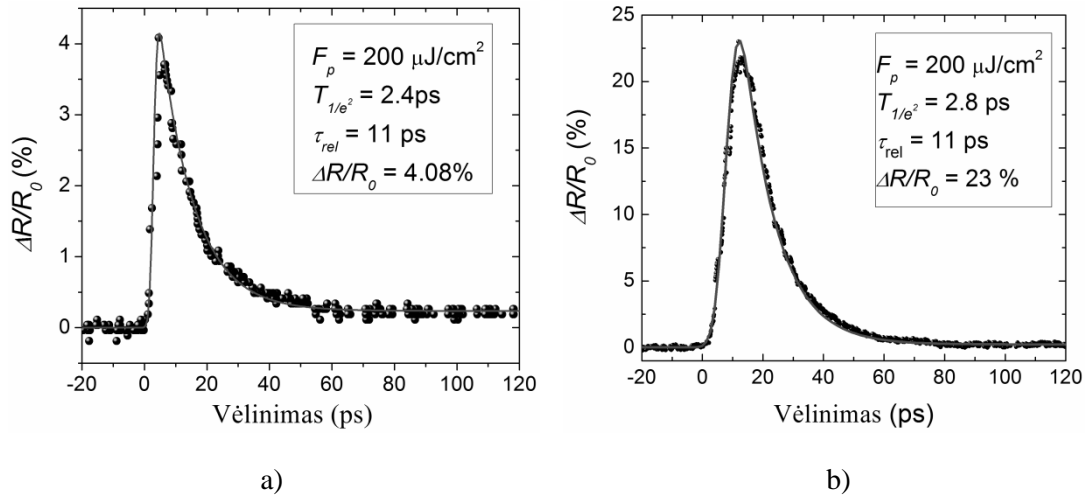
matavimo schema pavaizduota 19 pav. Skaidulinis pikosekundinis lazeris buvo prijungiamas FC/APC jungtimi. Lazerio pluoštas buvo padalinamas į dvi dalis skaiduliniam pluošto daliklyje (PBS), kurio dalinimo santykis 80%/20%. Mažesnio dalinimo santykio atšaka, skirta zonuoti įsisotinanti sugėrikli, buvo nukreipta į vėlinimo liniją, o didesnio (žadinančioji) – į skaidulinį poliarizacinių pluoštų sujungiklį (PBC), kuris reikalingas apjungti statmenai sklindančius žadinančio ir zonuojančio impulsų poliarizacijas. Skirtingos poliarizacijos reikalingos tam, kad vėliau būtų galima eliminuoti žadinantį impulsą ir registruoti tik zonuojantį. Norint detektuoti zonuojantį impulsą, tarp vėlinimo linijos ir PBC įvirintas skaidulinis mikro-optinis pluošto daliklis (PBS), kurio dalinimo santykis 90%/10%. Kaip ir netiesinio atspindžio matavimo sistemoje zonuojantį impulsą dalinantis pluošto daliklis turėjo tris išėjimus – pirmas nukreipiamas į bandinį (90%), kitas atraminiam signalui (10%), o trečias atspindėtos nuo bandinio spinduliuotės registravimui. Signalų detektavimui naudoti tie patys fotodiodiniai galios matuokliai (*Thorlabs S130C*), kurie buvo prijungti prie dviejų kanalų matavimo konsolės (*Thorlabs PM320E*). Absoliutaus atspindžio kalibravimui buvo naudojamas į skaidulą integruotas žinomų įvedimo nuostolių veidrodis. Su šia eksperimentine schema buvo galima matuoti tiek laisvos erdvės, tiek ir integruotų į skaidulą sugėriklių sužadintų krūvininkų dinamiką.



**19 pav.** Žadinimo zondavimo eksperimentinė schema.

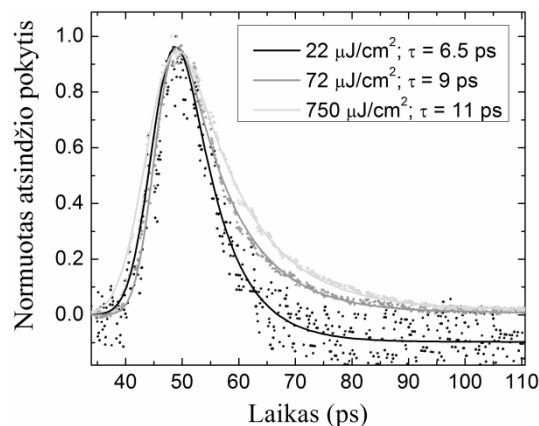
Siekiant įvertinti sistemos galimybes, buvo išmatuoti didelio (~4 %) ir mažo (~16 %) atspindžio moduliacijos gylių SESAM tipo sugėriklių

krūvininkų relaksacijos trukmės. Išmatuotos atspindžio relaksacijos kreivės pavaizduotos 20a ir b pav. Atspindžio kilimas aproksimuotas paklaidų funkcija (erf), o relaksacija – vienksoponentine mažėjimo funkcija. Abiejų SESAM krūvininkų relaksacijos trukmės panašios (~11 ps).



**20 pav.** Žadinimo zondavimo eksperimentas: mažo a) bei didelio b) moduliacijos gylio SESAM krūvininkų relaksacijos dinamikos matavimas.

Keičiant lazerio impulsų energiją, buvo pamatuotos krūvininkų relaksacijos trukmės ties skirtingais žadinimo signalo energijos srautais (21 pav.). Buvo nustatyta, kad ties skirtingais SESAM sužadimo lygiais, relaksacijos trukmės buvo skirtingos (kito nuo 6.5 ps iki 11 ps). Sistema buvo tinkama matuoti net labai mažus atspindžio pokyčius, o skaiduliniai optiniai komponentai užtikrino ilgalaikį sistemos stabilumą.



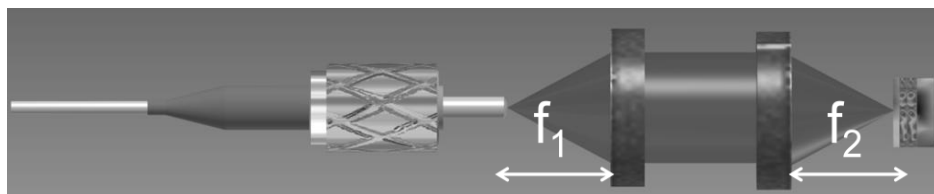
**21 pav.** SESAM tipo sugėriklio žadinimo-zondavimo eksperimentas ties skirtingais sužadimo energijos srautais.

## 2.3 Sugėriklio integravimo į skaidulinį lazerio rezonatorių būdai

Šiame skyriuje apžvelgiami pagrindiniai SESAM tipo įsisotinančių sugėriklių integravimo į skaidulinį lazerio rezonatorių būdai. Parenkant optinę sistemą, galima manipuliuoti ant sugėriklio paviršiaus krentančiu energijos srautu, aštriau arba švelniau fokusuojant šviesos pluoštelį. Tačiau per aštrus šviesos pluošto fokusavimas ne tik gali pažeisti įsisotinantį sugėriklį, bet ir sumažinti didžiausio intensyvumo pluoštelio sąveikos su netiesine medžiaga ilgį, kuris atitinka pluošto Reilėjaus ilgį. Tai ypač svarbu storesnio sluoksnio (virš 30  $\mu\text{m}$ ) sugėriklių dangoms ant veidrodžio paviršiaus, nes dėl trumpo sąveikos ilgio padidindama sugėriklio įsotinimo energija. SESAM struktūroje bendras sugėriklio ir Brego veidrodžio sluoksnių storis dažnai yra tik kelių mikronų eilės, todėl sąveikos ilgis išlieka didelis net ir fokusuojant šviesos pluoštą į labai mažą dėmę. Tipinė SESAM integravimo į skaidulinį lazerį sistema su dviem lęšiais pavaizduota 22 pav. Sukolimavus išeinantį iš skaidulos pluoštelį (lęšį su židinio nuotoliu  $f_1$  pastačius taip, kad skaidula būtų jo židinio plokštumoje), o SESAM pastačius antro lęšio  $f_2$  židinio plokštumoje, sufokusuoto Gausinio pluošto spindulys suskaičiuojamas

$$\omega_{SESAM} = \omega_{sk} \cdot \frac{f_2}{f_1}. \quad (25)$$

Parenkant lęšių židinio nuotolius  $f_1$  ir  $f_2$  galima keisti pluoštelio diametrą ir tuo pačiu energijos srautą ant SESAM paviršiaus. Norint fokusuoti pluoštelį į mažesnio diametro dėmę nei skaidulos modos diametras, reikia lęšius parinkti taip, kad  $f_1 > f_2$ , o norint išplėsti dėmę –  $f_1 < f_2$ . Žinoma,  $f_1$  lęšio skaitinė apertūra turi būti didesnė už skaidulos ( $\sim 0.12$ ), nes diverguojantis iš skaidulos pluoštelis gali netilpti į lęšio apertūrą arba dėl sferinių aberacijų pluošto profilis nebus



**22 pav.** Paprasčiausia atspindinčio įsisotinančio sugėriklio integravimo į skaidulą metodas.  $f_1$  ir  $f_2$  yra lęšių židinio nuotoliai.

difrakciškai ribotas. Keičiant fokusavimo sąlygas, galima keisti sugėriklio sotes energijos srautą, kuris turi būti kuo mažesnis, siekiant lengvesnės savaiminės modų sinchronizacijos skaiduliniame lazeryje. Integruojant SESAM tipo sugėriklį į skaidulinį lazerį, svarbu jį tiksliai pozicijuoti krentančio pluoštelio atžvilgiu, nes rezonansinėse struktūrose, bet koks kritimo kampo pokytis įveda atspindžio spektro pokyčius bei daro įtaką sugėriklio netiesiniams parametrams [37].

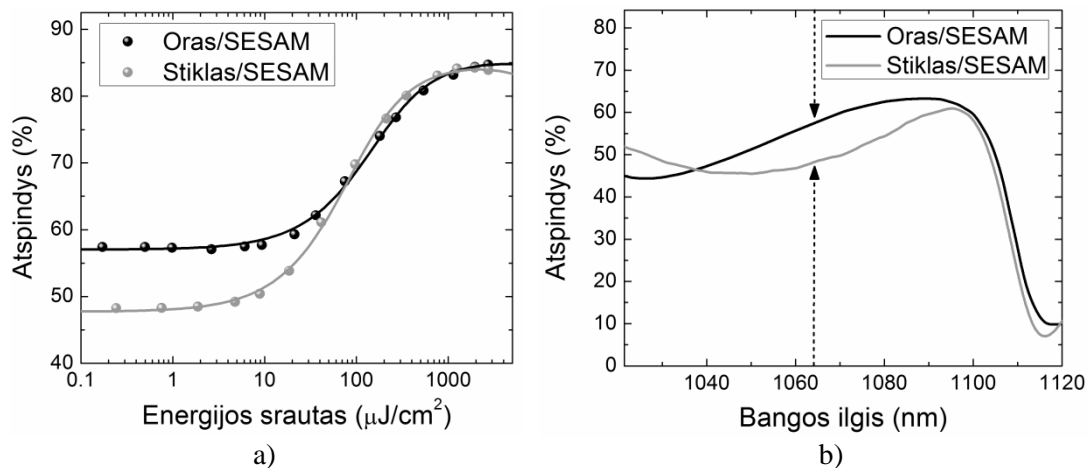
Įsisotinčio sugėriklio integravimas į monolitinę skaidulinę struktūrą yra svarbus uždavinys, nes tokios sistemos koncepcija yra patvarumas, paprastumas ir nestabilių laisvos erdvės elementų eliminavimas. Tam tikslui buvo sukurtas paprastas bei patikimas technologinis sprendimas, kuris monolitiškai apjungia skaidulą ir SESAM tipo įsisotinantį sugėriklį. Integruotos į submikroniniu tikslumu pagamintą keramikinę ferulę bei nupoliruotos optinės skaidulos šerdis sutapatinami su SESAM taip, kad jų paviršiai būtų statmeni optinei šviesos sklaidimo ašiai. Iš kitos SESAM lusto pusės prispaudžiama antra keramikinė ferulė (be skaidulos). Abi ferulės sujungiamos keramikiniu cilindru ir suklijuojamos. SESAM lusto skersmuo turi būti mažesnis už ferulės antgalio skersmenį (~2.49 mm). Mūsų eksperimentuose SESAM integravimui buvo naudojama poliarizaciją išlaikanti vienamodė skaidula PM980 (gamintojas *Fujikura*). Kadangi iš vienamodės skaidulos (modos diametras ~6.6 μm) sklindančio pluoštelio Reilėjaus ilgis yra >100 μm, atspindėtas nuo kelių mikronų storio SESAM struktūros Gausinio pluošto skersmuo padidės labai nedaug. Tačiau svarbu yra tai, kad tarp skaidulos ir SESAM nebelieka oro tarpo, todėl įvyksta stovinčiosios bangos elektrinio lauko pokyčiai. Šie pokyčiai buvo stebėti ir mūsų eksperimentuose naudojamose SESAM struktūrose (pirkti *Batop*). Netiesinio atspindžio kreivės, pamatuotos ties 1064 nm, optinei spinduliuotei krentant iš stiklo į SESAM ir iš oro į SESAM pavaizduotos 23a pav. Kadangi netiesinės atspindžio savybės priklauso nuo elektrinio lauko amplitudės ties kvantinių duobių sluoksniais, eksperimentiškai išmatuotas SESAM sotes energijos srautas ( $F_I = 48 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ) pluošteliui sklindant iš stiklo terpės buvo ~2 kartus mažesnis negu sklindant iš

oro terpės ( $F_2 = 87 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ). Be to, netiesinio atspindžio moduliacijos gylis  $\Delta R$  taip pat buvo didesnis, pereinant iš stiklo terpės ( $\Delta R_I = 37.5 \%$ ) nei iš oro terpės ( $\Delta R_2 = 29 \%$ ).

Sugerties pokyčiai matomi ir SESAM mažo intensyvumo atspindžio spektruose 23b pav. Ši sugertis pakinta dėl elektrinio lauko padidėjimo SESAM struktūros viduje, optinei spinduliutei krentant iš didesnio lūžio rodiklio aplinkos, o sugerties pokytį apytiksliai galima apskaičiuoti pagal

$$\eta = \frac{I_{0dang}}{I_{0oro}} = \frac{n_{dang}(n_0 + n_{GaAs})^2}{n_0(n_{dang} + n_{GaAs})^2}, \quad (26)$$

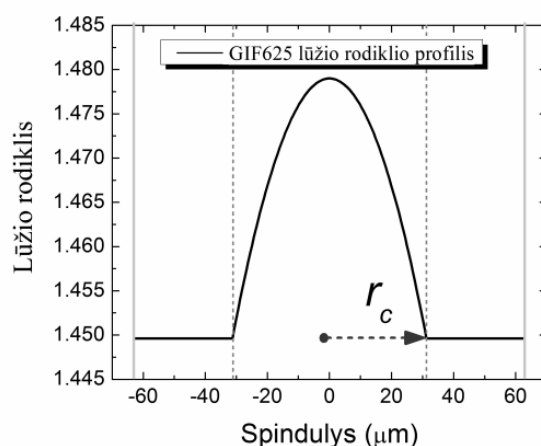
kur koeficientas  $\eta$  nusako kiek kartų pasikeičia mažo intensyvumo sugertis, lyginant su antirefleksine danga užgarinto SESAM sugertimi. Vadinasi jei dangos lūžio rodiklis  $n_{dang} = 2.08$  ( $\text{HfO}_2$  lūžio rodiklis), o  $n_{GaAs} = 3.49$  (GaAs lūžio rodiklis), sugertis struktūros viduje pakinta  $\sim 1.3$  karto. Tiek pat pakinta ir netiesinis moduliacijos gylis, nes jis yra proporcingas tiesinės sugerties padidėjimui [49] (23b pav.). Taigi priglaidus SESAM prie skaidulos paviršiaus galima sumažinti sugėriklio sotes srautą beveik du kartus ir padidinti netiesinį atspindžio moduliacijos gylį.



**23 pav.** a) Netiesinio atspindžio pokyčiai, 1064 nm bangos ilgio optinei spinduliutei krentant iš stiklo į SESAM ir iš oro į SESAM struktūrą. b) SESAM mažo intensyvumo atspindžio spektrai.

SESAM integravimas į skaidulą sudarant optinį kontaktą tinkamas tuomet, kai nereikia keisti dėmės dydžio ant SESAM. Šiame darbe buvo naudojamos dvi poliarizaciją išlaikančios vienamodės skaidulos, kurios tinka

dirbti 1  $\mu\text{m}$  bangos ilgio srityje – PM980 (6.6  $\mu\text{m}$  modos diametras) ir P10/123 (10.4  $\mu\text{m}$  modos diametras), todėl dėmės dydžio variavimas tokiu būdu yra labai ribotas. Jei SESAM soties srautas yra pakankamai mažas, galima padidinti dėmės dydį ir sumažinti terminį poveikį bei smailinį intensyvumą, kurie yra pagrindiniai sugėriklio pažeidimo veiksniai. Panaudojant gradientinio lūžio rodiklio profilio (GRIN) skaidulą, galima eliminuoti dviejų lęšiukų sistemą ir keisti dėmės dydį ant SESAM struktūros, nepažeidžiant monolitinės struktūros principo. GRIN skaidulos šerdies lūžio rodiklis kinta tolygiai nuo šerdies centro iki skaidulos apvalkalo (24 pav.) [102]. Tai daugiamodė skaidula, kuri dažnai taikoma, norint sumažinti modų dispersiją [103]. Šiame darbe, GRIN skaidula buvo panaudota kaip lęšis, kurio židinio nuotolis priklauso nuo lūžio rodiklio gradiento ir skaidulos ilgio [104]. Svarbus parametras yra šios skaidulos periodas – charakteringas ilgis, kuriame spindulys fokusuojamas du kartus. Pakanka vieną GRIN skaidulos pusperiodį suvirinti su paprasta skaidula ir gausime optinę sistemą, kurioje bus atvaizduota iš skaidulos išeinanti spinduliuotė. Eksperimentuose buvo naudojama daugiamodė GIF625 (pirkta *Thorlabs*) skaidula, kurios šerdies diametras yra  $2r_c = 62.5 \mu\text{m}$ , skaitmeninė apertūra  $NA = 0.295$ , o lūžio rodiklio profilis atitinka hiperbolinio sekanto funkciją.



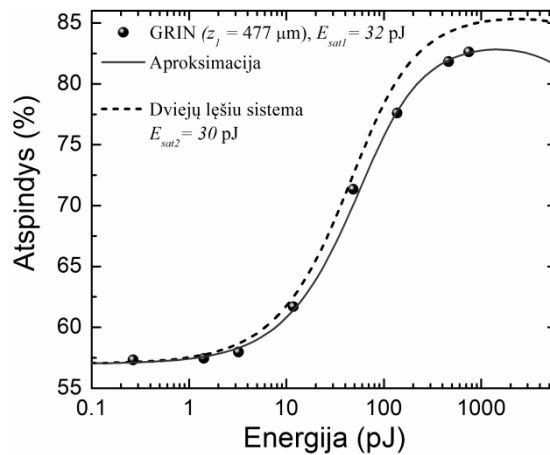
**24 pav.** GRIN skaidulos (GIF625) lūžio rodiklio profilis.  $r_c$  yra skaidulos šerdies radiusas.

GRIN skaidulos periodo ilgį galima nustatyti eksperimentiškai, matuojant netiesinį SESAM struktūros atspindį ir darant prielaidą, kad vieno

periodo ilgyje dėmės dydis ant SESAM turi būti lygus pradiniam pluošto diametru. Gražinant atspindėtą nuo SESAM šviesą atgal į skaidulą patiriami nuostoliai taip pat svarbūs, nes kiekvienas nukrypimas nuo ketvirtadaly, pusės ar vieno pilno periodo prilygtu SESAM pastatymui ne lešio židinyje. Technologiškai sunkiausia tiksliai nukirsti norimo ilgio GRIN skaidulos galą (reikia užtikrinti kelių mikronų tikslumą), kuris būna suvirintas su paprasta vienamode skaidula. SESAM integravimas buvo vykdomas skaidulinį komponentą su GRIN pusperiodžiu įtvirtinant FC/PC skaiduliniame konektoriuje, kuriame ji užsandarinama specialiais epoksidiniais kljais. Kadangi toks antgalis nebuvo šlifuojamas, jis neužtikrino gero optinio kontakto su SESAM struktūros paviršiumi. Gausinio pluošto spindulį galima apskaičiuoti pagal formulę:

$$\omega_1 = \omega_2 \sqrt{\frac{E_{sat2}}{E_{sat1}}} \quad (27)$$

Čia  $\omega_2$  yra žinomo Gausinio pluošto spindulys, o  $E_{sat1}$  ir  $E_{sat2}$  – SESAM įsotinimo energijos, matuotos su žinomo ir nežinomo spindulių dydžiais. Arčiausiai charakteringos SESAM įsotinimo energijos (išmatuotos laisvoje erdvėje) buvo skaidulinė sistema su 477  $\mu\text{m}$  ilgio GRIN skaidula. SESAM netiesinio atspindžio matavimas su  $z_l = 477 \mu\text{m}$  GRIN skaidulos ilgiu pateikti 25 pav. Pagal (27)  $\omega_1 = 3.37 \mu\text{m}$  (lyginant su  $\omega_2 = 3.3 \mu\text{m}$  spindulio

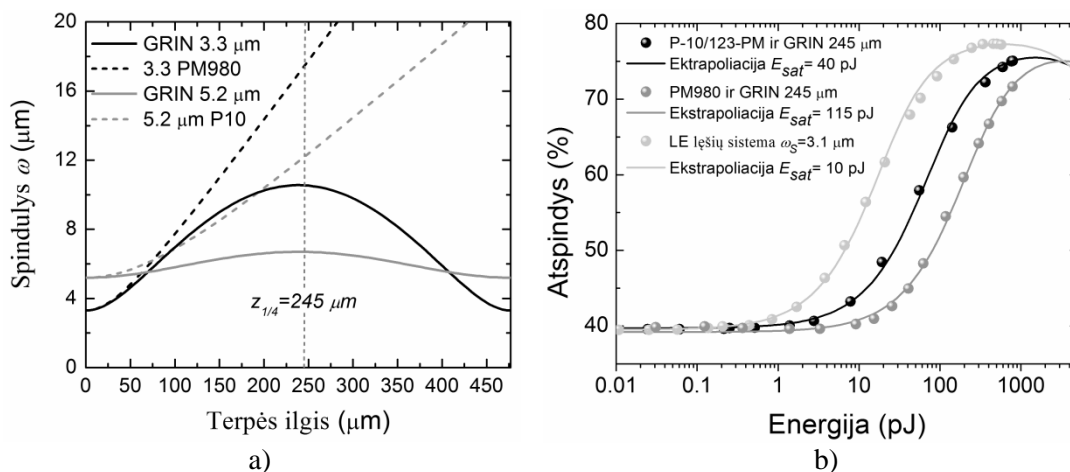


**25 pav.** SESAM netiesinio atspindžio matavimas, įsisotinamo sugėriklio integravimui naudojant GRIN skaidulą (eksperimentiniai taškai). Palyginimui atidėta to paties SESAM netiesinio atspindžio kreivė, integruojant dviejų lęšių sistema (punkttyrinė kreivė).

pluošteliu), tačiau eksperimentiškai nustatytas SESAM netiesinis moduliacijos gylis buvo mažesnis, negu dviejų lęšių sistema integruoto SESAM (25 pav. punktyrinė linija).

Norint GRIN skaidulą panaudoti kaip lęšių sistemą, kuri atvaizduotų sumažintą arba padidintą vaizdą, reikia naudoti ketvirtadalį jos periodo. Kadangi lūžio rodiklio moduliacija yra periodinė, bet koks taškinis šaltinis, praėjęs ketvirtadalį periodo turės atvaizdą begalybėje, t.y. pluoštas bus kolimuotas. Tačiau jei turėsime kolimuotą pluoštą, su tuo pačiu ketvirtadaliu GRIN skaidulos periodo ilgiu atvaizdą galima sufokusuoti, o dėmės dydis priklausys nuo pradinio pluoštelio diametro. Naudojant Gausinio pluošto sklaidimo ABCD matricas [105], buvo sumodeliuotas pluošto spindulio pokytis sklindant GRIN skaiduloje, kai pradinis atitinka PM980 ( $\omega_1 = 3.3 \mu\text{m}$ ) ir P10/123 ( $\omega_2 = 5.2 \mu\text{m}$ ) skaidulų spindulius (žiūrėti 26a pav). Ketvirtadalyje GRIN skaidulos periodo Gausinis pluoštas yra sukolimuojamas, o diametras labai priklauso nuo pradinio pluošto diametro.

26b pav. pavaizduotos didelio moduliacijos gylio SESAM netiesinio atspindžio kreivės. SESAM į skaidulą integruotas dviem skirtingais būdais.  $z_p/4 \approx 245 \mu\text{m}$  ilgio GRIN skaidulos galai buvo privirinti prie dviejų skirtingų modos diametrų PM980 ( $6.6 \mu\text{m}$ ) ir P10/123 ( $10.4 \mu\text{m}$ ) vienamodžių optinių skaidulų. Pradiniai pluoštų spinduliai –  $3.3 \mu\text{m}$  ir  $5.2 \mu\text{m}$ ,  $z_p/4 \approx 245 \mu\text{m}$  ilgio

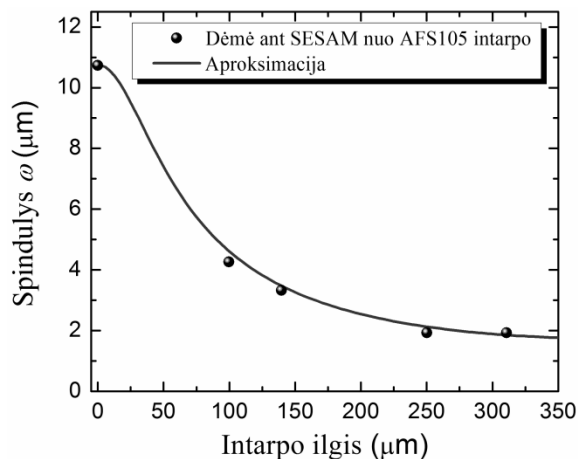


**26 pav.** Gausinio pluošto plitimas, naudojant GRIN skaidulą: a) Gausinio pluošto evoliucija GRIN skaiduloje (ištininės linijos) ir paprastoje lydyto kvarco terpėje (punktyrinės linijos); b) SESAM netiesinio atspindžio matavimas, integravimui naudojant  $z_p/4 \approx 245 \mu\text{m}$  ilgio GRIN lęšius, suvirintus su dviejų skirtingų modos diametrų skaidulomis.



GRIN skaiduloje išplinta iki atitinkamai 10.5  $\mu\text{m}$  ir 6.6  $\mu\text{m}$  (26a pav. ties vertikaliuos taškinės linijos susikirtimu su teorinėmis kreivėmis). Pagal (27) perskaičiavus Gausinio pluošto spindulius gaunami artimi teoriniams skaičiavimams rezultatai:  $\omega_{PM980} = 6.2 \mu\text{m}$ ,  $\omega_{P-10/123-PM} = 10.51 \mu\text{m}$ .

Variuoti dėmės dydžiu ant SESAM paviršiaus galima tarp paprastos vienamodės ir GRIN skaidulų įvirinant didelio šerdies diametro skaidulą (pvz. AFS105,  $d_{ser} = 105 \mu\text{m}$ ). Šis stiklo intarpas išplėstų iš skaidulos sklindančio puošto diametrą, todėl šiuo metodu galima gauti mažesnę dėmę už pradinės skaidulos modos diametrą. Tai labai svarbu, siekiant tolygiai keisti netiesinius sugėriklio parametrus. Šiam metodui patikrinti, buvo atliktas dėmės ant SESAM manipuliavimo eksperimentas, naudojant P10/123 ( $\omega_2 = 5.2 \mu\text{m}$ ) skaidulą, GRIN skaidulą (GIF625) ir AFS105 intarpą tarp jų. Intarpo ilgis buvo keičiamas nuo 0 iki 320  $\mu\text{m}$ , o dėmės dydis nustatomas matuojant SESAM netiesinio atspindžio kreivę. Eksperimento rezultatai ir teorinė kreivė pateikti 27 pav. Matyti, kad šiuo būdu galima tiek sumažinti, tiek ir padidinti dėmės dydį ant išisotinančio sugėriklio ir taip keisti jo išsotinimo srautą. Kadangi skaidulos yra suvirinamos, tokia sistema yra monolitinė, o nuostoliai nedideli.



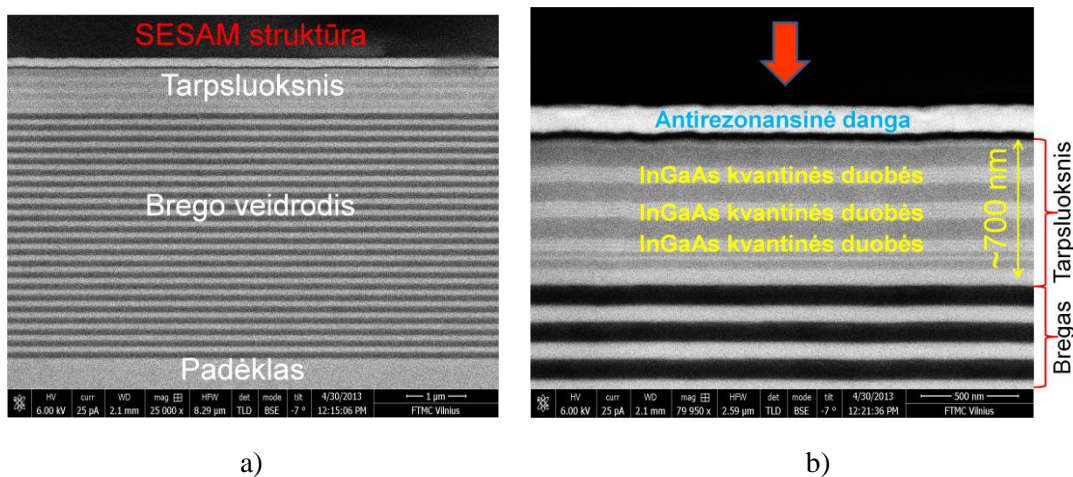
**27 pav.** Teoriškai apskaičiuoti ir eksperimentiškai nustatyti Gausinio pluošto spinduliai, gauti ant SESAM paviršiaus fokusuojant optinę spinduliuote GRIN skaidula, prieš tai pluoštelį išplečiant stiklo intarpe.

### **3 SESAM tipo sugėrikliai skaiduliniuose ultratrumpų impulsų lazeriuose**

Šiame skyriuje apžvelgta SESAM parametrų (soties energijos, relaksacijos trukmės, moduliacijos gylio ir dvifotonės sugerties) įtaka sinchronizuotų modų veikai skaiduliniuose lazeriuose, bei nustatyti optimalūs lazerinio impulso ir įsisotinančio sugėriklio sąveikos režimai. Šių režimų nustatymas yra labai svarbus, norint užtikrinti patikimą ir ilgaamžį įsisotinančio sugėriklio veikimą, nes per didelė impulsų energija gali pažeisti sugėriklį, o per maža – neužtikrinti lazerio modų sinchronizacijos. Tyrimuose naudoti visiškai skaiduliniai, iterbiu legiruotos aktyvios terpės pikosekundinės trukmės impulsų osciliatoriai, veikiantys ties 1  $\mu\text{m}$  bangos ilgiu. Siekiant sukurti aplinkos poveikiui atsparų sinchronizuotų modų skaidulinį lazerį, visi rezonatoriuje naudojami komponentai buvo poliarizaciją išlaikantys, o impulsų formavimui parinktas solitoninis režimas. Toks režimas yra realizuojamas anomalios dispersijos rezonatoriuje. Kadangi ties 1  $\mu\text{m}$  bangos ilgiu skaidulos dispersija yra normali, anomalios rezonatoriaus dispersijos sudarymui naudotos čirpuotos šviesolaidinės Brego gardelės [31]. Šio tipo gardelės buvo naudojamos visose šiame darbe aprašomuose skaiduliniuose lazeriuose. Visų pirma buvo eksperimentiškai patikrintas tokios konfigūracijos lazerio funkcionalumas ir surasti minimalūs įsisotinančio sugėriklio netiesinių parametrų kriterijai. Tam tikslui pasiekti, tiesinės konfigūracijos skaidulinio lazerio rezonatoriuje išbandyti keli skirtingų parametrų SESAM tipo sugėrikliai, nustatyti optimalūs darbiniai režimai. Tada tinkamiausias sugėriklis buvo integruotas į skirtingų rezonatoriaus dispersijų lazerius bei patikrinti svarbiausi jų režimai – impulso startavimo ir stabilizavimo mechanizmas.

### 3.1 Optimalių parametų SESAM paieška skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai

28a ir b pav. pavaizduota tipinė didelio moduliacijos gylio (>30 %) SESAM struktūra, kuri susideda iš kelių InGaAs kvantinių duobių sugėriklio sluoksnių, įterptų tarpfluoksnyje, bei Brego veidrodžio, užauginto ant GaAs padėklo. Įsisotinantį sugėriklį galima apibūdinti trim esminiais parametrais: moduliacijos gyliu  $\Delta R$ , įsotinimo srautu  $F_{sat}$  ir relaksacijos trukme  $\tau$ . Šie parametrai priklauso nuo SESAM struktūros dizaino, ir gali būti varijuojami tiek gamybos proceso metu (parenkant sluoksnių išdėstymą arba skirtingas auginimo temperatūras), tiek ir po jo (pvz. jonų implantacija, atkaitinimu) [25]. Tačiau struktūros auginimas turi būti atliktas subnanometriniu tikslumu, todėl gamybos technologijos parinkimas yra ribotas [106].



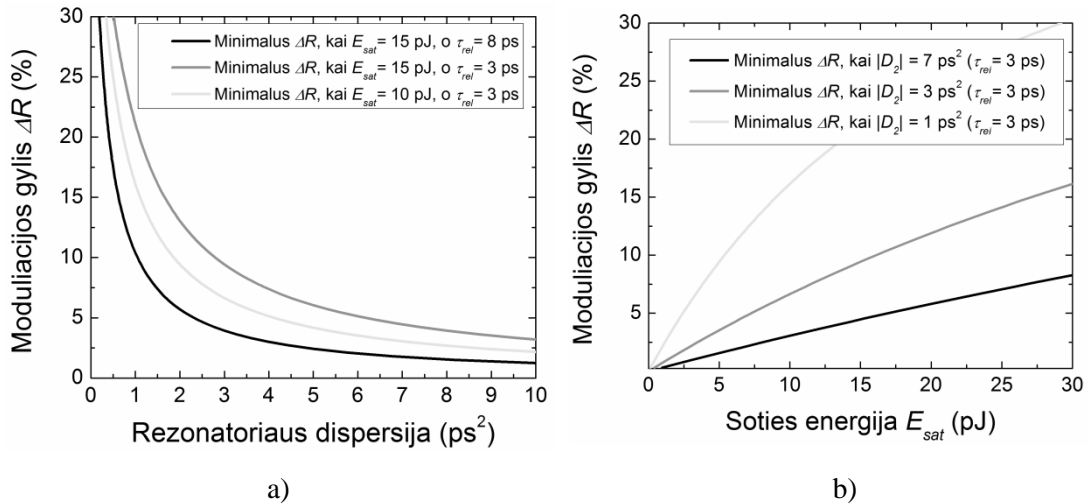
**28 pav.** Didelio moduliacijos gylio (<30 %) SESAM struktūros SEM nuotraukos: a) bendras struktūros vaizdas; b) padidintas kvantinių duobių regionas.

Skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai reikia didelio moduliacijos gylio įsisotinamųjų sugėriklių [5]. Didelio moduliacijos gylio SESAM dažnai yra ne tokie patikimi, nes didelio skaičiaus kvantinių duobių auginimo metu gali susiformuoti mechaniniai submikroninių sluoksnių įtempimai, kurie yra viena iš optinio pažeidimo priežasčių [107][54]. Tačiau modų sinchronizacijai naudojant mažo moduliacijos gylio SESAM, dažnai nukenčia darbiniai skaidulinio lazerių parametrai. Nors krūvininkų relaksacijos trukmė, jei yra pakankamai trumpa, nedaro stiprios įtakos lazerio impulsų kokybei, ji taip pat yra svarbi, ypač startavimo ir lazerio stabilumo charakteristikoms.

Solitoniniuose lazeriuose lėtas sugėriklis ( $\tau_r > \tau_p$ ) atveria papildomus kanalus triukšmo kontinuumui generuoti. Jei tas triukšmas slopinamas lėčiau už rezonatoriaus nuostolių mažėjimą, jis galiausiai destabilizuoja solitoninį impulsą. Kita vertus, jei sugėriklis yra labai greitas ( $\tau_r \ll \tau_p$ ), jis pradeda daryti įtaką lazerio startavimui, nes sukuria papildomus nuostolius impulso formavimo metu, kada jis dar yra pakankamai ilgas ir palyginamas su triukšmo signalu. Jei SESAM netiesiniai parametrai degraduoja (pvz. mažėja moduliacijos gylis), toks lazeris po tam tikro laiko nebestartuos. Pagal (10) sąlygą, mažinant bendrą rezonatoriaus dispersiją, reikia didesnio minimalaus moduliacijos gylio. Kadangi stiprinimo juosta yra apribota tik čirpuotos Brego gardelės spektru, stiprinimo dispersija  $D_g$  gali būti aproksimuota dydžiu  $1/(\Delta\omega_b)^2$ , kur  $\Delta\omega_b$  yra CFBG atspindžio dažnio juostos plotis [31]. Taip pat, didelio moduliacijos gylio sugėrikliuose nuostolių moduliacija vyksta netiesiškai, todėl  $q_0 = -\ln[(1 - R_{ns} - \Delta R)/(1 - R_{ns})]$ . Tada, (10) galima perrašyti

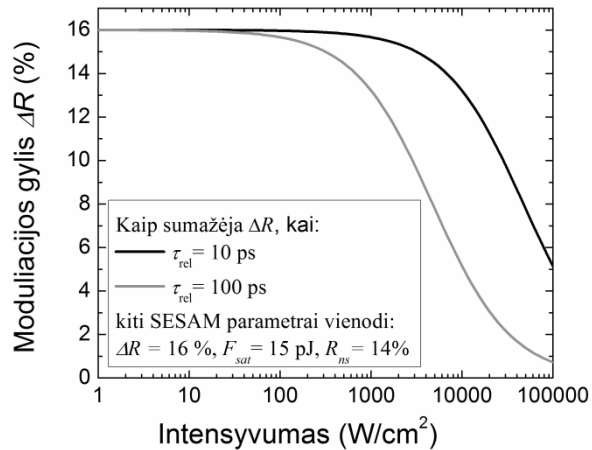
$$\frac{-\ln[(1 - R_{ns} - \Delta R)/(1 - R_{ns})]}{E_{sat} / \tau_{rel}} > \frac{\gamma_{NL} L_{rt}}{|D_2| \Delta\omega_b^2}. \quad (28)$$

Pagal šią sąlygą, patikimam skaidulinio lazerio startavimui būtinas tam tikras SESAM netiesinių parametru rinkinys. 29a pav. pavaizduota, koks turi būti minimalus SESAM atspindžio moduliacijos gylis skirtingų dispersijų skaidulinio lazerio modų sinchronizacijai. Tačiau lazerio startavimas priklauso ir nuo kitų SESAM parametru. Naudojant trumpesnių relaksacijos trukmių SESAM, kreivė pastumiama į didesnio moduliacijos gylio sritį, bet parinkus mažesnę soties energiją, minimalus moduliacijos gylis vėl sumažinamas. Vadinasi parinkus mažesnę sugėriklio soties energiją, galima naudoti mažesnio moduliacijos gylio SESAM (29b pav.). Vadinasi solitoninio lazerio startavimas susijęs su visais trimis pagrindiniais SESAM parametrais ( $\Delta R$ ,  $E_{sat}$  ir  $\tau_{rel}$ ) ir priklauso nuo bendros anomalios terpės dispersijos bei netiesiškumo.



**29 pav.** a) Teoriškai suskaičiuotos minimalaus SESAM atspindžio moduliacijos gylio vertės, būtinos patikimam skirtingos dispersijos solitoninių lazerių startavimui (soties energija ir relaksacijos trukmė fiksuotos). b) Kaip keičiasi solitoninių lazerių minimalaus SESAM atspindžio moduliacijos gylio reikalavimas skirtingoms sugėriklio soties energijos vertėms, prie keturių fiksuotų rezonatoriaus dispersijų:  $0.5 \text{ ps}^2$ ,  $1 \text{ ps}^2$ ,  $3 \text{ ps}^2$ ,  $7 \text{ ps}^2$ . Patikimam mažesnės rezonatoriaus dispersijos lazerių startavimui reikia naudoti didesnio atspindžio moduliacijos gylio arba mažesnės soties energijos SESAM.

Triukšmo kontinuumo įtaką SESAM tipo sugėrikliui pavaizduoja 30 pav., kuriame parodyta kaip sumažėja efektyvus netiesinis moduliacijos gylis, veikiant sugėriklį tam tikro intensyvumo nuolatinės veikos spinduliuote (pvz. sustiprinta spontanine emisija) ties darbinio lazerio bangos ilgiu. Iš kreivių matyti, kad pakankamai intensyvi spinduliuotė gali labai stipriai sumažinti moduliacijos gylį, o naudojant ilgesnės krūvininkų relaksacijos trukmės SESAM – slenkstinę galią prie kurios prasideda moduliacijos gylio pokyčiai. Pavyzdžiui prie  $10000 \text{ W/cm}^2$  (atitinka  $\sim 3 \text{ mW}$  optinės spinduliuotės galią vienamodžiam šviesolaidyje) ir naudojant  $100 \text{ ps}$  relaksacijos trukmės SESAM, efektyvus moduliacijos gylis sumažėja nuo  $16 \%$  iki  $4 \%$ . Mažas moduliacijos gylis apsunkina lazerio startavimą ir gali netenkinti minimalaus moduliacijos gylio reikalavimo tam tikros konfigūracijos lazerio modų sinchronizacijai. Be to, ilgos sugėriklio krūvininkų relaksacijos trukmės atvertas laikinis langas gali ne tik destabilizuoti osciliatorių, bet ir daro neigiamą įtaką impulso kokybei [36].



**30 pav.** Skaidulinio lazerio stabilumą lemiantys veiksniai. Teoriškai suskaičiuotas SESAM netiesinio moduliacijos gylio sumažėjimas, apšviečiant skirtingų relaksacijos trukmių (10 ps ir 100 ps) įsisotinantiems sugėrikliams intensyvia spontanine spinduliuote.

Nors sunku išskirti, kuris įsisotinčio sugėriklio parametras yra svarbiausias skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai, labai didelę įtaką turi SESAM soties energija. Tik atradus ir pradėjus naudoti nanostruktūrinės medžiagos, jis buvo sumažintas iki verčių, kurios yra tinkamos naudoti tiek kieto kūno, tiek ir šviesolaidiniuose sinchronizuotų modų lazeriuose [25]. Kieto kūno lazeriuose didžiausia problema buvo kokybės moduliacijos nestabilumai, kurių reikia vengti ir dabartiniuose skaiduliniuose lazeriuose, nes jie gali daryti įtaką solitoninio lazerio startavimo ir impulso stabilizavimo procesui. Išvengti kokybės moduliacijų galima naudojant mažo įsotinimo srauto SESAM tipo struktūras [17]. Atvirkščiai solitoninio impulso formavimo sąlygai (28), per didelio atspindžio moduliacijos gylio SESAM gali lemti lazerio nestabilumą arba daryti įtaką startavimui dėl rezonatoriaus kokybės moduliacijos nestabilumų. Tačiau turint pakankamai mažą sugėriklio įsotinimo srautą, moduliacijos gylis gali būti pakankamai didelis, nes pagal (14) sąlygą, svarbus yra nuostolių kitimo greitis ir rezonatoriuje cirkuliuojanti galia, kurie turi būti kuo mažesni. Kadangi sugėriklio nuostolių kitimo greitis mažiausias artėjant prie soties, mažesnio soties srauto SESAM šis greitis būna visada mažesnis prie tų pačių vidutinių galių. Apibendrinti reikalavimai įsisotinčiam sugėrikliui surašyti 1 lentelėje.

**1 Lentelė.** Apibendrinti SESAM netiesinių parametru reikalavimai skaidulinių lazerių startavimui ir stabilumui.

SESAM Parametrai	Lengvas startavimas	Vengiant kokybės moduliacijų	Geriausia impulso kokybė
$E_{sat}$	maža	maža	maža
$\Delta R$	didelis	mažas	didelis
$\tau_r$	Subalansuota	greita	greita

### 3.2 Skaidulinių lazerių modų sinchronizacijos mechanizmas ir darbiniai režimai

Iterbio ( $\text{Yb}^{3+}$ ) jonais legiruotos aktyvios terpės skaiduliniuose lazeriuose, kurių tipinis darbinis bangos ilgis yra 1000-1100 nm intervale [19], galimi tiek solitoninis, tiek ir normalios dispersijos režimai. Tačiau geriausią impulsų kokybę ir atsparumą perturbacijoms užtikrina tik solitoninius impulsus generuojantys skaiduliniai lazeriai. Tokiuose lazeriuose įsisotinantis sugėriklis reikalingas pirminiam impulso stabilizavimui, o suformuoto impulso parametrai priklauso nuo dispersijos ir fazinės savimoduliacijos dinaminį procesų [36]. Tačiau tai nereiškia, kad sugėriklis nėra svarbus tolimesnei solitoninio impulso ir triukšmo sąveikai. Kadangi triukšmas yra išplitęs laike, įsisotinantis sugėriklis yra tam tikras laikinis filtras, kuris užsidaro iškart (greitas sugėriklis) arba praėjus tam tikram laikui (lėtas sugėriklis) po impulso. Greitesnis kontinuomo triukšmo nuostolių didėjimas, solitoninio impulso patiriamų nuostolių atžvilgiu, yra pagrindinė solitoninio lazerio stabilumo sąlyga.

**Fiksuotos rezonatoriaus dispersijos atvejis.** Siekiant patikrinti impulsų formavimo kriterijus skaidulinių lazerių rezonatoriuose buvo išbandyti skirtingų netiesinių parametru SESAM tipo įsisotinantis sugėrikliai (pirkti *Batop*). Pagrindiniai jų parametrai pateikti 2 lentelėje. Skirtingų SESAM netiesinis moduliacijos gylis buvo nuo 3 % iki 36 %, o įsotino srautas priklausė nuo struktūros dizaino. Rezonansinio tipo struktūrai (didžiausias

elektrinio lauko padidinimo faktorius) išotinio srautai buvo mažiausi ( $<6 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ), o antirezonansinės kelis kartus didesni (nuo  $33 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  iki  $47 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ). Sugėrikliai buvo išbandyti skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai ties  $1 \mu\text{m}$  bangos ilgiu.

**2 Lentelė.** Testuojami skirtingų netiesinių parametų SESAM tipo sugėrikliai.

SESAM tipas	$\Delta R$	$F_{sat}$	$\tau$	Struktūra
I	36	47	15	Antirezonansinis
II	26.6	37	7	Pusiau-rezonansinis
III	12.5	44	5	Antirezonansinis
IV	7.4	6	16	Rezonansinis
V	7.1	39	5	Antirezonansinis
VI	5	5	10	Rezonansinis
VII	5	33.5	5	Antirezonansinis
VIII	3	43	1	Antirezonansinis

Osciliatoriaus schema buvo identiška pateiktai 1 pav. Iterbiu legiruotos aktyvios skaidulos (YDF) kaupinimui buvo naudojamas  $976 \text{ nm}$  bangos ilgio kaupinimo diodas (LD). Skaidulinio rezonatoriaus veidrodžius viename gale sudarė čirpuota Brego gardelė (CFBG), o kitame SESAM tipo sugėriklis. SESAM buvo integruotas per optinį kontaktą.

Tyrimuose buvo naudojama  $\sim 14 \text{ ps/nm}$  dispersijos čirpuota Brego gardelė, kuri užtikrino pakankamai didelį (lyginant su bendra rezonatoriaus skaidulos dispersija  $\sim 0.1 \text{ ps/nm}$ ) anomalios dispersijos kiekį rezonatoriuje, todėl tenkino solitoninio impulso formavimo sąlygas. Lazerio parametrai pateikti 3 lentelėje. Toks osciliatorius generavo beveik spektriškai ribotus impulsus (angl. bandwidth-limited). Impulsai buvo artimi Gauso formai. Osciliatoriaus vidutinė išėjimo galia buvo  $\sim 1 \text{ mW}$  po 10%/90% dalinimo santykio optinės spinduliuotės daliklio. Tai atitiko  $\sim 11 \text{ mW}$  ant SESAM tipo išisotinančio sugėriklio struktūros paviršiaus, o dėl mažos impulso trukmės ( $\sim 5 \text{ ps}$ ) ir mažo

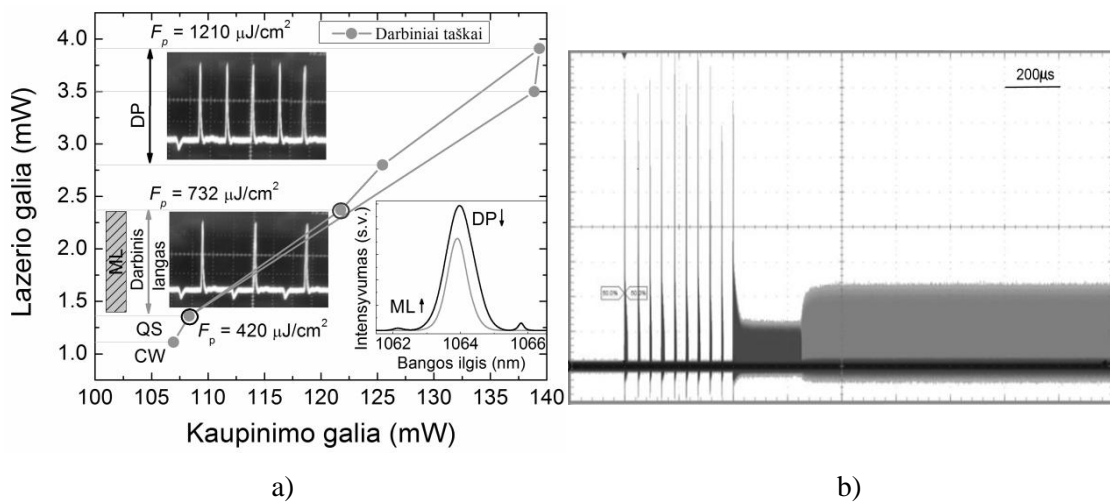
**3 Lentelė.** Pagrindiniai testuojamo skaidulinio lazerio parametrai.

Lazerio tipas	Lazerio dažnis	FBG dispersija	Bangos ilgis	Impulsų trukmė	Dėmės dydis	Galia ant SESAM	Rez. impulso energija
	$\nu, \text{ MHz}$	$\text{ps/nm}$	$\lambda, \text{ nm}$	$\tau, \text{ ps}$	$d, \mu\text{m}$	$P_0, \text{ mW}$	$E_0, \text{ pJ}$
<b>I tipo</b>	38	14	1064	$\sim 5$	6.6	$\sim 11$	$\sim 380$



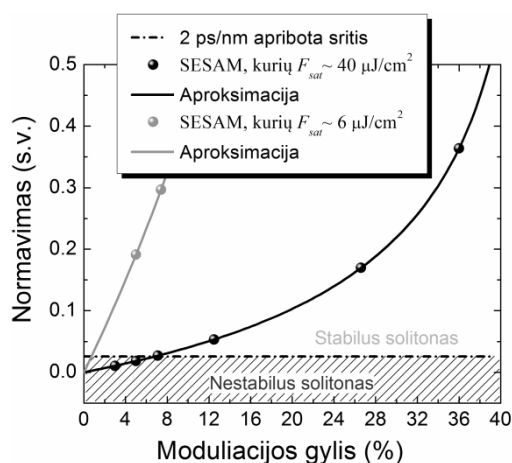
skaidulos modos diametro ( $\sim 6.6 \mu\text{m}$ ), krentančios spinduliuotės intensyvumas siekė kelis šimtus  $\text{MW}/\text{cm}^2$ .

31a pav. pavaizduoti tipinio solitoninio lazerio modų sinchronizacijos slenksčiai ir darbiniai režimai. Didinant lazerinio diodo kaupinimo galią, iterbio jonų sistemoje sukuriama inversijos apgrąža ir čirpuotos Brego gardelės apribotoje spektrinėje srityje osciliatorius pradeda lazeriuoti (CW taškas). Toliau keliant kaupinimą, lazeriavimas pereina į kokybės moduliavimo režimą (QS sritis). Šioje srityje stebimi galingi pavieniai impulsai, kurių trukmė siekia keletą  $\mu\text{s}$ . Pasiekus tam tikrą slenkstinę kaupinimo ribą, lazeris pereina į stabilų sinchronizuotų modų režimą ir stebima stabili impulsų vora. Ties tam tikra kaupinimo verte, impulsas rezonatoriuje skyla į du, dvigubai mažesniu laiko intervalu atskirtus impulsus. Toks režimas nėra tinkamas praktiniams taikymams, nes laiko intervalas tarp impulsu nėra pastovus. Tarp modų sinchronizacijos slenksčio ir dviejų impulsų slenksčio yra darbinio lango sritis, kurioje impulsų vora yra tinkama įvairiems skaidulinio lazerio taikymams. Lazerio startavimo procesų dinamika matoma 31b pav. pavaizduotoje oscilogramoje, užfiksuotoje greitu fotodetektoriumi (atsakas  $\sim 20 \text{ps}$ ). Pradžioje (kairėje nuotraukos pusėje) vyksta kokybės moduliacijos nestabilumai, bet po tam tikro laiko lazeris pereina į stabilų sinchronizuotų modų režimą.



**31 pav.** Solitoninio lazerio darbinės charakteristikos: a) lazerio startavimo ir impulsų voros stabilumo slenksčiai. ML yra vieno impulso modų sinchronizacijos sritis, o DP – dviejų impulsų režimas; b) Lazerio startavimo vizualizacija, užfiksuota greitu osciloskopu.

32 pav. pavaizduotos teorinės kreivės, kaip kinta lazerio startavimo lygties (28) kairės pusės narys nuo SESAM moduliacijos gylio prie dviejų skirtingų sugėriklio sotes srauto energijų verčių (kurios panašios į realias testuojamų SESAM vertes –  $40 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  ir  $6 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ) ir fiksuotos relaksacijos trukmės (7 ps). Taip pat, atidėti taškai, kurie atitinka testuojamų SESAM atspindžio moduliacijos gylio vertes, pateiktas 2 lentelėje. Punktyrine linija pažymėta (28) kriterijaus dešinės pusės ribojama sritis, kuri apskaičiuota naudojant lazerio bendrą rezonatoriaus dispersijos vertę – 14 ps/nm, o stiprinimo juostos dispersija suskaičiuota, parinkus Brego gardelės atspindžio spektro plotį – 1.2 nm. Šis kriterijus reiškia, kad visi teorinės kreivės taškai, esantys virš punktyrinės linijos įeina į skaidulinio lazerio stabilumo zoną. Tai buvo patvirtinta eksperimentiškai. Kaip ir tikėtasi, skaidulinio lazerio savaiminė modų sinchronizacija pasiekta su visais SESAM, kurių netiesinis moduliacijos gylis didesnis negu 5 % (I-VII tipo). Lazeris nstartavo tik su VIII tipo SESAM sugėrikliu, kurio moduliacijos gylis buvo  $\sim 3\%$ . 32 pav. matyti, kad SESAM, kurių moduliacijos gylis mažesnis negu 5 %, patenka į nestabilumo zoną, todėl lazeriui sunkiau startuoti. Be to, stabilumo kriterijus tenkinamas daug lengviau, jei SESAM išotinio srautas yra mažesnis (32 pav. pilka kreivė).



**32 pav.** Išisotinančio sugėriklio minimalaus moduliacijos gylio kriterijus.

Solitoniniuose lazeriuose impulso trukmę apibrėžia bendra anomali rezonatoriaus dispersija [30]. Todėl prie fiksuotos dispersijos vertės, didinant stabilizuoto impulso energiją (keliant kaupinimo galią), spektriškai riboto

impulso trukmė negali stipriai sumažėti, o netiesinis fazės pokytis toliau didėja. Kad išlaikyti balansą tarp netiesiškumo ir anomalios dispersijos įvedamų impulso fazės pokyčių, aktyviai generuojamas kontinuumo foninis triukšmas. Pakinta impulso spektro plotis (žiūrėti 31a pav. spektrus dešinėje) bei išryškėja antriniai spektriniai maksimumai. Solitoninis impulsas išlieka stabilus tol, kol pasiekia maždaug du kartus pradinės impulso energijos [10]. Pasiekus šią vertę, jis skyla į du identiškus pradiniams impulsus, o impulso energija sumažėja du kartus (osciloskope stebimas dvigubai didesnis impulsų pasikartojimo dažnis). Šis skilimas įvyksta dėl to, kad sustiprėjęs vienas impulsas pradeda patirti per didelius filtravimo nuostolius dėl spektro pločio padidėjimo, lyginant su nuostoliai, kuriuos patirs du suskilę impulsai. Pagal solitoninio impulso stabilumo kriterijų [10], turi būti balansas tarp filtravimo nuostolių ir įsisotinamo sugėriklio nuostolių sumažėjimo jam skaidrėjant. Šis balansas galimas tol, kol SESAM nėra visiškai įsotintas. 33a pav. pavaizduota SESAM tipo įsisotinamo sugėriklio netiesinio atspindžio kreivė (tiesinėje skalėje). Mėlynas kreivės taškas atitinka modų sinchronizacijos startavimo slenkstį, o rožinis – dviejų impulsų režimą. Vadinasi impulsas skyla į du, kai jo energija pasiekia maždaug du kartus didesnę nei pradinę vertę. Pereinant iš nuolatinės veikos srities  $S_{CW}$  į stabilaus vieno impulso modų sinchronizacijos sritį  $S_{ML}$ , SESAM atspindys didėja tol, kol maksimaliai įsotinamas. Ties šiuo tašku, nekompensuojami filtravimo nuostoliai pradeda sparčiai augti, todėl impulsas skyla į du mažesnės energijos impulsus.

Realioje lazerio sistemoje, darbinė energijų sritis virš dviejų impulsų režimo slenksčio dažnai yra nepageidautina, nes laiko tarpai (pasikartojimo dažnis) tarp skilusių impulsų yra nestabilūs, o įsisotinantis sugėriklis yra stipriai įsotintas (gali įvykti spartesnis pažeidimas). Todėl praktiniam skaidulinio lazerio pritaikymui svarbiausias yra vieno impulso režimas ir jo darbinis langas (DL) – lazerio išėjimo impulsų galios santykis tarp modų sinchronizacijos ir dviejų impulsų režimo slenksčiais. Pagal darbinio lango apibrėžimą:

$$DL = \frac{P_{p1}}{P_{p2}} = \frac{\tau_{p2}}{\tau_{p1}}, \quad (29)$$

kur  $P_{p1}$  ir  $P_{p2}$  – lazerio impulso, cirkuliuojančio rezonatoriuje pikinė galia. Kadangi impulsų pasikartojimo dažnis nekinta, pikinė galia proporcinga vidutinei galia. Vadinasi, impulsų slenkstinių vidutinių galių santykis yra atvirkščiai proporcingas trukmei. Pagal maksimalų (kol impulsas neskyļa į du) ir minimalų (impulso formavimo) kriterijus, impulso trukmės gali būti užrašytos:

$$\tau_{p1} = \sqrt{\frac{D_g}{\Delta R / P_A}}, \quad (30)$$

o

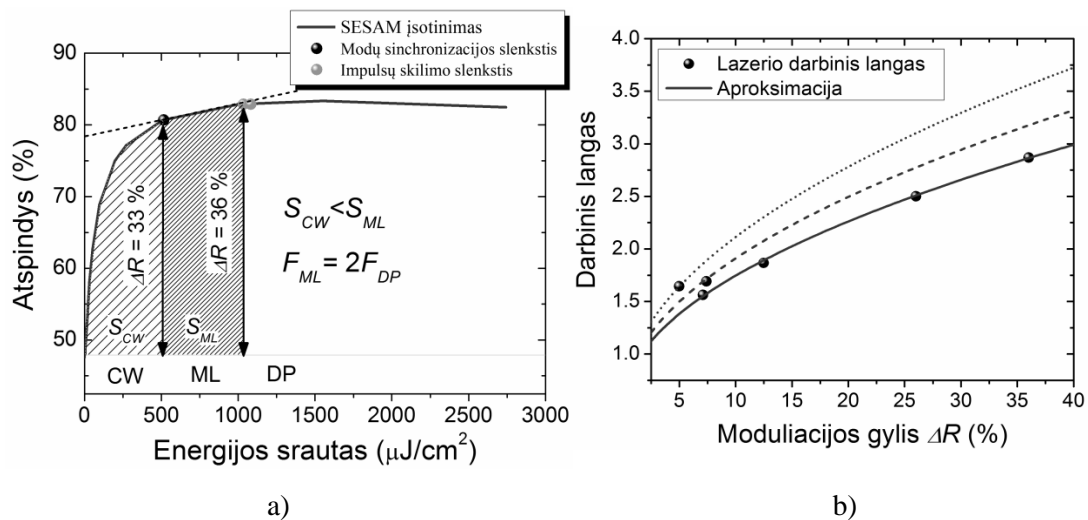
$$\tau_{p2} = \sqrt{|D_2|}. \quad (31)$$

(30) ir (31) įstatę į (29) perrašome:

$$DL = \sqrt{\frac{D_2 \Delta R}{D_g P_A}}. \quad (32)$$

Vadinasi, lazerio darbinis langas priklauso nuo netiesinių sugėriklio parametrų ir rezonatoriaus dispersijos bei spektrinio filtravimo. Turint I tipo sistemą (CFBG dispersija  $\sim 14$  ps/nm) ir nekeičiant atskirų komponentų, išskyrus įsisotinanti sugėrikli, galima įvertinti tokio lazerio darbinio lango pokytį nuo SESAM moduliacijos gylio verčių. Rezultatai pateikti 33b pav. Stabilus vieno impulso režimo langas siaurėja, mažinant SESAM sugėriklių moduliacijos gylį (tyrime naudotų sugėriklių duomenys pateikti 2 lentelėje). Eksperimento rezultatai buvo aproksimuoti (32) formule, kur  $P_A$  apskaičiuotas parinkus fiksuotas sotes srauto ( $F_{sat} = 40 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ) ir relaksacijos trukmės ( $\tau_r = 7$  ps) vertes. Teorinė kreivė gerai sutampa su eksperimentine, tačiau du pamatuoti darbinio lango taškai iškrenta iš bendro konteksto. Pagrindinis skirtumas nuo likusių eksperimentinių taškų buvo tai, kad jie gauti naudojant SESAM sugėriklius su labai mažu įsotinio srautu (net  $\sim 6$  kartus mažesniu, nei likę). Vadinasi, mažesnis įsotinio srautas padidina lazerio darbinį langą, kas buvo matyti pagal (32) formulę. Be to, tokio lazerio išėjimo galia buvo beveik

dvigubai mažesnė, nei lazerių su didesnio sotes srauto SESAM, atitinkamai – 0.5 mW ir 1 mW. Taip yra todėl, kad ties modų sinchronizacijos slenksčiu solitonai taip pat turi būti stabilizuoti, t.y. stiprinimas kompensuoti nuostolius. Kadangi silpno signalo stiprinimas yra didelis, didelio sotes srauto SESAM nėra pakankamai praskaidrintas ir negali inicijuoti lazerio modų sinchronizacijos. Dėl to, slenkstinė galia yra didesnė nei mažesnio sotes srauto SESAM.



**33 pav.** a) Eksperimentiškai išmatuotas SESAM netiesinis atspindys bei pavaizduotos solitoninio lazerio darbinės sritys: CW – nuolatinė veika, ML – modų sinchronizacija, DP – dviejų impulsų režimas; b) Skaidulinio lazerio darbinio lango ir SESAM sugėriklio netiesinio atspindžio moduliacijos gylio sąryšis.

**Skirtingų rezonatoriaus dispersijų atvejis.** Nors ultratrumpųjų impulsų skaidulinių lazerių darbinis langas yra svarbus parametras, dar svarbiau yra tai, kad lazeris startuotų prie mažų impulso energijų. Maža impulso energija lemia mažesnę energijos srautą ant SESAM, kuris yra pagrindinė pažeidimo optine spinduliuote priežastis [21]. Norint įvertinti, kokią įtaką daro skirtingas anomalios dispersijos kiekis skaidulinio lazerio parametrams (darbiniam langui, impulso trukmei, energijai ir kokybei), atlikti eksperimentai su skirtingomis „čirpuotomis“ Brego gardelėmis. Buvo naudojama standartinė 1 pav. pavaizduota skaidulinio lazerio schema, o modų sinchronizacijai naudotas didžiausio moduliacijos gylio SESAM, kurio pagrindiniai parametrai:  $\Delta R = 36\%$ ,  $F_{sat} = 47 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ,  $R_{ns} = 14\%$  ir  $\tau_r = 15$  ps. Skaidulinių lazerių charakteristikos, pamatuotos ~40% virš modų

sinchronizacijos slenkstinės energijos, pateiktos 4 lentelėje. Buvo parinktas ~30 MHz lazerių impulsų pasikartojimo dažnis, tai atitinka  $L_{rez} \approx 3.4$  m optinės skaidulos ilgį.

**4 Lentelė.** Skirtingų dispersijų skaidulinių lazerių parametrai ties darbiniais režimais (~40 % virš modų sinchronizacijos slenksčio).

Lazerio Nr.	Dažnis $\nu$ , MHz	FBG ps/nm	Bangos ilgis $\lambda$ , nm	Trukmė $\tau$ , ps	Energija $E_0$ , pJ
I	30	14	1064	6.5	380
II	30	10	1053	4.7	320
III	30	7	1064	3.64	284
IV	30	2	1064	2.1	204
V	30	1.6	1030	1.5	150

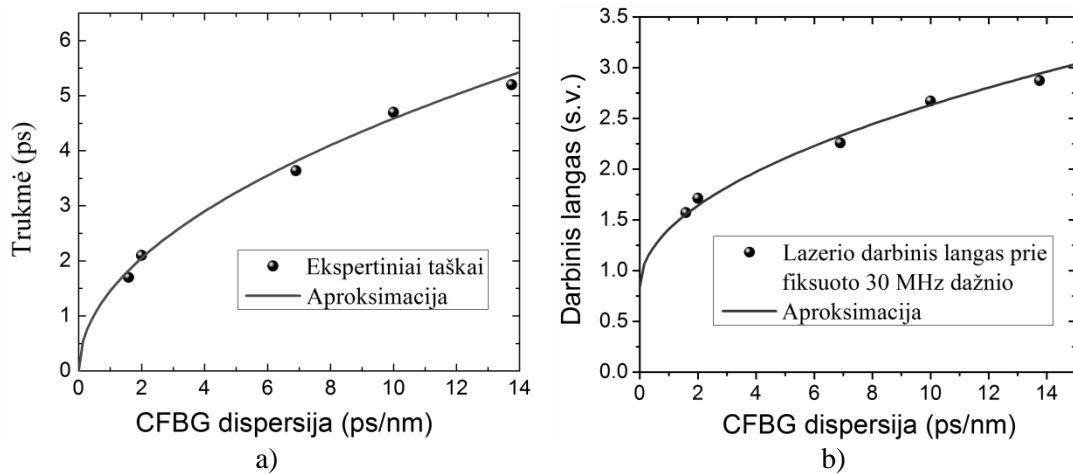
Mažinant anomalios dispersijos kiekį, mažiausia pasiekama impulso trukmė mažėjo (34a pav.). Kreivė aproksimuota (31) formulėje grupinio vėlinimo dispersiją  $D_2$  (matuojamą ps<sup>2</sup>) pakeičiant čirpuotos Brego gardelės dispersija  $D_{\lambda,CFBG}$  (ps/nm) ir naudojant ne  $\text{Sech}^2$ , o eksperimentiškai stebimo Gausinės formos impulso pusplotį. Tada

$$\tau_p = 1.45 \sqrt{|D_{\lambda,CFBG}|}. \quad (33)$$

Vadinasi, keičiant gardelės anomalios dispersijos kiekį, galima kontroliuoti impulso trukmę. Kadangi trumpesni solitoniniai impulsai lemia mažesnę impulso energiją, sugėriklis yra mažiau įsotinamas, todėl optinės spinduliuotės poveikis yra mažesnis. Tačiau pagal 3.1 skyriuje 29 pav. pavaizduotus sąryšius, mažesnės anomalios dispersijos lazeriui reikia didesnio moduliacijos gylio ir mažesnio įsotinimo srauto.

Siekiant patikrinti (32) sąryšį, buvo pamatuoti darbiniai lazerių langai, naudojant skirtingų dispersijų „čirpuotas“ Brego gardeles. Eksperimento rezultatai pateikti 34b pav., o taškai gerai aproksimuojami teorine kreive, suskaičiuota naudojant SESAM vertes:  $\Delta R = 36\%$ ,  $F_{sat} = 45 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  ir  $R_{ns} = 14\%$  (analogiškas tyrime naudoto įsisotinančio sugėriklio vertėms). Didinant

skaidulinio lazerio rezonatoriaus anomalios dispersijos kiekį, darbinis langas didėja.

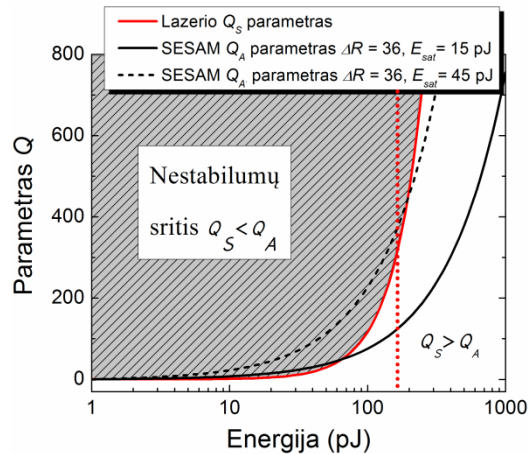


**34 pav.** a) Solitoninio impulso trukmės ir lazerio anomalios dispersijos sąryšis; b) skirtingos anomalios dispersijų lazerių darbinių langų dydžiai.

**Kokybės moduliacijų įtaka.** Kaip buvo parodyta 31b pav. prieš solitoninio lazerio modų sinchronizaciją stebimos rezonatoriaus kokybės moduliacijos (QS). Šios moduliacijos gali neigiamai veikti tiek lazerio startavimą, tiek ir impulsų voros stabilumą. Be to, galingas kokybės moduliacijos impulsas gali pažeisti išsotinantį sugėriklį. QS slenkstis priklauso nuo išsotinančio sugėriklio parametrų (netiesinio atspindžio moduliacijos gylio ir išsotinimo srauto) ir lazerio rezonatoriaus stiprinimo charakteristikų. Pagal (14) sąryšį, pakeitus vidutinę rezonatoriuje cirkuliuojančią galią smailine pradinės fliuktuacijos galia  $P_p$ , sugėriklio nuostolių kitimo parametras  $Q_A = P_p dq/dP_p$  turi būti mažesnis už su terpės stiprinimu siejamą parametru  $Q_s = (1 + P_p/P_s)T_{rt}/\tau_g$  ties minimalia solitoninio impulso energija, kurią lemia rezonatoriaus dispersija. 35 pav. pavaizduoti testuojamo osciliatoriaus  $Q$  parametrai, naudojant didelio moduliacijos gylio SESAM ( $\Delta R = 36\%$ ).  $Q_A$  parametras (juoda kreivė) ties išmatuotomis išsotinančio sugėriklio vertėmis yra mažesnis už  $Q_s$  tada, kai impulso energija yra mažesnė negu 70 pJ. Vadinasi jei minimali solitono energija yra didesnė už 70 pJ, QS nestabilumai lazerio startavimui nedarys įtakos. Skirtingos dispersijos skaidulinuose lazeriuose impulso energiją galima apskaičiuoti į (7) įstačius (8):

$$E_s = \frac{2\sqrt{|D_2|}}{L_{rt}\gamma_{nl}}. \quad (34)$$

Naudojant 14 ps/nm čirpuotos Brego gardelės dispersijos vertę, minimali solitono energija  $E_{min} = 185$  pJ (raudona vertikali punktyrinė linija), todėl QS lazerio startavimui nedaro įtakos. Tačiau jei SESAM įsotinimo srautas padidėtų (pvz. po SESAM pažeidimo) tris kartus (juoda punktyrinė linija), minimalios energijos solitonas patektų į QS sritį ir lazeris startuotų tik prie aukštesnių energijų. Be to, lazeris nestartuos, jei SESAM  $Q_A$  parametras pateks į QS nestabilumų sritį prie energijų, artimų lazerio dviejų impulsų režimui. Tai ypač svarbu skaiduliniams lazeriams, kurių impulsų energijos yra mažos, o darbiniai langai nedideli (būdinga mažos anomalios dispersijos lazeriams).



35 pav. Solitoninio lazerio kriterijus, norint išvengti kokybės moduliacijos nestabilumų.

### 3.3 Išvados

1. Skaidulinio lazerio modų sinchronizacijai reikia subalansuoto netiesinio atspindžio moduliacijos gylio ir mažo soties srauto SESAM tipo sugėriklio. Nuostolių moduliacija turi būti pakankamai didelė ( $>4\%$ ), kad inicijuotų lazerio startavimą, bet neturi viršyti rezonatoriaus kokybės moduliaciją lemiančios ribinės vertės. Tiek startavimui, tiek ir vengiant kokybės moduliacijos režimo, SESAM įsotinimo srautas turi būti kuo mažesnis. Mažesnis sugėriklio įsotinimo srautas sumažina minimalaus atspindžio moduliacijos gylio reikalavimą lazerio startavimui.



2. Didelės anomalios dispersijos skaidulinio lazerio darbinis langas – energijų sritis tarp modų sinchronizacijos slenksčio ir dviejų impulsų režimo – priklauso nuo išisotinančio sugėriklio parametrų. Esant fiksuotai anomalios dispersijos vertei, didesnis darbinis langas pasiekiamas didesnio moduliacijos gylio SESAM tipo sugėrikliu, kai kiti parametrai (sugėriklio soties energija ir relaksacijos trukmė) yra vienodi. Mažesnis SESAM išotininimo srautas ir ilgesnė relaksacijos trukmė taip pat lemia platesnę darbinių impulso energijų sritį.

3. Solitoninių lazerių trukmę ir energiją galima keisti, keičiant čirpuotos Brego gardelės dispersiją. Mažinant anomalios dispersijos kiekį rezonatoriuje, sumažėja ne tik impulso trukmė ir energija, bet ir lazerio darbinis langas, todėl reikia naudoti didesnio moduliacijos gylio ir mažesnės soties energijos SESAM, norint pasiekti tokio pat dydžio santykinį darbinių energijų intervalą. Didelė sugėriklio soties energija mažos dispersijos lazeryje padidina kokybės moduliacijos nestabilumą tikimybę, nes minimalus atspindžio moduliacijos gylis lazerio startavimo iniciavimui turi būti didesnis, lyginant su didesnės dispersijos lazeriais.

## 4 SESAM struktūrų patikimumas ultratrumpųjų impulsų skaiduliniuose lazeriuose

Iterbiu legiruotos aktyviosios terpės skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai (bangos ilgių darbinė sritis 1000-1100 nm) naudojami SESAM tipo sugėrikliai, kurie sudaryti iš  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  kvantinių duobių, užaugintų ant  $\text{GaAs}/\text{AlAs}$  Brego veidrodžio struktūros. Didelis atspindžio moduliacijos gylis pasiekiamas auginant didesnę kvantinių duobių sluoksnių skaičių. Papildomas kvantinių duobių skaičius sukuria įtempimus tarp  $\text{InGaAs}$  ir  $\text{GaAs}$  sluoksnių, nes šių medžiagų gardelių konstantos skiriasi [108]. Šie įtempimai lemia struktūrinius defektus, kurie veikiami intensyvia optine spinduliuote gali lemti struktūrinius SESAM sluoksnių pažeidimus ir netiesinių parametrų degradavimą [54]. Be to, netiesiniam moduliacijos gyliui padidinti, naudojama rezonansinė SESAM struktūra, sustiprinantis optinės spinduliuotės lauką kvantinių duobių stiryje. Intensyvus laukas taip pat gali padidinti sugėriklio pažeidimo pavojų. Šiame skyriuje apžvelgiami tiek rezonansinių, tiek ir antirezonansinių didelio moduliacijos gylio SESAM struktūrų pažeidimų mechanizmai. Literatūroje yra aprašytos mažo moduliacijos gylio (<2 %) SESAM trumpalaikio (<20 h) pažeidimo priežastys, naudojant intensyvios optinės spinduliuotės šaltinį [21]. Šiame skyriuje apžvelgiami tyrimai, atlikti siekiant išsiaiškinti ilgalaikių (>5000 h) SESAM tipo struktūrų pakitimų priežastis, veikiant didelio impulsų pasikartojimo dažnio optine spinduliuote, kurios intensyvumas nėra didelis, bet panašus į cirkuliuojantį skaidulinio lazerio rezonatoriuje. Pritaikius visiškai skaidulinę sugėriklio netiesinių parametrų tyrimo metodiką, buvo galima tirti SESAM pokyčius prieš ir po ilgalaikio testavimo. Taip pat, atlikti pagreitinti trumpalaikiai (<24 h) SESAM atsparumo optinei spinduliuotei testai, siekiant nustatyti skirtumus tarp pritaikytų metodikų. Ilgalaikiai SESAM pažeidimo testai taip pat buvo pagreitinti, parenkant didesnę impulsų pasikartojimo dažnį. Čia pateikti rezultatai yra publikuoti žurnale „Lithuanian Journal of Physics“ [58].

Ilgalaikių ir trumpalaikių pažeidimų testuose buvo naudojami SESAM tipo sugėrikliai (pirkti *Batop*), kurių netiesinis moduliacijos gylis  $\Delta R$  kito nuo 22% iki 37%. Jie buvo trijų skirtingų krūvininkų relaksacijos trukmių – 1 ps (I tipo), 15ps (II tipo) ir 7 ps (III tipo). InGaAs puslaidininkio kvantinių duobių sužadintų krūvininkų gyvavimo trukmės yra šimtai pikosekundžių [50]. Norint jas sumažinti iki kelių pikosekundžių, kvantinių duobių srityje suformuojami defektai. Naudojami du pagrindiniai defektų formavimo būdai: SESAM auginant žemoje temperatūroje (sukuriant įtempimus auginimo metu) arba implantuojant papildomus jonus į aukštoje auginimo temperatūroje užauginto sugėriklio aktyviojo sluoksnio sritį. Kuo daugiau sukuriama tokių defektų, tuo greičiau krūvininkai rekombinuoja ir tuo trumpesnė relaksacijos trukmė [50]. Sugėriklio parametrai buvo nustatyti matuojant netiesinio atspindžio kreives ir aproksimuojant eksperimentinius duomenis (23) formule. Pagrindiniai tyrime naudotų SESAM parametrai pateikti 5 lentelėje.

**5 Lentelė.** Ilgalaikiuose pažeidimo testuose naudotų SESAM tipo įsisotinamųjų sugėriklių netiesiniai parametrai.

SESAM tipas	$F_{sat}$ , $\mu\text{J}/\text{cm}^2$	$\Delta R$ , %	$R_{ns}$ , %	$\tau_{relax}$ , ps (spec.)
I	35	27	15	1
II	47	37	15	15
III	20	22	13	7

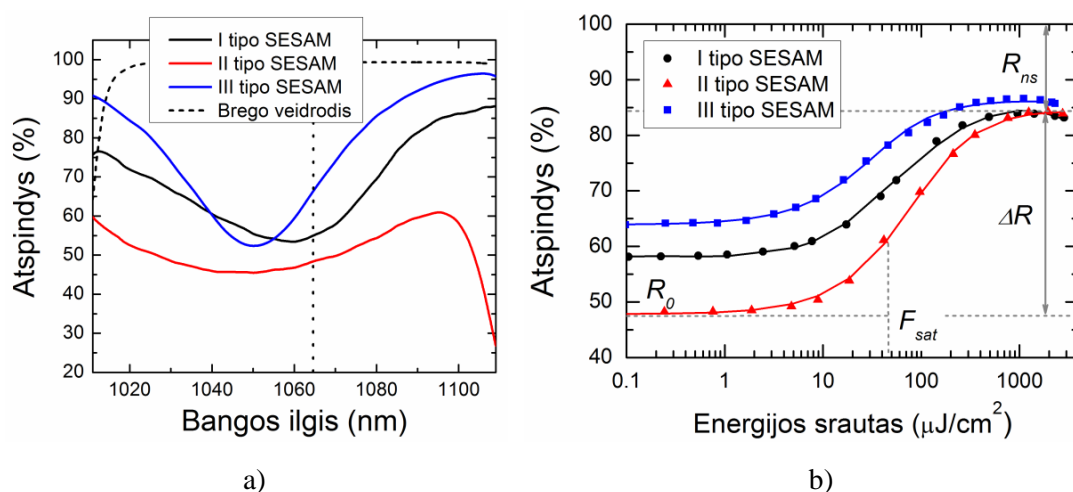
Literatūroje dažnai naudojamas dar vienas dydis, SESAM soties parametras  $S$ . Jis žymi santykį tarp krentančio optinio impulso energijos srauto ir sugėriklio soties srauto:

$$S = \frac{F}{F_{sat}} \cdot P. \quad (35)$$

Šis parametras yra naudingas, norint palyginti skirtingų SESAM įsotinio laipsnį. Pažeidus sugėriklį optine spinduliuote, jo soties srautas pakinta, todėl pakinta ir įsotinio parametras. Tačiau mūsų tyrimuose naudota pradinė SESAM įsotinio parametro vertė. Yb-legiruotos aktyvios terpės skaiduliniuose lazeriuose veikiančio SESAM soties parametras būna didesnis ( $S > 10$ ), nei kieto kūno lazeriuose ( $S < 5$ ) [36].

Norint integruoti į skaidulinį lazerį, SESAM lustas, kurio dydis  $1.3 \times 1.3 \times 0.4 \text{ mm}^3$  buvo darbiniumi paviršiumi priglautas prie standartinės FC/PC tipo skaidulinės jungties su vienamode optine skaidula (PM980). Tada, geras mechaninis ir optinis kontaktas buvo užtikrinamas, lustą prispaudžiant kita FC/PC jungtimi, sujungimui naudojant specialų keramikinį vamzdelį. Norint panaudoti tą patį lustą kelis kartus, pagreitintuose testuose SESAM nebuvo priklijuojamas, o naujam tyrimui darbinio taško pozicija pakeičiama taip, kad optinė spinduliuotė apšviestų naują nepažeistą vietą. Ilgalaikiuose testuose jungtys su SESAM ir keramikiniai vamzdeliai buvo suklijuojami.

Tyrimė naudotų skirtingų tipų SESAM mažo intensyvumo atspindžio spektras pavaizduotas 36a pav. Dėl padidinto elektrinio lauko kvantinių duobių srityje, III tipo SESAM spektre ties  $\sim 1050 \text{ nm}$  bangos ilgiu matomas staigus atspindžio sumažėjimas, kuris patvirtina jo rezonansinę struktūrą. I ir II tipo SESAM atspindžio kreivės turi platesnę minimumo sritį. Visų SESAM netiesinio atspindžio kreivės pavaizduotos 36b pav.



**36 pav.** I, II ir III tipų SESAM parametrai: a) mažo intensyvumo atspindžio spektrai; b) netiesinis atspindžio kitimas nuo impulso energijos srauto ties 1064 nm bangos ilgiu.

Pažeidimo testų metu buvo stebimas atspindžio nuo SESAM paviršiaus kitimas, matuojant krentančios ir atspindėtos optinės spinduliuotės galias. Sumažėjęs atspindys buvo indikacija, kad SESAM yra pažeidžiamas. Nuo laiko priklausantį sunormuotą atspindžio sumažėjimą buvo galima aproksimuoti vienos eksponentės funkcija:

$$R_N(t) = 1 - dR \cdot e^{-\frac{t}{\tau_d}}, \quad (36)$$

kur  $dR$  yra maksimalus atspindžio sumažėjimas (ties  $t \gg \tau_d$ ), o  $\tau_d$  – charakteringas atspindžio mažėjimo laikas.

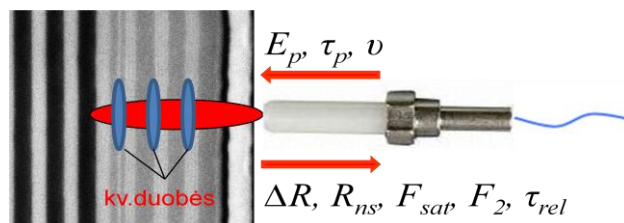
Kadangi SESAM atspindys buvo matuojamas stipriai jį įsotinus (energijos srautas ant sugėriklio paviršiaus kito santykinai nedaug), atspindžio sumažėjimą galima tiesiogiai susieti su neįsotinamų nuostolių padidėjimu:

$$A_{ns} = 1 - R_{ns}, \text{ kai } S \gg 1. \quad (37)$$

Netiesinio atspindžio kreivės buvo dar kartą matuojamos po SESAM pažeidimo eksperimentų ir palyginamos su pradinėmis, siekiant nustatyti sugėriklių parametrų ( $\Delta R$ ,  $R_{ns}$ ,  $F_{sat}$  ir  $F_2$ ) pokyčius.

#### 4.1 Lėta SESAM degradacija

**Metodika.** Lėto pažeidimo testuose, SESAM buvo tiriamas tiesiogiai skaidulinio lazerio, veikiančio ties 1064 nm bangos ilgiu, rezonatoriuje (žiūrėti 1.2 skyriaus 1 pav.). Pikosekundinės trukmės impulsų generavimui buvo parinkta ~7 ps/nm dispersijos čirpuota Brego gardelė. Atspindžiui nuo SESAM registruoti buvo naudojamos dvi mikro-optinio pluošto daliklio išėjimo atšakos – viena krentančios spinduliuotės, kita atspindėtos spinduliuotės matavimui. Šio matavimo principas pavaizduotas 37 pav. Žinomų parametrų optinė spinduliuotė, nukreipta statmenai SESAM darbiniam paviršiui, apšviečia kvantinių duobių struktūrą ir, atspindėta nuo Brego veidrodžio, grįžta atgal į rezonatorių. Lazeris generavo beveik spektriškai ribotus impulsus, kurių



**37 pav.** SESAM testavimo principas. Registruojama žinomų parametrų (impulsų energijos  $E_p$ , trukmės  $\tau_p$  ir pasikartojimo dažnio  $\nu$ ) krentančios ir atsispindėjusios nuo SESAM spinduliuotės galia. Naudojant netiesinio atspindžio matavimo metodiką, nustatomi pagrindiniai SESAM parametrai: atspindžio moduliacijos gylis  $\Delta R$ , neįsotinantys nuostoliai  $R_{ns}$ , soties srautas  $F_{sat}$ , dvifotonės sugerties koeficientas  $F_2$  prieš ir po pažeidimo testų. Relaksacijos trukmė  $\tau_{rel}$  matuojama žadinimo-zondavimo sistema.

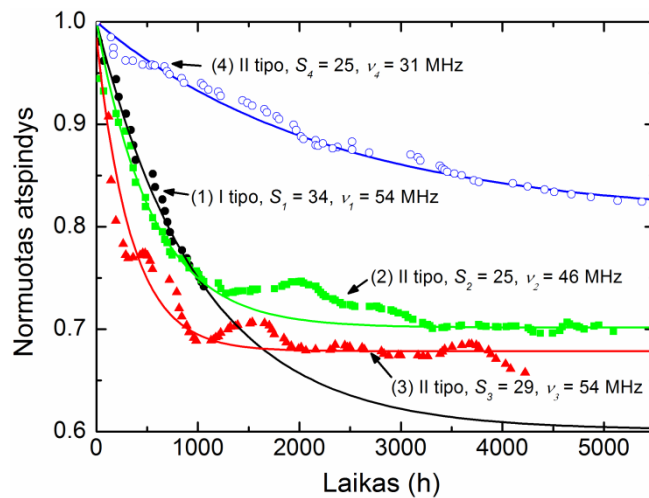
trukmė buvo ~3 ps, o dažnis keičiamas nuo ~30 MHz iki ~50 MHz, parenkant atitinkamą rezonatoriaus ilgį. Tokio lazerio vidutinė išėjimo galia buvo nuo 3 mW iki 10 mW, tačiau dėl trumpų impulsų ir mažo skaidulos modos diametro (~6.6 μm), spinduliuotės intensyvumas siekė kelis šimtus MW/cm<sup>2</sup>.

Lėto pažeidimo testuose buvo testuojami keturi SESAM lustai: vienas I tipo (1 ps) ir trys II tipo (15 ps). Jų soties parametras  $S$  varijavo nuo 25 iki 34. Abiejų osciliatoriaus išėjimų galia buvo matuojama fotodiodiniu galios jutikliu (*Thorlabs S150C*). Norint, kad lazeris dirbtų gerokai virš modų sinchronizacijos slenksčio, dėl optinio pažeidimo sumažėjusi lazerio galia buvo kompensuojama, padidinant lazerinio diodo kaupinimo galią.

**Rezultatai.** Pagrindiniai I tipo ( $\tau_{relax} = 1$  ps) ir II tipo ( $\tau_{relax} = 15$  ps) SESAM pažeidimo testų rezultatai pateikti 38 pav. (1) kreivėje pavaizduotas ilgalaikis I tipo SESAM atspindžio kitimas, kurio pradinis įsotinimo parametru  $S_I = 34$ . Šio lazerio impulsų pasikartojimo dažnis buvo  $\nu_I = 54$  MHz. Osciliatorius nustojo veikti po ~1060 h nuo eksperimento pradžios. Šis laikas yra labai artimas charakteringam atspindžio sumažėjimo laikui  $\tau_I = 1000$  h, kuris nustatytas aproksimuojant atspindžio pokytį eksponentine funkcija (žiūrėti (36) formulę). Pagal šią funkciją numanomas maksimalus atspindžio sumažėjimas I tipo SESAM bandiniui yra  $dR_I \sim 40$  %. Tačiau dėl nepakankamos kaupinimo spinduliuotės galios (kurią riboja techninės lazerinio diodo charakteristikos), lazeris nustojo veikti atspindžiui nukritus ~27% nuo pradinės atspindžio reikšmės.

Panašiai buvo testuojami II tipo SESAM (žiūrėti 38 pav. (2), (3) ir (4) kreives). SESAM, kurio  $S_2 = 25$ , o lazerio impulsų pasikartojimo dažnis  $\nu_2 = 46$  MHz, charakteringas atspindžio sumažėjimo laikas buvo tik  $\tau_2 = 550$  h, o maksimalus atspindžio sumažėjimas  $dR_2 \sim 30$  %. Šis lazeris veikė sinchronizuotų modų režimu daugiau nei 5000 h. Kito II tipo SESAM įsotinimo parametras buvo  $S_3 = 29$ , o lazerio impulsų pasikartojimo dažnis parinktas  $\nu_3 = 54$  MHz, toks pat kaip ir I tipo SESAM pažeidimo testavimo

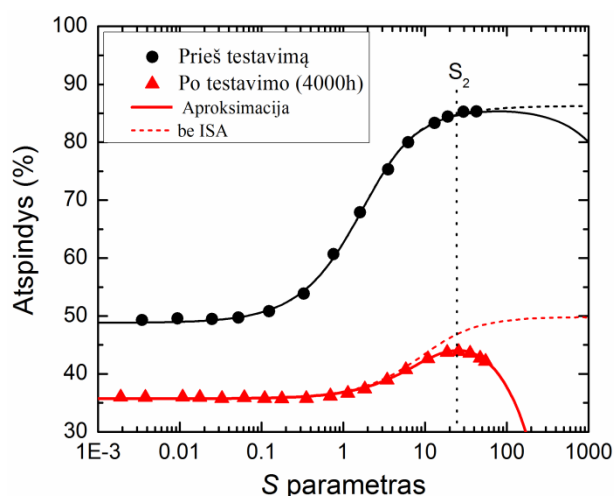
metu. Šio SESAM atspindžio kitimo parametrai buvo:  $\tau_3 = 340$  h ir  $dR_3 = 32$  %, o lazeris veikė daugiau nei 4000 h.



**38 pav.** Ilgalaikių I ir II tipų SESAM pažeidimo testų rezultatai. Įsotinto atspindžio priklausomybė nuo veikimo laiko lazerio rezonatoriuje.

Pagrindinis pažeidimo dinamikų skirtumas buvo tarp „greito“ (1 ps, I tipo) ir „lėto“ (15 ps, II tipo) SESAM sugėriklių. Pradinis atspindžio sumažėjimas yra greitesnis II tipo SESAM bandiniams net tada, kai jų įsotinimo parametras yra mažesnis. Tačiau labiausiai stebina tai, kad „lėtas“ SESAM gali stabilizuoti lazerio impulsus net tada, kai pradinis atspindžio kritimas įsisotina. Vadinasi, tiesinio atspindžio matavimas nenusako tikro pažeidimo dydžio, nes bet kurio kito įsisotinamo sugėriklio parametro modifikacija, ypač įsotinimo srauto ir relaksacijos trukmės, gali turėti didelę įtaką lazerio modų sinchronizacijai. Šių parametų pokyčius stebėti veikiančiame lazeryje yra sudėtinga, todėl tai nebuvo atlikta šiame SESAM pažeidimo tyrimuose. Tačiau buvo pamatuotas netiesinis SESAM atspindys prieš ir po ilgalaikio testavimo, kurio rezultatai II tipo SESAM bandiniui ( $S_2 = 25$  ir  $v_2 = 46$  MHz) pavaizduoti 39 pav. SESAM moduliacijos gylis  $\Delta R$  sumažėjo nuo 37 % iki 14 %. Nors tokios konfigūracijos lazeriui šis pokytis nėra kritinis, įsotinimo srautas  $F_{sat}$  padidėjo daugiau nei penkis kartus, nuo  $45 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  iki  $230 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . Žinant, kad  $\Delta R$  ir  $F_{sat}$  yra labai svarbūs skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai, šie abiejų netiesinių SESAM parametų pokyčiai daro stiprią įtaką skaidulinio lazerio veikimui. Mažo intensyvumo

atspindys  $R_0$  sumažėjo gana nedaug nuo 49 % iki 36 %. Didžiausias pokytis buvo stebimas inversinės sugerties (ISA) koeficientui  $F_2$ , kuris sumažėja nuo  $700 \text{ mJ/cm}^2$  iki  $38 \text{ mJ/cm}^2$ . Vadinasi optinio pažeidimo metu įjungiamas netiesinis procesas, kuris sumažina SESAM atspindį ties dideliais energijos srautais, padidindamas spinduliuotės sugertį. Šio proceso kilmė nėra aiški. Išskiriami du inversinės sugerties (ISA) mechanizmai – dvifotonė sugertis GaAs sluoksniuose ir sugertis iš sužadintų InGaAs kvantinių duobių būsenų [55]. Šiuose eksperimentuose naudotų pikosekundinių impulsų pikinis intensyvumas buvo gana nedidelis ( $<1 \text{ GW/cm}^2$ ), todėl dvifotonės sugerties indėlis visam ISA sukeltam užtamsėjimui turėtų būti nedidelis. Tuo tarpu, beveik tris kartus sumažėjęs moduliacijos gylis  $\Delta R$  indikuoja stiprią InGaAs struktūros modifikaciją. Todėl šis ISA padidėjimas gali būti siejamas su tam tikrais defektais, kurie sukuriama InGaAs kvantinėse duobėse optinio pažeidimo metu. Panašios netiesinio atspindžio pokyčio tendencijos stebėtos ir testuojant kitus SESAM bandinius.



**39 pav.** II tipo SESAM bandinio ( $S_2 = 25$  ir  $\nu_2 = 46 \text{ MHz}$ ) netiesinio atspindžio matavimas prieš ir po ilgalaikių testų. Inversinė sugertis (ISA) stipriai sumažina modifikuoto sugėriklio atspindžio moduliacijos gylį.

Siekiant patikrinti, kaip lėtas pažeidimas vyks mažesnio dažnio skaiduliniame lazeryje, II tipo SESAM, kurio  $S_4 = 25$  buvo testuojamas prie  $\nu_4 = 31 \text{ MHz}$  (38 pav. (4) kreivė). Praėjus daugiau kaip 5000 h, tiriamo SESAM bandinio atspindys  $dR_4$  sumažėjo tik  $\sim 17 \%$ , lyginant su  $\sim 30 \%$  sumažėjimu didesnio dažnio rezonatoriuje veikusiu bandiniu ( $S_2 = 25$  ir  $\nu_2 = 46 \text{ MHz}$ ). Dar



didesnis skirtumas stebimas tarp eksponentinių atspindžio sumažėjimo laikų, kur  $\tau_4 \sim 2500$  h yra beveik 5 kartus didesnis už  $\tau_2 \sim 550$  h. Tačiau maksimalus atspindžio sumažėjimas skyrėsi ne tiek daug, tik 9 % nuo antrojo bandinio –  $dR_4 \sim 20$  %. Lyginant su kitais II tipo SESAM bandiniais, jo gyvavimo trukmė turėtų būti  $\sim 5$  kartus ilgesnė. Tokį padidėjimą sunku paaiškinti tik 1.5 karto žemesniu osciliatoriaus pasikartojimo dažniu ir tiek pat kartų sumažėjusiu impulsų skaičiumi. Šis tyrimas parodo, kad viena iš SESAM pažeidimo priežasčių galėtų būti terminiai efektai, vykstantys paveikiant sugėriklio paviršių didelio pasikartojimo dažnio impulsais.

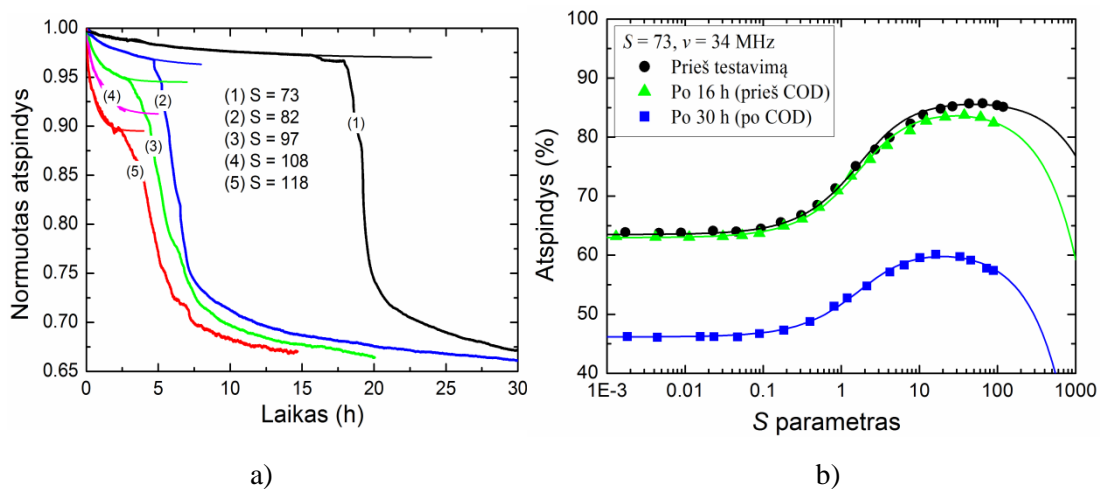
## 4.2 Greita SESAM degradacija

**Metodika.** Norint stebėti pažeidimus ties dideliais įsotinimo lygiais, SESAM bandiniai buvo tiriami netiesinio atspindžio matavimo stende. Stende naudojamo lazerio impulsų trukmė buvo  $\sim 2.4$  ps, o maksimali optinės spinduliuotės galia  $\sim 30$  mW ties 34 MHz pasikartojimo dažniu. Fokusuojant į  $6.6 \mu\text{m}$  dėmę galima buvo pasiekti  $\sim 2.8 \text{ mJ/cm}^2$  energijos srautą ant SESAM, kuris atitinka  $\sim 2 \text{ GW/cm}^2$  intensyvumą. Net apšvietus maksimaliu srautu I ir II tipo SESAM bandiniai per 24 h nebuvo pažeidžiami, todėl vietoj jų panaudotas rezonansinės struktūros III tipo SESAM. Dėl padidinto elektrinio lauko ties kvantinių duobių struktūra, šio bandinio įsotinimo srautas buvo labai mažas (žiūrėti 5 lentelę). Todėl buvo pasiektas didelis SESAM soties parametras, kurį galima buvo keisti  $S = 73 - 118$  ribose. Jo pakako pažeisti III tipo SESAM. Atspindžio stende buvo stebimas tiesinis SESAM atspindžio kritimas, o netiesinis atspindys matuojamas prieš ir po testo.

**Rezultatai.** Nuo laiko priklausantis pažeidimo sukeltas atspindžio sumažėjimas ties skirtingomis  $S$  vertėmis pavaizduotas 40a pav. Ties pradiniais laikais, atspindys krenta eksponentiškai, taip pat, kaip ir lėto pažeidimo eksperimentuose. Charakteringas atspindžio nukritimo laikas smarkiai priklauso nuo įsotinimo parametro  $S$ . Ties mažiausiu įsotinimo lygiu  $S = 73$ , atspindžio kritimo laikas  $\tau = 7.7$  h ((1) kreivė). Jis sumažėjo iki  $\tau = 0.6$  h ties didžiausiu  $S = 118$  ((5) kreivė). Po to, kai atspindys nukrenta  $\sim 2$  % (ties

mažiausiu  $S$ ) ir  $\sim 10\%$  (ties didžiausiu  $S$ ), visi bandiniai patiria katastrofinį optinį pažeidimą (COD). Jam būdingas labai staigus atspindžio sumažėjimas  $\sim 30\%$  nuo vertės, buvusios iki COD (žiūrėti 40a pav.). Eksperimentą pakartojus kelis kartus pastebėta, kad laiko intervalas iki COD yra mažiau atkartojamas lyginant su pradiniu eksponentiniu kritimu, tačiau jis visada greičiau įvyksta tiems bandiniams, kurie veikiami didesniu energijos srautu (didesnis  $S$  parametras).

Taip pat, buvo atlikti SESAM bandinių netiesinio atspindžio matavimai prieš pažeidimo testą, po tam tikro laiko, bet prieš COD ir po COD. Atspindžio kreivės ties mažiausiu išotinio lygiu ( $S = 73$ ) pavaizduotos 40b pav. Kaip ir tikėtasi, bendras bandinio atspindys po testų buvo nukritęs žemiau pradinio lygio, tačiau šio kritimo pobūdis buvo visiškai skirtingas nei lėto pažeidimo tyrimuose. Aproximavus netiesinio atspindžio kreives prieš ir po testų nustatyta, kad  $R_0$  sumažėjo nuo  $63\%$  iki  $46\%$  po COD, o  $\Delta R$  sumažėjo nuo  $22\%$  iki  $15\%$ . Tačiau santykinis moduliacijos gylis ( $\Delta R/R_0$ ) po COD pasikeitė labai nežymiai (sumažėjo nuo  $0.35$  iki  $0.33$ ). Išotinio srautas tik šiek tiek padidėjo nuo  $20$  iki  $27 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ , o ISA koeficientas po COD pažeidimo sumažėjo nuo  $\sim 200$  iki  $70 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ . Tačiau didžioji dalis šio ISA pokyčio įvyko pradinio eksponentinio kritimo metu dar prieš COD, kur jis pasiekė  $F_2 = 80 \text{ mJ}/\text{cm}^2$  (40b pav.).

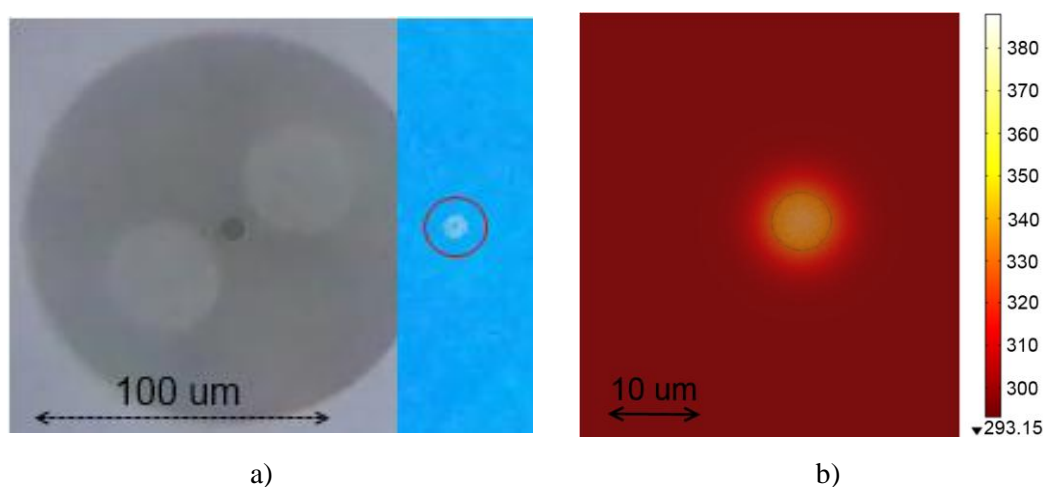


**40 pav.** III tipo SESAM greito pažeidimo tyrimas: a) SESAM tiesinio atspindžio sumažėjimas ties skirtingomis  $S$  parametro vertėmis; b) SESAM netiesinio atspindžio pokyčiai ties  $S = 73$  po 16 h ir 30 h testavimo.

Nors maksimalus atspindžio sumažėjimas (~30 %) buvo panašus tiek lėtos degradacijos atveju prie mažų įsotinimo lygių ( $S < 30$ ), tiek ir greitos prie didelių įsotinimo lygių ( $S > 70$ ), pats pažeidimo procesas šiais dviem ribiniais atvejais buvo visiškai skirtingas. Norint šiuos procesus paaiškinti, po testų buvo nufotografuotas optiniu mikroskopu priartintas pažeisto SESAM paviršiaus vaizdas. Nuotrauka, kurioje pavaizduota po greito pažeidimo modifikuota III tipo SESAM sritis pateikta 41a pav. Taip pat, pavaizduotas atitinkamo mastelio skaidulos paviršius (kairėje). Šviesesnė sritis, kuri buvo veikiamą optine spinduliuote yra apibrėžta raudonu apskritimu. Centrinėje dalyje matoma ~2 μm skersmens tamsesnė dėmė, kuri atsirado dėl galimo SESAM pažeidimo. Ši tamsesnė sritis ant SESAM paviršiaus matoma tik po greito pažeidimo testo. Kadangi dėmė yra mažesnė už skaidulos modos diametrą (6.6 μm), galima numanyti, kad tik centrinė optinės spinduliuotės lauko dalis buvo pakankamai intensyvi sukurti tokį defektą. Tai nėra keista, nes centrinės dalies modos intensyvumas yra  $e^2$  kartų didesnis nei “kraštuose” (čia atstumas nuo centro yra lygus modos lauko spinduliui). Jei pažeidimą sukelia koks nors netiesinis procesas, t.y. dvifotonė sugertis GaAs sluoksnyje, santykinis skirtumas tarp sugertų fotonų centrinėje dalyje ir kraštuose yra  $(I_0/I_{1/e})^2$  arba  $e^4 \approx 55$  kartai. Ši labai stipri priklausomybė nuo pozicijos galėtų būti viena iš priežasčių, kodėl pažeidimo sritis yra tokia siaura, lyginant su optinės skaidulos modos diametru. Siaura pažeidimo sritis galėtų būti priežastis, kodėl SESAM atspindžio sumažėjimas yra tik ~30 %, bet ne 100 %, tikėtinas COD atveju, o optiškai nepažeista sritis gali funkcionuoti taip pat, kaip ir prieš COD pažeidimą.

Siekiant įvertinti termininį optinės spinduliuotės poveikį, kurio įtaka SESAM struktūrai stebėta lėtos degradacijos metu, buvo atliktas modeliavimas *COMSOL* programa. Modeliavimuose naudotas Gausiniai impulso ir pluošto profiliai, o apšviečiama struktūra buvo sudaryta iš dviejų 7 nm storio InGaAs kvantinių duobių su 10 nm GaAs tarp sluoksniais ir 30 nm storio GaAs paviršiais. Kvadratinio tipo struktūros plotis parinktas 50 μm. 41b pav. pavaizduotas momentinis temperatūros pasiskirstymas ant tiriamos kvantinių

duobių struktūros paviršiaus, apšviečiant ją 6 ps trukmės impulsais, kurių vidutinis intensyvumas  $50 \text{ kW/cm}^2$ , kai Gausinio pluošto diametras  $6.6 \text{ }\mu\text{m}$  (ribos apibruktos apskritimu). Žiūrint į sumodeliuotą temperatūros pasiskirstymą matyti, kad apšviečiama sritis įkaista tolygiai. Nors Gausinio pluošto centrinė dalis yra intensyviausia, vyksta aktyvūs šiluminiai mainai su gretimai esančiais sluoksniais, kurie apšviečiami ne taip intensyviai. Vadinasi, jei optinis pažeidimas vyksta dėl dvifotonės sugerties ar kito netiesinio proceso, kurio epicentras yra ties intensyviausia centrine sritimi, defektai gali difunduoti į greta esančius nepažeistus sluoksnius, o taip pat sudaryti tamsiasias defektų sritis, pavyzdžiui, dislokacijas – pagrindinį neįsisotinantių nuostolių šaltinį [54]. Kadangi impulsai yra trumpi, reikia pakankamai didelių jų skaičiaus ir mažesnio laikinio atstumo tarp jų, kad defektai būtų termiškai aktyvuoti. Siekiant patikrinti šį lėtą SESAM pažeidimo mechanizmą buvo atlikti papildomi eksperimentai skirtingų pasikartojimo dažnio lazeriuose, kurių impulso trukmės buvo keičiamos nuo  $\sim 1.5$  iki  $\sim 6.5$  ps.



**41 pav.** a) SESAM paviršiaus tyrimas po greito pažeidimo intensyvia optine spinduliuote: dešinėje priartinta SESAM paviršiaus nuotrauka, kairėje – atitinkamo mastelio skaidulos paviršiaus vaizdas (tamsesnė dėmė yra skaidulos šerdies paviršius); b) Temperatūros (matuojamos K) pasiskirstymas GaAs puslaidininkio su InGaAs kvantinėmis duobėmis po sužadavimo intensyvia ( $50 \text{ kW/cm}^2$ ) optine spinduliuote.

### 4.3 SESAM pažeidimo mechanizmai skirtingos konfigūracijos skaiduliniuose lazeriuose

Ankstesniame skyriuje buvo atlikti didelio netiesinio moduliacijos gylio SESAM tipo sugėriklio greito ir lėto pažeidimo optine spinduliuote tyrimai, naudojant ~7 ps/nm Brego gardelę. InGaAs kvantinių duobių modifikavimas buvo labiausiai tikėtina lėto pažeidimo priežastis ties mažesniais energijos srautais. Nebuvo atmestas sugeneruotų pažeidimų terminis aktyvavimo procesas, nes didesnio impulsų pasikartojimo dažnio lazeryje SESAM bandinys degradavo sparčiau, o atspindžio pokyčio pobūdis buvo skirtingas. Ties labai dideliais energijos srautais vyko kritinis SESAM optinis pažeidimas dėl dvifotonės sugerties GaAs sluoksniuose. Siekiant išsiaiškinti, kokią įtaką ilgalaikiams sugėriklio pažeidimo procesams turi skirtinga impulsų trukmė ir energija, SESAM buvo integruotas į skirtingų konfigūracijų skaiduliniu lazerius, kurių pagrindinės charakteristikos pateiktos 6 lentelėje. Skaidulinio lazerio dispersijai kontroliuoti buvo naudojamos čirpuotos Brego gardelės, kurių dispersija keičiama nuo ~1.6 iki ~14 ps/nm. Testavimui parinktas didžiausio netiesinio moduliacijos gylio II tipo SESAM ( $\Delta R = 36\%$ ,  $F_{sat} = 45 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ , o  $\tau_r = 15 \text{ ps}$ ), o dėmės dydis  $d_{SESAM} = 6.6 \mu\text{m}$ , analogiškas vienamodės skaidulos modos diametru. Kadangi solitoninio lazerio pagrindinės charakteristikos priklauso nuo rezonatoriaus anomalios dispersijos, impulso trukmė kito nuo ~1.5 ps iki ~6.5 ps, o energija nuo ~125 iki ~476 pJ. Mažesnės anomalios dispersijos lazeriuose impulsų trukmės ir energijos vertės buvo mažesnės.

**6 Lentelė.** Skaidulinių lazerių, naudotų ilgalaikiuose SESAM pažeidimo testuose charakteristikos.

Lazerio Nr.	Dažnis $\nu$ , MHz	FBG ps/nm	Bangos ilgis $\lambda$ , nm	Trukmė $\tau$ , ps	Dėmė $d$ , $\mu\text{m}$	Galia $P_0$ , mW	Imp.energija $E_0$ , pJ
I	20-43	14	1064	5-6.5	6.6	7-19	350-442
II	32-42	10	1053	4.5-6	6.6	10-20	312-476
III	31-54	7	1064	3.5-4.9	6.6	11-24.5	355-450
IV	40-49.5	2	1064	2-2.5	6.6	5-10	125-202
V	30	1.6	1030	1.5	6.6	2-5	166

SESAM pažeidimo tyrimai skirtingų konfigūracijų lazeriuose buvo atliekami taip pat, kaip ir 4.1 skyriuje aprašytuose ilgalaikiuose įsisotinančių sugėriklių pažeidimo testuose. Kai lazeris nustodavo veikti, tyrimas būdavo stabdomas ir pamatuojami SESAM netiesinio atspindžio pokyčiai. Taip pat, buvo matuojama sugėriklio sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmė prieš ir po ilgalaikių testų. Ilgiausias testuojamo lazerio patikimo veikimo laikas buvo ~18 000 h (arba ~2 metai nepertraukiamo veikimo).

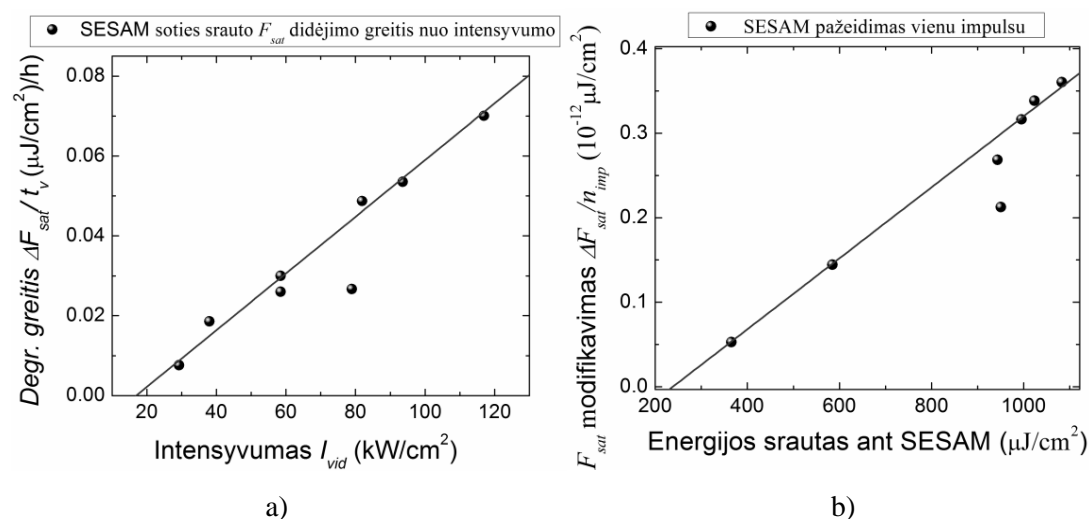
Pagrindiniai testų rezultatai pateikti 7 lentelėje. Ilgiausiai veikė (>9000 h) lazeriai, kurių impulsų pasikartojimo dažnis buvo mažesnis negu 40 MHz, o galia ant SESAM įsisotinančio sugėriklio nesiekė 10 mW. Aišku, kad mažesnė lazerio dispersija lėmė mažesnę solitoninio impulso energiją, todėl ir galia ant įsisotinančio sugėriklio buvo mažiausia. Tuo tarpu, mažesnis dažnis taip pat lemia mažesnę galią ant įsisotinančio sugėriklio. Todėl skaidulinio lazerio rezonatoriuje su mažiausios dispersijos (1.6 ps/nm) čirpuota Brego gardele ir mažo (30 MHz) impulsų pasikartojimo dažniu, SESAM sugėriklis patikimai veikė daugiau negu 18 000 h. Kadangi mažos dispersijos lazerių startavimui reikia didesnio minimalaus netiesinio moduliacijos gylio ir mažesnio įsotinimo srauto sugėriklių, toks ilgas lazerio veikimas reiškia, kad pagrindiniai SESAM netiesiniai parametrai išliko stipriai nepakitę.

**7 Lentelė.** Skaidulinių lazerių ir juose veikusių SESAM parametrai po testavimo.

Testo metu				Po testų						
Lazeris	Dažnis	Trukmė	$P$	$R_{ns}$	$\Delta R$	$F_{sat}$	$\tau_r$	Laikas	$Imp.sk.$	
Nr.	$\nu$ , MHz	$\tau_p$ , ps	$P_0$ , mW	%	%	$\mu J/cm^2$	ps	$t$ , h	vnt.	
14 ps/nm 1064 nm	1	20	5.2	6.5	46	17	182	4	9800	$7.0 \cdot 10^{14}$
	2	31	5.7	13	37.5	15.5	150	5	6630	$7.4 \cdot 10^{14}$
	3	40	6.5	14	53	14	300	3	6650	$9.6 \cdot 10^{14}$
7 ps/nm 1064 nm	4	31	3.5	10	40	18	279	5	9312	$10.4 \cdot 10^{14}$
	5	47	4.5	16	49	16	325	5	6072	$10.3 \cdot 10^{14}$
	6	54	4.9	20	45.6	16.7	311	4	4440	$8.6 \cdot 10^{14}$
2 ps/nm 1064 nm	7	40	2.1	5	21	35	82	5	10800	$15.5 \cdot 10^{14}$
	8	50	2	10	52	17	160	5	5040	$9.1 \cdot 10^{14}$
1.6 ps/nm	9	30	1.5	4.5	-	-	-	-	18000	$19.4 \cdot 10^{14}$

Analizuojant 7 lentelėje pateiktu duomenis nustatyta, kad lazerio veikimo laikas priklauso ne nuo pikinio intensyvumo, o nuo vidutinio intensyvumo, kuriuo apšviečiamas SESAM. Vidutinis intensyvumas dažnai yra naudojama sąvoka vertinant kvazi-nuolatinės veikos lazeriu indukuotą optinį pažeidimo procesą [109]. 42a paveiksle pavaizduotas tokių pačių pradinių parametrų SESAM ilgalaikis sotes srauto pokyčio  $\Delta F_{sat}$  (skirtumas tarp  $F_{sat}$  prieš ir po testų) greitis. Matyti, kad SESAM sotes srautas  $F_{sat}$  kinta tiesiškai nuo optinės spinduliuotės vidutinio intensyvumo ant sugėriklio paviršiaus. Šis intensyvumas siejamas su terminių procesų inicijavimu, todėl patvirtiną įtarimą, kad ilgalaikio sugėriklio pažeidimo priežastis yra temperatūra [110].

Norint įvertinti kaip SESAM įsotinio srautas  $F_{sat}$  modifikuojamas paveikus vienu lazerio impulsu, įsotinio srauto pokytis buvo padalintas iš bendro impulsų skaičiaus, kuriuo veikiamas SESAM ilgalaikio testavimo metu (žiūrėti 7 lentelę). Šis modifikavimas beveik tiesiškai priklausė nuo energijos srauto ant SESAM paviršiaus (arba impulso energijos) ir pavaizduotas 42b pav. Didinant impulso energiją (pvz. padidinus rezonatoriaus dispersiją), sugėriklio įsotinio srautas yra modifikuojamas stipriau, todėl SESAM pažeidžiamas greičiau prie to paties impulsų pasikartojimo dažnio. Pažeidimo slenkstis, ties kuriuo prasideda ši SESAM modifikacija yra  $\sim 200 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  arba

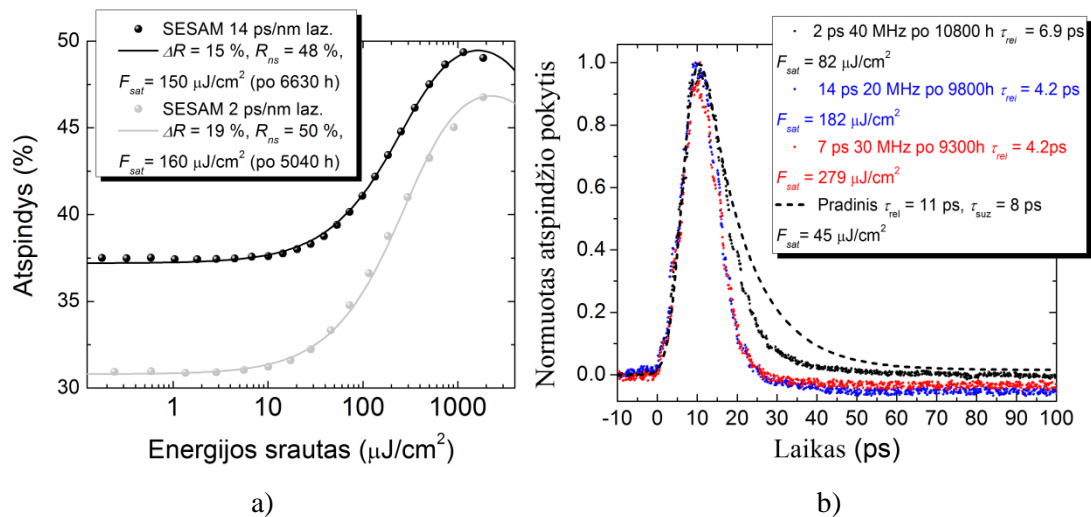


**42 pav.** SESAM tipo įsisotinamo sugėriklio modifikavimas ultratrumpaisiais impulsais: a) SESAM įsotinio srauto kitimo greičio ( $\Delta F_{sat}/t_v$ ) ir vidutinio intensyvumo sąryšis; b) SESAM  $F_{sat}$  modifikavimo vienu lazerio impulsu ( $\Delta F_{sat}/n_{imp}$ ) priklausomybė nuo impulso energijos.

ties  $S = 4.4$ . Tokio dydžio sugėriklio įsotinimo parametras yra būdingas kieto kūno lazeriams, o skaiduliniuose būna gerokai didesnis ( $S > 10$ ). Tačiau parinkus labai mažą solitoninio lazerio dispersiją, cirkuliuojančio impulso energija būtų labai maža, artima SESAM modifikavimo inicijavimo slenksčiui, todėl sugėriklio degradacijos procesas būtų lėtas, o lazerio ilgaamžiškumas stipriai padidėtų.

43a pav. pavaizduota kaip pakito SESAM moduliacijos gylis ir neįsisotinantis nuostoliai dviejų skirtingų konfigūracijų lazeriuose, kurių Brego gardelių dispersija buvo  $\sim 14$  ps/nm ir  $\sim 2$  ps/nm. Nors SESAM įsotinimo srautai po degradacijos buvo panašūs ( $150\text{--}160 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ), mažesnės dispersijos lazeryje veikusio sugėriklio mažo intensyvumo atspindys buvo 6 % mažesnis, nors moduliacijos gylis – 4 % didesnis. Panaši tendencija buvo stebima lyginant greitą (prie  $S > 70$ ) ir lėtą ( $S < 35$ ) SESAM degradaciją (žiūrėti 4.1 ir 4.2 skyrius), kur po greitos degradacijos  $\Delta R$  pokytis būdavo mažesnis, o  $R_{ns}$  didesnis nei po lėtos degradacijos. Vadinasi, greitą ir lėtą pažeidimą lemiančios degradacijos priežastys daro įtaką ir SESAM, veikiant jį skirtingų parametru lazerio impulsais. Šis sugėriklio modifikavimas galėtų būti aiškinamas taip: trumpesnių impulsų lazeris, kurio pikinė galia yra didelė, stipriau indukuoja netiesinį dvifotonės sugerties efektą GaAs sluoksniuose, o ilgesnių impulsų lazeris – stipriau veikia InGaAs kvantinių duobių regioną, termiškai aktyvuodamas defektus ir sukurdamas įvairius įtempimus. SESAM savybių pokyčiai stebimi ir žadinimo-zondavimo eksperimentuose, lyginant krūvininkų sužadinimo ir relaksacijos trukmes prieš ir po ilgalaikių testų (43b pav.). Trumpų impulsų lazeryje ( $\tau_p = 2$  ps) pažeisto įsisotinantis sugėriklio (kurio  $F_{sat}$  padidėja nuo  $45 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  iki  $82 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ) relaksacijos trukmė sumažėja nuo  $\sim 15$  ps iki  $\sim 7$  ps. Tai reiškia, kad padidėja giliųjų defektų skaičius. Ilgesnių impulsų lazeriuose panašų laiką veikusių (3 ps ir 6 ps), bet stipriau pažeistų SESAM ( $F_{sat}$  padidėja iki atitinkamai  $182 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  ir  $279 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ) relaksacijos trukmės yra apytiksliai vienodos ( $\tau_{rel} \approx 4.2$  ps). Tai pat, stebimas atspindžio kritimas žemiau pradinio lygio, buvusio prieš sužadinimą. Ši indukuota sugertis taip pat siejama su padidėjusiu defektų skaičiumi sugėriklio sluoksnyje.



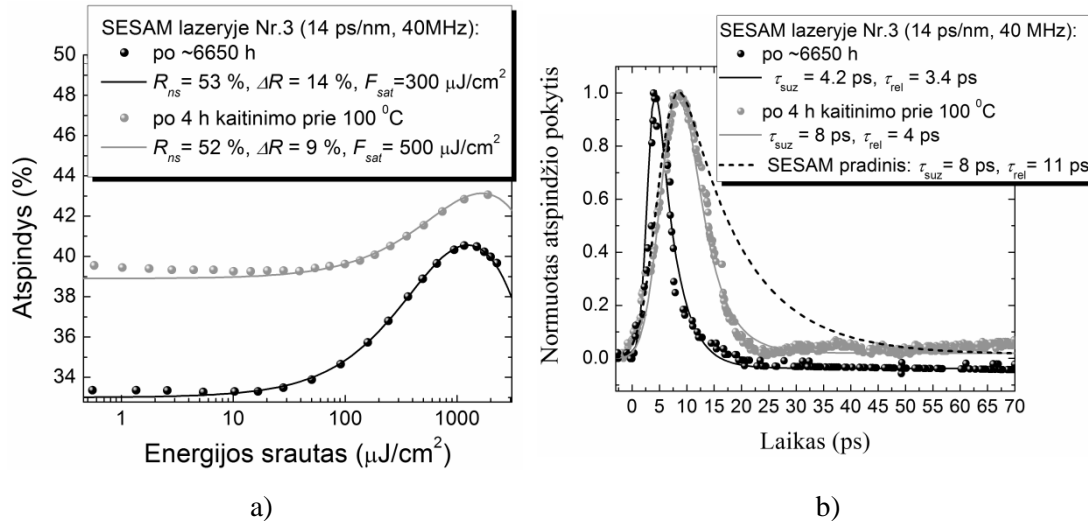


**43 pav.** SESAM parametrų pokyčiai po ilgalaikių testų: a) netiesinio atspindžio; b) sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmės.

Siekiant įvertinti, kokią įtaką SESAM struktūroje sugeneruotiems defektams daro temperatūra, ilgų impulsų lazeryje ( $\tau_p = 6.5$  ps) veikęs SESAM ( $\Delta R = 36\%$ ,  $F_{sat} = 45 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ,  $\tau_r = 15$  ps) po ilgalaikio pažeidimo testo buvo pašildytas iki  $100^\circ\text{C}$ . 44a pav. pavaizduotas netiesinio atspindžio matavimas prieš ir po atkaitinimo. Po atkaitinimo netiesinis moduliacijos gylis  $\Delta R$  sumažėjo nuo  $14\%$  iki  $9\%$ . Vadinasi, po terminio aktyvavimo, keli kvantinių duobių regionai yra išjungiami iš tolimesnio netiesinio skaidrėjimo proceso. Vadinasi šiuose regionuose (pvz. intensyviausiai apšviečiamoje centrinėje pluošto srityje) defektų skaičius buvo daug didesnis, nei tuose, kurie liko aktyvūs po atkaitinimo. Atmetus „užtamsėjusius“ regionus, netiesiniame procese dalyvaujančių defektų skaičius turėjo sumažėti.

Siekiant patvirtinti atkaitinimo metu vykstančius SESAM struktūrinių pokyčius buvo atliktas žadinimo zondavimo matavimas prieš ir po atkaitinimo (44b pav.). Net ir tokia nedidelė temperatūra (SESAM paprastai yra atkaitinamas didesnėje nei  $400^\circ\text{C}$  temperatūroje [52]) stipriai pakeitė krūvininkų sužadinimo kinetiką (sužadinimo trukmė pailgėjo nuo  $\sim 4.2$  ps iki  $\sim 8$  ps), kuri yra siejama su defektais, esančiais virš kvantinių duobių laidumo juostos dugno [111]. Tuo tarpu, po atkaitinimo krūvininkų relaksacijos trukmė pailgėjo santykinai nedaug – nuo  $3.4$  ps iki  $4$  ps. Tai reiškia, kad gilieji defektai, esantys kvantinių duobių sluoksnyje yra paveikiami nežymiai.

Kadangi indukuota sugertis pasiekė pradinį nepažeistos struktūros lygį, bendras defektų skaičius turėjo sumažėti. Vadinasi, vyksta tik stipriai defektuotų sluoksnių ar regionų „išjungimas“ iš netiesinės sugerties proceso.



**44 pav.** Degradavusio SESAM kaitinimas iki  $100^\circ\text{C}$  temperatūros: a) netiesinio atspindžio dinamika; b) krūvininkų sužadavimo ir relaksacijos trukmių pokyčiai.

Kadangi SESAM netiesinių parametrų (moduliacijos gylio, soties srauto ir relaksacijos trukmės) modifikavimo procesas priklauso nuo lazerio parametrų (impulsų trukmės, pasikartojimo dažnio ir energijos), o modų sinchronizacijos slenksčiai nuo SESAM netiesinių parametrų verčių, skirtingos konfigūracijos lazeriai gali nustoti veikti dėl skirtingų priežasčių. Pagrindinės lazerio neveikimo priežastys gali būti: SESAM atspindžio moduliacijos gylio sumažėjimas iki minimalaus, reikalingo inicijuoti lazerio startavimą (didelės dispersijos lazeriuose), arba išotinio srauto padidėjimas (mažos dispersijos lazeriuose), lemiantis kokybės moduliacijos nestabilumus.

## 4.4 Išvados

1. Mažesnė SESAM sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmė lėmė spartesnę jo netiesinių parametrų degradaciją, todėl pažeidimo procesas siejamas su dideliu defektų skaičiumi kvantinių duobių ir gretimuose sluoksniuose.
2. Esant mažesniems energijų srautams, terminio pobūdžio InGaAs kvantinių duobių modifikavimas buvo labiausiai tikėtina ilgalaikio SESAM pažeidimo priežastis, o prie didesnių srautų stebimas kritinis optinis pažeidimas vyko dėl dvifotonės sugerties GaAs sluoksniuose.

3. SESAM modifikavimas priklausė nuo lazerio spinduliuotės parametrų: impulsų energijos, trukmės, pasikartojimo dažnio ir vidutinio intensyvumo. Soties srauto pokyčio greitis buvo didžiausias (greičiausiai pažeidžiamas), kai SESAM apšviečiamas spinduliuote, kurios vidutinis intensyvumas didžiausias. Mažiausią intensyvumą ant SESAM galima buvo pasiekti mažos dispersijos ir mažesnio impulsų pasikarto dažnio lazeryje.
4. SESAM modifikavimas buvo mažiausias, kai ant SESAM paviršiaus krentantis energijos srautas buvo mažiausias. Pagal tai, nustatytas didelio moduliacijos gylio SESAM modifikavimo inicijavimo slenkstis ( $\sim 200 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ). Arčiausiai šio slenksčio buvo mažiausios dispersijos ( $\sim 1.6 \text{ ps}/\text{nm}$ ) lazeryje veikęs SESAM, kuris užtikrino patikimą lazerio veikimą daugiau nei 18 000 h.
5. Ilgesnių impulsų lazeryuose (didesnėms soties parametro vertėms) SESAM atspindžio moduliacijos gylis buvo modifikuojamas stipriausiai, tačiau trumpesnių impulsų lazeryuose stebimas spartesnis neįsisotinamųjų nuostolių augimas. Vadinasi InGaAs kvantinių duobių sritis stipriausiai pažeidžiama tada, kai apšviečiama ilgesnių trukmių impulsais, o GaAs sluoksniai – trumpesnių trukmių impulsais.
6. Intensyvi optinė spinduliuotė lemia pokyčius SESAM struktūroje, o sugėriklio sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmė po pažeidimo sumažėja. Vadinasi, degradacijos metu SESAM struktūroje generuojami papildomi gilūs defektai.

## 5 SESAM gaminimo ir implantavimo strategija

SESAM pažeidimo tyrimo metu paaiškėjo, kad didesnis defektų skaičius gali sutrumpinti sugėriklio ilgaamžiškumą. Skiriami du pagrindiniai defektų formavimo InGaAs kvantinių duobių sugėriklyje būdai. Pirmasis, kai SESAM sluoksniai yra auginami žemoje temperatūroje ( $<300\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) ir struktūra nėra pakankamai atkaitinama, kad susidarytų tvarkinga gardelė. Šiuo būdu buvo užaugintos visos pažeidimo tyrimuose naudotos SESAM struktūros. Tokiose struktūrose būna pakankamai defektų tam, kad sumažinti krūvininkų relaksacijos trukmę, tačiau auginimo metu juos yra sunku kontroliuoti ir dažnai sukuriama „tamsieji defektų lygmenys“ [111]. Kitas būdas yra SESAM sluoksnius auginti aukštoje temperatūroje ( $>400\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) ir taip suformuoti tvarkingą sugėriklio struktūrą [50]. Tada parinkus tinkamas implantavimo sąlygas (atitinkamus jonus, implantavimo energijas ir dozes), galima sukurti defektus tik kvantinių duobių regione ir nepažeisti kitų struktūros sluoksnių. Toks SESAM turėtų būti atsparesnis pažeidimui intensyvia optine spinduliuote.

Šiame skyriuje aprašomas aukštoje temperatūroje ( $\sim 500\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) užauginto SESAM modifikavimas dviejų tipų jonais – sunkiaisiais (As) ir lengvaisiais (H). Nustatyti tinkamiausi implantavimo parametrai (jonų energija, dozė) bei šių parametru įtaka InGaAs kvantinių duobių struktūrai ir netiesiniams sugėriklio parametrams.

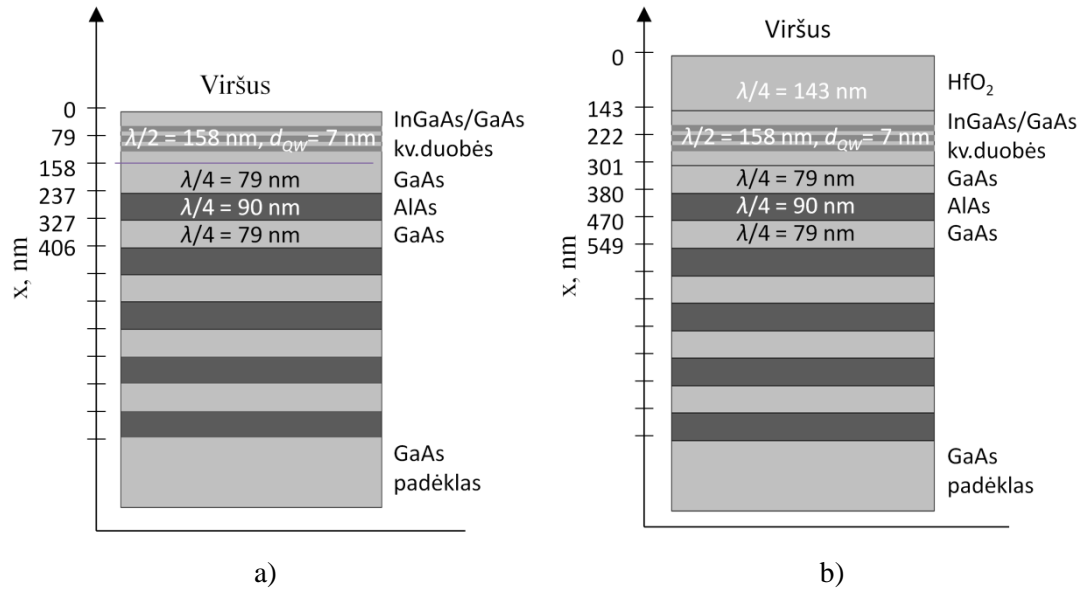
### 5.1.1 SESAM struktūra

Siekiant išvengti nepageidaujamų tarp sluoksnių įtempimų InGaAs/GaAs sandūroje, reikia vengti didelio kvantinių duobių skaičiaus. Tačiau mažas kvantinių duobių skaičius lemia mažą moduliacijos gylį. Paprastai siekiant išlaikyti kvantines duobes ties elektrinio lauko maksimumu, didesnis jų skaičius įterpiamas keliuose  $\lambda/2n$  storio GaAs sluoksniuose, tarp SESAM paviršiaus ir Brego veidrodžio. Tačiau taip padidinamas tarp sluoksnio storis, o tuo pačiu medžiagos kiekis, kuris yra dvifotonės sugerties, siejamos su

SESAM pažeidimo mechanizmu, šaltinis. Kitas būdas padidinti moduliacijos gylį, nedidinant kvantinių duobių skaičiaus yra naudoti rezonansinio tipo SESAM struktūrą [25]. Tokioje struktūroje pakanka vos kelių kvantinių duobių ir vieno  $\lambda/2n$  storio GaAs sluoksnio pasiekti ~10 % atspindžio moduliacija. InGaAs/GaAs kvantinių duobių sotes srautas gali svyruoti nuo  $10 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  iki  $100 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . Mažas InGaAs kvantinių duobių įsotinimo srautas būtinas skaidulinio lazerio startavimui. Be to, turint SESAM, kurio sotes srautas pakankamai mažas, galima padidinti dėmės dydį, į kurią fokusuojama optinė spinduliuotė ir taip sumažinti terminius efektus, siejamus su sugėriklio pažeidimo mechanizmu.

Taigi, įvertinus galimus veiksnius, buvo pasirinktas žemiau aprašytas SESAM struktūros auginimo ir implantavimo modelis. Pirmiausia užauginama tvarkinga antirezonansinė SESAM struktūra, sudaryta iš trijų kvantinių duobių ir Brego veidrodžio. Tada, struktūra yra implantuojama jonais tam, kad sumažinti krūvininkų gyvavimo trukmę iki ~15 ps, kuri yra pakankama itin trumpų impulsų skaidulinio lazerio modų sinchronizacijai. Po SESAM implantavimo užginama danga ir iš antirezonansinės struktūros padaroma rezonansinė.

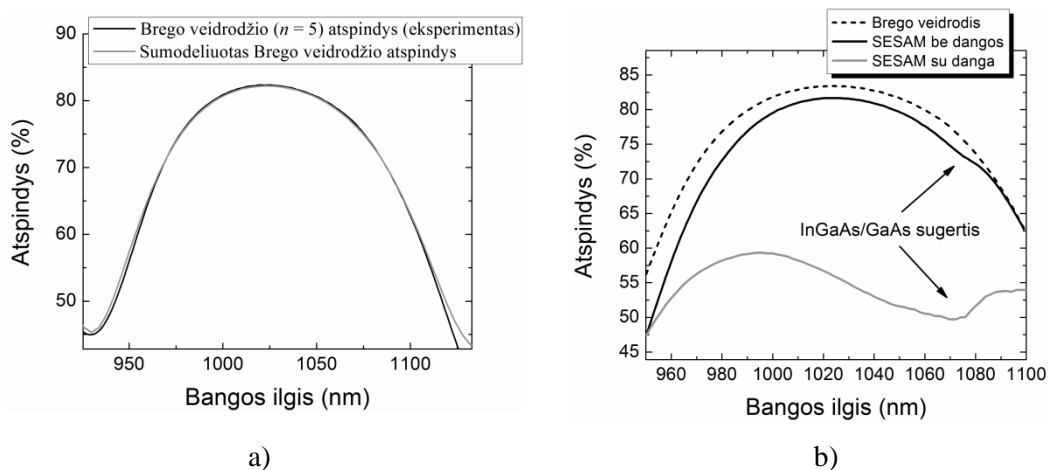
Norint pasiekti, kad SESAM įsotinimo srautas būtų kuo mažesnis, kvantinės duobės buvo užaugintos taip, kad jų eksitoninės sugerties maksimumas būtų ties skaidulinio lazerio darbiniu bangos ilgiu – 1064 nm. Be to, dirbant ties šiuo maksimumu, pasiekiamas didelis atspindžio moduliacijos gylis. Užauginto puslaidininkinio InGaAs/GaAs įsisotinamųjų sugėriklių veidrodžio struktūra pavaizduota 45a pav. Ją sudarė penkių porų GaAs/AlAs Brego veidrodis ir  $\lambda/2n$  storio GaAs tarp sluoksnis ( $n$  – medžiagos lūžio rodiklis) su trimis kvantinėmis duobėmis. Vienos kvantinės duobės storis buvo ~7 nm. Kadangi viršutinis Brego veidrodžio sluoksnis buvo pagamintas iš  $\lambda/4n$  storio GaAs medžiagos, kartu su  $\lambda/2n$  storio tarp sluoksniu jis netenkino rezonanso sąlygos ( $m\lambda/2n$ , kur  $m$  – sveikas skaičius) tarp Frenelio atspindžio nuo puslaidininkio ir oro sandūros bei Brego veidrodžio atspindžio, todėl gauta SESAM struktūra buvo anti-rezonansinė. Pusiau-rezonansinė SESAM



**45 pav.** SESAM tipo išsotinančio sugėriklio auginimo strategija: a) antirezonansinė SESAM struktūra; b) pusiau-rezonansinė SESAM struktūra, padengta  $\lambda/4$  storio  $\text{HfO}_2$  danga.

struktūra suformuota užgarinus papildomą  $\lambda/4n$  storio  $\text{HfO}_2$  dangą. Tokios struktūros schema pavaizduota 45b pav.

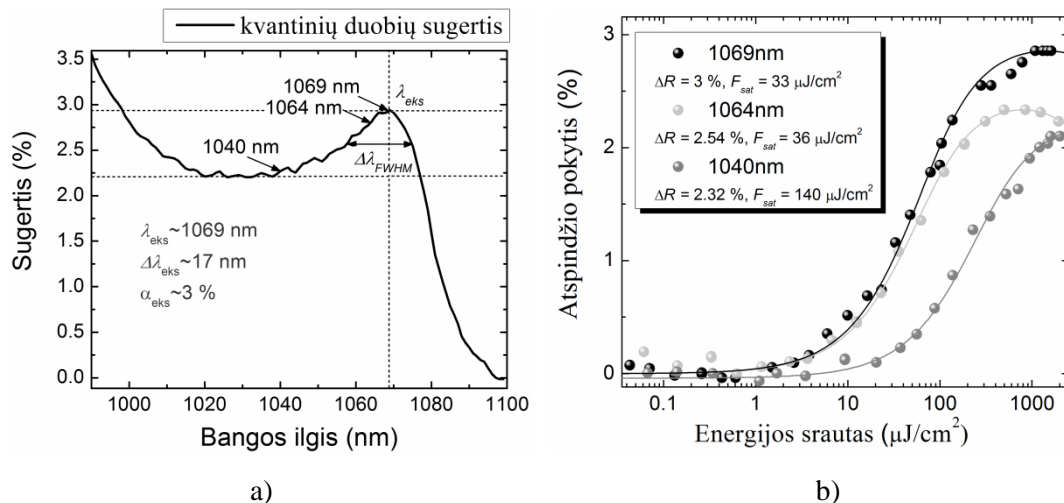
Dėl auginimo laiko apribojimo, Brego veidrodį sudarė nedidelis sluoksnių skaičius, todėl jo maksimalus atspindys ties 1033 nm centriniu bangos ilgiu buvo tik ~80 % (46a pav.). Anti-rezonansinės ir pusiau-rezonansinės SESAM struktūrų su kvantinėmis duobėmis spektrai pavaizduoti 46b pav. Anti-rezonansinio SESAM spektre (juoda kreivė) matomas nedidelis (~2 %) atspindžio praktimas ties ~1070 nm. Šį atspindžio sumažėjimą lemia



**46 pav.** Brego veidrodžio ir SESAM tiesiniai atspindžio spektrai. a) 5 porų Brego veidrodžio; b) anti-rezonansinis ir pusiau-rezonansinis SESAM, sudarytas iš trijų InGaAs/GaAs kvantinių duobių ir 5 porų Brego veidrodžio.

InGaAs/GaAs kvantinių duobių sugertis. Pusiau-rezonansinės struktūros spektre (pilka kreivė) stebimas ženklus atspindžio sumažėjimas iki ~55 %, o praktitimas ties 1070 nm bangos ilgiu stipriai išryškėja. Taip yra todėl, kad tarpfluoksnėje įvyksta Fabri-Pero rezonansas, dėl kurio padidėja elektrinis laukas SESAM struktūroje.

Kvantinių duobių struktūros tiesinė sugertis pavaizduota 47a pav. Ties ~1072 nm stebimas eksitoninės juostos sugerties maksimumas. Ilgesnių bangų pusėje sugertis sumažėja beveik iki nulio. Vadinas tai yra pirmoji eksitoninės sugerties būseną [40]. Dirbti ties pirmąja eksitoninės sugerties būseną yra labai svarbu, nes jos išotinio energijos srautas yra mažiausias, o netiesinė sugerties moduliacija – didžiausia [40]. Siekiant patikrinti, kokią įtaką netiesiniams išisotinamiesiems sugėrikliams turi darbinio bangos ilgio parinkimas netoli eksitoninės sugerties juostos, derinamo bangos ilgio skaiduliniu lazeriu buvo pamatuotas netiesinis atspindys ties 1040 nm, 1064 nm ir 1069 nm bangų ilgiais (47b pav.). Ties 1069 nm bangos ilgiu (netoli eksitoninės sugerties maksimumo) buvo nustatytas didžiausias netiesinis moduliacijos gylis  $\Delta R \sim 3\%$ , kuris tostant į trumpesniųjų bangų pusę mažėjo ir pasiekė  $\Delta R \sim 2.3\%$  ties 1040 nm bangos ilgiu. Tuo tarpu, SESAM išotinio srautas padidėjo nuo  $\sim 33 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  (ties 1069 nm) iki  $140 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  (ties 1040 nm). Po jonų implantavimo ir



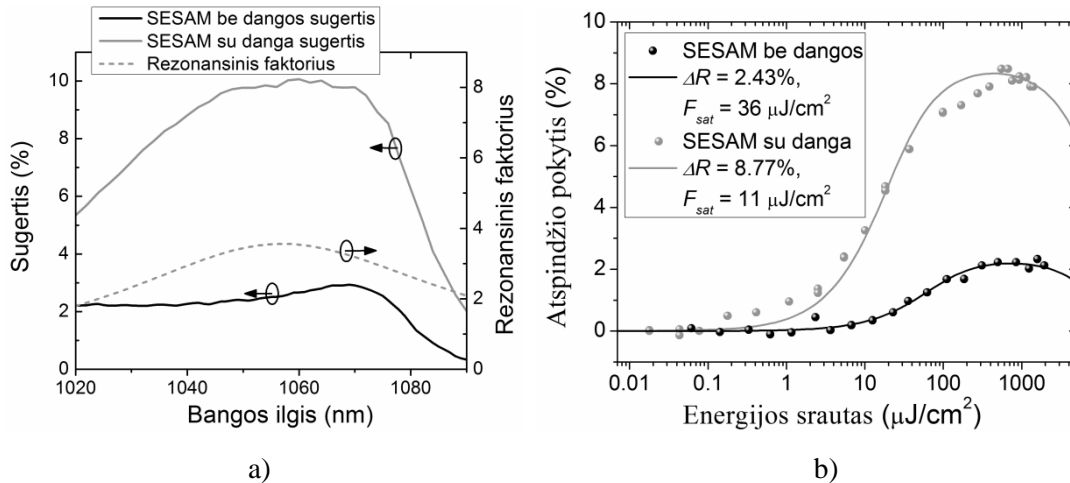
**47 pav.** a) Trijų InGaAs/GaAs kvantinių duobių sugerties spektras; b) Netiesinio SESAM struktūros atspindžio matavimas ties skirtingais bangų ilgiais: 1069 nm (netoli eksitoninės sugerties maksimumo), 1040 nm (toli nuo jo) ir 1064 nm (tarpinėje padėtyje).

atkaitinimo dažnai stebimas charakteringas eksitoninės juostos poslinkis į trumpesniųjų bangų sritį [50], todėl kvantinių duobių struktūrą reikia auginti taip, kad jos sugerties maksimumas prieš implantavimą būtų ties ilgesniais bangų ilgiais, nei planuojamas darbinis lazerio diapazonas.

Kaip pakinta kvantinių duobių tiesinė sugertis užgarinus HfO<sub>2</sub> dangą pavaizduota 48a pav. (pilka ištisinė kreivė). Ties ~1060 nm bangos ilgiu ši sugertis išauga kelis kartus. Lauko padidinimo faktorių (rezonansinį faktorių), kuris parodo, kiek kartu išauga elektrinis laukas tarpsluoksnyje, lyginant su antirezonansiniu SESAM, galima apskaičiuoti pagal [112]

$$\varepsilon = \frac{1 - R_t}{(1 + \sqrt{R_t} \exp(-2\alpha d))^2 - 4\sqrt{R_t} \exp(-2\alpha d) \cos^2(\varphi_{rt} / 2)}, \quad (38)$$

kur  $R_t$  – viršutinio veidrodžio atspindys nuo dangos ir oro sandūros,  $\alpha$  – sugerties koeficientas,  $d$  – sluoksnio storis tarp SESAM paviršiaus ir Brego veidrodžio, o  $\varphi_{rt}$  yra elektrinio lauko fazės pokytis, tarp krentančios ir atsispindėjusios nuo SESAM spinduliuotės. Rezonanso atveju šis fazės pokytis turi būti  $\varphi_{rt} = m2\pi$ , kur  $m = 2nd/\lambda$  ( $n$  – efektinis sluoksnio lūžio rodiklis). Užaugintai SESAM struktūrai, rezonansinis faktorius priklauso nuo HfO<sub>2</sub> ir oro sandūros Frenelio atspindžio. Sumodeliuotas rezonansinio faktoriaus spektras pavaizduotas 48a pav. (punktūrinė kreivė, dešinė skalė). Matyti, kad



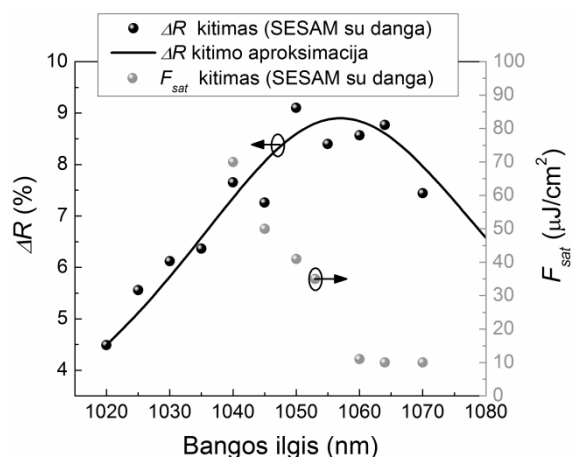
**48 pav.** Anti-rezonansinės ir pusiau-rezonansinės struktūrų palyginimas: a) kvantinių duobių sugerties spektrai, naudojant skirtingus SESAM tipus - anti-rezonansinį (juoda kreivė) ir pusiau-rezonansinį (pilka kreivė). Taip pat, atidėtas rezonansinis faktorius ties skirtingais bangų ilgiais (punktūrinė linija, dešinė skalė); b) anti-rezonansinio (juodi taškai) ir pusiau-rezonansinio (pilki taškai) SESAM netiesinio atspindžio matavimas.



elektrinio lauko padidinimo faktorius pasiekia maksimalią vertę ties  $\sim 1060$  nm bangos ilgiu, kuris šiek tiek skiriasi nuo kvantinių duobių eksitoninės sugerties juostos maksimumo (juoda kreivė).

Užgarinus  $\text{HfO}_2$  dangą SESAM netiesinis atspindys ties 1064 nm bangos ilgiu padidėjo nuo  $\sim 2.5$  % iki  $\sim 9$  %, o įsotinimo srautas sumažėjo nuo  $36 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  iki  $11 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  (48b pav.). Šis SESAM atspindžio moduliacijos gylio padidėjimas ir soties srauto sumažėjimas koreliuoja su rezonansiniu faktoriumi ( $\mathcal{E} \approx 3.4$ ) ties 1064 nm bangos ilgiu (žiūrėti 48a pav.).

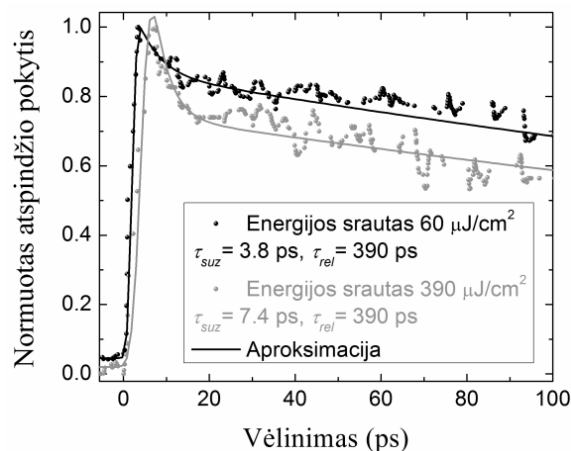
49 pav. pavaizduota kaip kinta pusiau-rezonansinio SESAM netiesinis moduliacijos gylis ir įsotinimo srautas ties skirtingais bangos ilgiais. Maksimalus netiesinis moduliacijos gylis buvo ties  $\sim 1060$  nm bangos ilgiu, tačiau mažiausias įsotinimo srautas ties  $\sim 1065$  nm, arčiau kvantinių duobių sugerties maksimumo. Eksperimentiškai išmatuotas pusiau-rezonansinio SESAM netiesinis atspindžio moduliacijos gylis palygintas, rezonansinį faktorių (suskaiciavus pagal (38) formulę) padauginus iš anti-rezonansinio SESAM atspindžio moduliacijos gylio ir gautas puikus sutapimas. SESAM įsotinimo srautas taip pat priklauso nuo rezonansinio faktoriaus, tačiau tolstant nuo eksitoninės sugerties maksimumo staigiai didėja, todėl pusiau-rezonansinės struktūros mažiausio įsotinimo srauto ir didžiausio netiesinio atspindžio moduliacijos gylio bangos ilgiai nesutampa. 1040-1070 nm bangos



**49 pav.** Pusiau-rezonansinio SESAM netiesinis atspindžio moduliacijos gylis ir įsotinimo srautas ties skirtingais bangos ilgiais.

ilgių srityje stebimas beveik pastovus  $\sim 8\%$  netiesinis atspindžio moduliacijos gylis, o įsotinimo srautas kinta  $\sim 10\text{-}70\ \mu\text{J}/\text{cm}^2$  intervale (žiūrėti 49 pav.).

50 pav. pavaizduota aukštoje temperatūroje užaugintos SESAM struktūros krūvininkų sužadavimo relaksacijos kinetika ties  $1064\ \text{nm}$  bangos ilgiu. Matavimai atlikti ties dviem skirtingais energijos srautais:  $60\ \mu\text{J}/\text{cm}^2$  ir  $390\ \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . Kreivės aproksimuotos dviejų eksponenčių funkcija [113]. Krūvininkų sužadavimo laikas ties skirtingais žadinimo energijos srautais kito nuo  $\sim 4\ \text{ps}$  iki  $\sim 7\ \text{ps}$ . Aukštoje temperatūroje užaugintų geros kokybės InGaAs kvantinių duobių sužadimas vyksta per  $4\text{-}9\ \text{ps}$  [114]. Greitesnis sužadimas gali būti siejamas su sparčia rekombinacija per defektų lygmenis, kurie koncentruojasi GaAs tarp sluoksnyje, šalia kvantinių duobių sluoksnių [52]. Kuo didesnis šių defektų skaičius, tuo sparčiau sužadunami krūvininkai sukrenta į eksitoninės sugerties juostos dugną. Prie didesnio energijos srauto  $\sim 390\ \mu\text{J}/\text{cm}^2$  stebimas greitesnis krūvininkų sužadavimo procesas nei prie mažesnio  $\sim 60\ \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . Taip yra todėl, kad didesniams sužadintiems krūvininkų



**50 pav.** Krūvininkų relaksacijos trukmė ties  $1064\ \text{nm}$  bangos ilgiu, žadinant dviem skirtingais energijų srautais -  $60\ \mu\text{J}/\text{cm}^2$  ir  $390\ \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . Stebima skirtinga sužadavimo ir relaksacijos kinetika. Relaksacijos kreivės aproksimuotos dviejų eksponenčių funkcijomis. Greitosios dalies relaksacijos konstanta kinta  $\sim 3\text{-}5\ \text{ps}$  intervale, o lėtoji  $\sim 390\ \text{ps}$ .

skaičiui neužtenka relaksacijai reikalingų kanalų ir sužadavimo procesas sulėtėja [52].

Sužadintų krūvininkų relaksacijos kinetika siejamas su giliaisiais defektais, kurie yra arti kvantinės duobės fermi lygmens, žemiau eksitoninės

sugerties krašto [113]. Kadangi kvantinę duobę sudaro tiek InGaAs, tiek ir GaAs sluoksniai, relaksacijos kanalai gali įsiterpti bet kurioje iš šių medžiagų. 50 pav. matyti, kad esant silpnam sužadanimui ( $60 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ), relaksaciją galima aprašyti dviejų eksponenčių funkcija, kur greitosios relaksacijos konstanta yra  $\sim 5$  ps, o visi krūvininkai relaksuoja į nesužadintą būseną per  $\sim 390$  ps. Žadinant didesniu energijos srautu ( $390 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ), relaksacijos greitosios dalies indėlis padidėja, o trukmė šiek tiek sutrumpėja (iki  $\sim 3.5$  ps), bet lėtoji išlieka tokia pati ( $\sim 390$  ps).

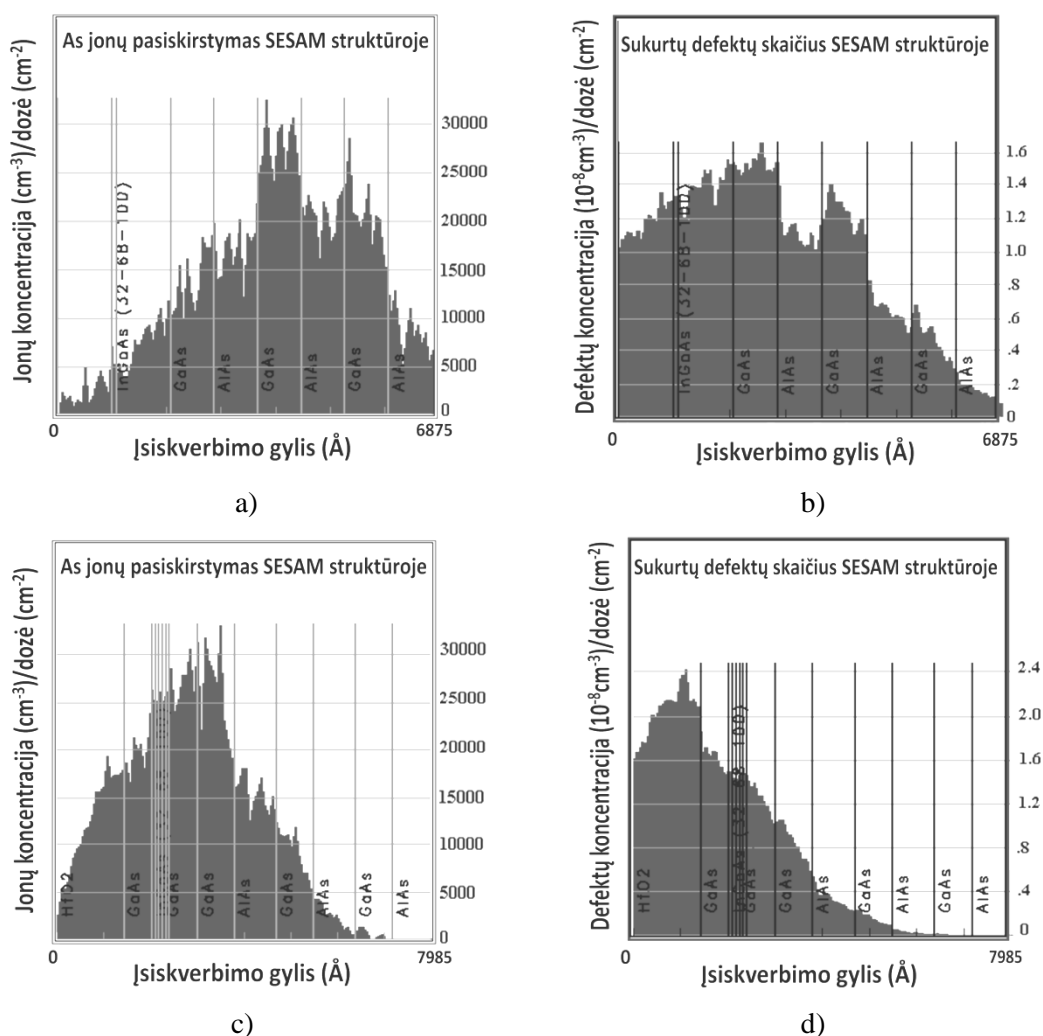
Kadangi itin trumpų impulsų skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai reikalinga greita krūvininkų relaksacija ( $< 15$  ps), aukštoje temperatūroje užauginto SESAM gyvavimo trukmę buvo būtina sumažinti. Pasirinkta jonų implantavimo metodika aprašoma sekančiame skyriuje.

### ***5.1.2 Krūvininkų relaksacijos trukmės mažinimas implantuojant sunkiuosius jonus***

Siekiant sumažinti aukštoje temperatūroje užaugintos SESAM sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmę iki mažesnės negu 15 ps, struktūroje buvo implantuoti sunkieji As jonai – papildomi krūvininkų relaksacijos kanalai. Darbai atlikti Fizinių ir technologijos mokslų centro, eksperimentinės branduolinės fizikos laboratorijoje, Tandetron 4110A dalelių greitintuvu. Darbų tikslas buvo ne tik rasti optimalias jonų implantavimo bei atkaitinimo sąlygas relaksacijos trukmės sumažinimui, bet ir iširti, kokius pažeidimus sukelia skirtingi implantavimo metodai SESAM struktūros sluoksniams (paviršiaus dangai, tarp sluoksniui, kvantinėms duobėms ir Brego veidrodžiui).

InGaAs/GaAs SESAM struktūros modifikavimui, As jonai yra tinkama medžiaga, nes įterpta gardelės mazguose nesukuria papildomų perteklinių įtempimų, kurie gali sukurti tarp sluoksnių įtempimus – sugėriklio ilgaamžiškumą įtakojantį efektą [54]. Jonų greitintuve sunkieji As jonai galėjo būti implantuojami ne mažesne nei 780 keV. Tokia energija buvo per didelė, norint jonus nusodinti tiksliai kvantinių duobių sluoksnyje, mažiau nei 100 nm gylyje. Dėl to, buvo nuspręsta implantuoti dviem būdais: tiesiogiai į SESAM

struktūrą arba per užgarintą tam tikro storio HfO<sub>2</sub> dangą, kuri sulėtina implantuojamus jonus. Šie implantavimo būdai buvo pasirinkti todėl, kad sukuria skirtingus defektus. Pirmuoju defektai generuojami pralekiančiais As jonais, kurie stabdomi prasiskverbę giliai į struktūrą. Antruoju buvo galima jonus nusodinti kvantinių duobių struktūroje. 51 pav. pavaizduoti As jonų implantavimo į SESAM struktūras be ir su HfO<sub>2</sub> danga modeliavimas TRIM programa (angl. Transport of Ions in Matter). 51a pav. matyti, kad nenaudojant HfO<sub>2</sub> dangos, didelės energijos (900 keV) jonai pralekia InGaAs/GaAs sluoksnį ir nusėda Brego veidrodžio sluoksniuose. Pralėkdami per sluoksnius, jonai sukuria defektus ir kvantinių duobių, ir Brego veidrodžio struktūroje (51b

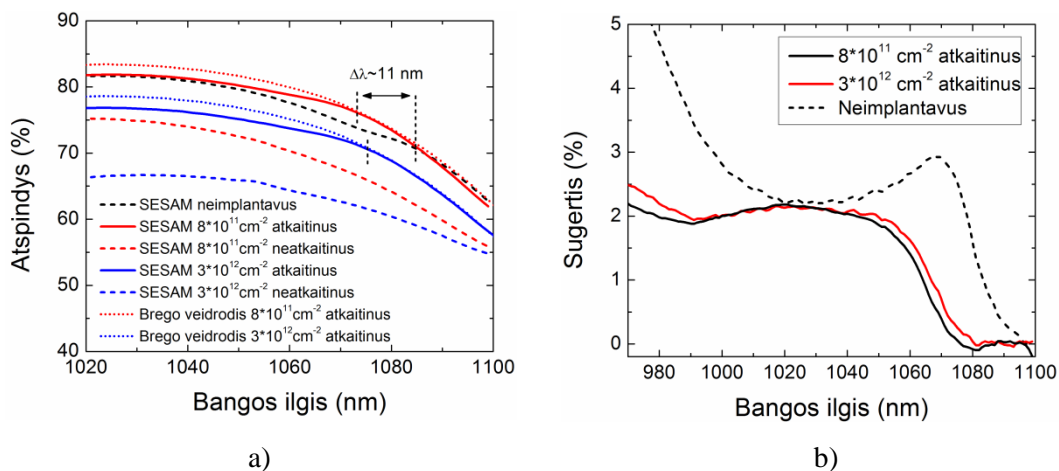


**51 pav.** As jonų implantavimo į SESAM struktūrą modeliavimas (implantuojama iš kairės). SESAM be dangos: a) 900 keV energija implantuotų As jonų pasiskirstymas ir b) sukurtų defektų skaičius. SESAM su HfO<sub>2</sub> danga: c) 780 keV energija implantuotų As jonų pasiskirstymas ir d) sukurtų defektų skaičius.

pav.), kurio trys (iš penkių) poros yra implantuojamos. Aktyviajame kvantinių duobių sluoksnyje As jonų nusodinama nedaug, todėl pralekiančių jonų sukurti negilūs defektai gali būti lengvai atkaitinti, jei implantavimo dozė yra maža [114]. Implantuojant per dangą (51c ir d pav.), As jonai nusėda netoli InGaAs/GaAs kvantinių duobių struktūros, o pažeidimų skaičius Brego struktūroje gerokai mažesnis.

**Implantavimas į SESAM be dangos.** Į užauginto SESAM struktūrą implantuoti 900 keV energijos As jonai. Implantavimas atliktas dviem skirtingomis dozėmis:  $\sim 8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  ir  $\sim 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . SESAM tiesinio atspindžio spektrai prieš ir po implantacijos pateikti 52a pav. Didesne doze ( $\sim 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ) implantuoto bandinio atspindys sumažėjo daugiau (mėlyna punktyrinė linija). Vadinasi, didesnė As dozė Brego veidrodžio struktūra pažeidžia stipriau. Abiem atvejais išnyksta prieš implantavimą stebėtas spektrinis prakritimas dėl eksitoninės sugerties (juoda punktyrinė linija).

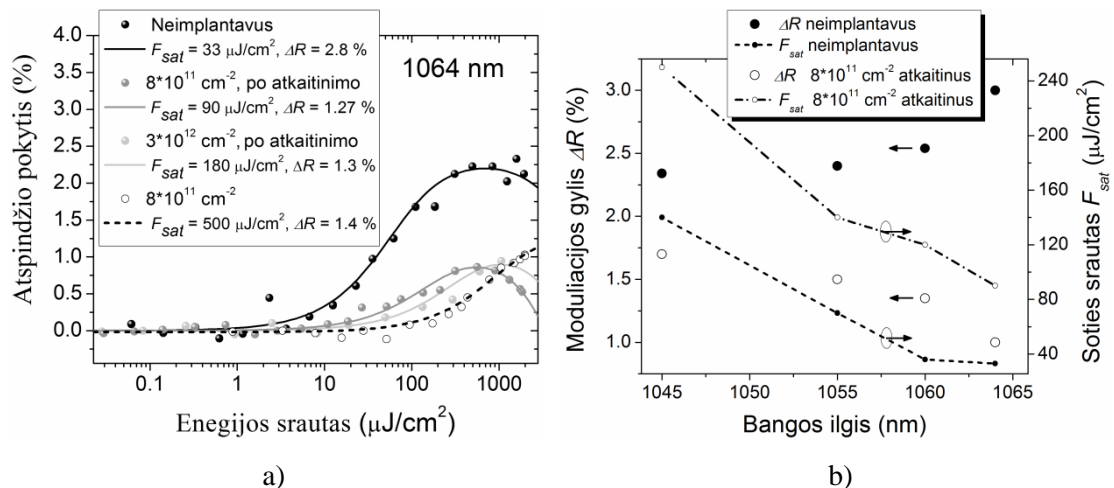
Po atkaitinimo (600 °C, 20 min. oro atmosferoje), mažesne doze implantuoto bandinio atspindys atsistatė beveik iki pradinio lygio (52a pav. raudona kreivė). Kvantinių duobių sugerties sąlygotas spektrinis prakritimas taip pat atsistato, bet pasislenka į trumpesniųjų bangų pusę  $\sim 11 \text{ nm}$ . Didesne doze implantuoto SESAM bandinio atspindys neatsistato iki pradinio lygio (mėlyna kreivė). Vadinasi, Brego struktūros sluoksniai lieka iš dalies pažeisti.



**52 pav.** a) SESAM tiesinio atspindžio spektro pokyčiai po As jonų implantacijos. b) Kvantinių duobių sugerties pokyčiai prieš ir po implantacijos.

InGaAs/GaAs kvantinių duobių sugerties spektrai po implantacijos ir atkaitinimo pavaizduoti 52b pav. Eksitoninės sugerties maksimumas sumažėja ir išplinta (juoda ir raudona kreivės), lyginant su pradiniu (juoda punktyrinė kreivė). Vadinasi, stipriai modifikuojamas kvantinių duobių regionas, o InGaAs lygmenys persikloja su GaAs tarp sluoksniais (angl. intermixing) [50].

Taip pat, buvo pamatuotos SESAM netiesinio atspindžio kreivės ties 1064 nm bangos ilgiu (53a pav.). Iškart po implantavimo, mažesne As jonų doze ( $\sim 8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) paveikto bandinio netiesinis moduliacijos gylis sumažėjo daugiau nei dvigubai (punktyrinė kreivė), nuo  $\sim 2.8\%$  iki  $\sim 1.3\%$ . Be to, SESAM išotinio srautas padidėjo  $>10$  kartų (nuo  $\sim 33 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  iki  $\sim 500 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ), todėl tikėtina, kad pažeista struktūra tampa amorfinė. Atkaitinus, SESAM netiesinis atspindžio moduliacijos gylis lieka nedidelis  $\sim 1\%$ , tačiau išotinio srautas sumažėja iki  $\sim 90 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . Lyginant su neimplantuotu SESAM (juoda kreivė), stebimas stiprus inversinės sugerties srauto sumažėjimas nuo  $\sim 6 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ , iki  $\sim 2.6 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ , kuris gali padidinti pažeidimo optine spinduliuote tikimybę. Didesne doze ( $\sim 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ) implantuoto ir atkaitinto bandinio netiesinis atspindžio moduliacijos gylis yra panašus kaip ir mažesne doze implantuoto bandinio ( $\sim 1\%$ ), bet išotinio srautas beveik dvigubai didesnis ( $F_{sat} = 160 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ).



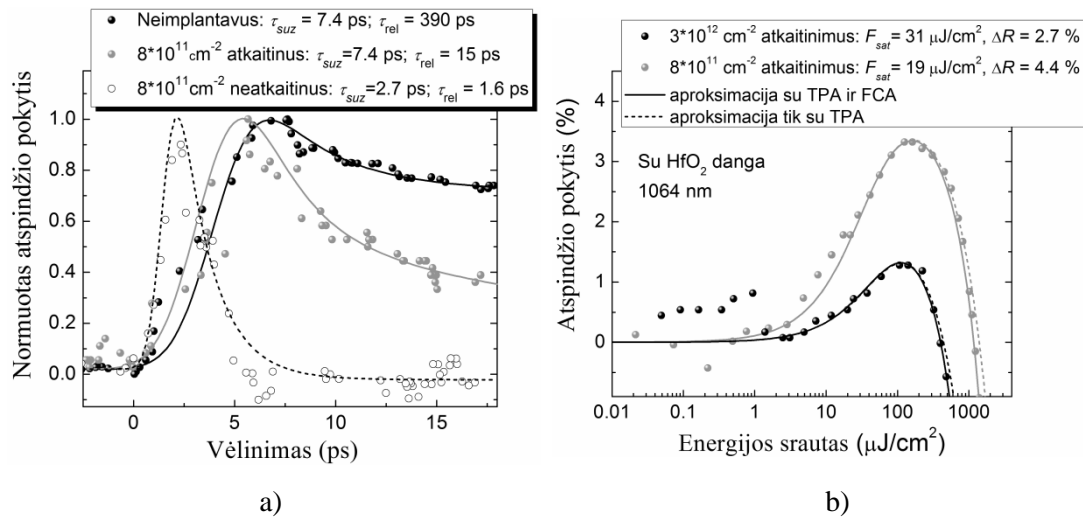
**53 pav.** a) SESAM netiesinio atspindžio matavimas po implantacijos As jonais ties fiksuotu 1064 nm bangos ilgiu; b) Netiesinio atspindžio parametrai ( $\Delta R$  ir  $F_{sat}$ ) prieš ir po implantavimo  $\sim 8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  As jonų doze bei atkaitinimo ties skirtingais bangų ilgiais.

Mažesne doze ( $\sim 8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) implantuoto SESAM netiesinio atspindžio matavimo ties skirtingais bangų ilgiais rezultatai pateikti 53b pav. Nors implantuoto bandinio netiesinis atspindžio moduliacijos gylis didžiausias ties  $\sim 1045 \text{ nm}$ , jo įsotinimo srautas mažiausias ties  $\sim 1065 \text{ nm}$ , arti neimplantuoto bandinio eksitoninės sugerties maksimumo. Vadinasi išplitę implantuoto bandinio eksitoniniai lygmenys persikloja su kvantinių duobių laidumo juostos lygmenimis, kuriuos sunkiau įsotinti.

Buvo pamatuota implantuoto SESAM ( $\sim 8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) krūvininkų relaksacijos trukmė ties  $1064 \text{ nm}$  bangos ilgiu (54a pav.). Implantavus (tuščiaviduriai taškai) sužadavimo trukmė sumažėjo nuo  $\sim 7.4 \text{ ps}$  iki  $\sim 2.7 \text{ ps}$ . Dar didesni pokyčiai stebėti sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmei, kuri sumažėjo nuo  $\sim 390 \text{ ps}$  iki  $\sim 2 \text{ ps}$ . Daugiau nei dviem eilėm pagreitėjusi relaksacija indikuoja apie didelį skaičių giliųjų defektų kvantinių duobių struktūroje. Be to, po krūvininkų relaksacijos stebima indukuota sugertis. Atkaitinus SESAM sužadavimo trukmė atsistato iki pradinės neimplantuoto SESAM trukmės  $\sim 7 \text{ ps}$ . Krūvininkų relaksacijos trukmė taip pat pailgėja iki  $\sim 15 \text{ ps}$ , o indukuotą sugertį pakeičia ilgai gyvuojančios sužadintos būsenos.

Kadangi SESAM relaksacijos trukmė buvo per maža skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai, atspindžio moduliacijos gyliui padidinti ir soties srautui sumažinti užgarinta  $\text{HfO}_2$  danga. Tokios struktūros netiesinio atspindžio matavimas ties  $1064 \text{ nm}$  bangos ilgiu pavaizduotas 54b pav. Mažesne doze implantuoto SESAM ( $\sim 8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) netiesinis atspindžio moduliacijos gylis padidėjo iki  $\sim 4.4 \%$ , o soties srautas sumažėjo iki  $\sim 19 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . Taip pat, dėl padidinto elektrinio lauko SESAM struktūroje, galima buvo nustatyti inversinės sugerties koeficientą  $F_2 = 325 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . Įskaitant tik dvifotonę sugertį (TPA), aproksimacija nebuvo tiksli, todėl į skaičiavimus įtraukta laisvųjų krūvininkų sugertis (FCA). Netiesinio FCA proceso buvimas reiškia, kad SESAM sluoksniuose yra sugeneruojama daug laisvųjų krūvininkų. Kadangi implantuojami As jonai turi tris neužpildytas būsenas, jie ir yra pagrindinis laisvųjų krūvininkų šaltinis. Didesne doze implantuoto SESAM ( $\sim 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ) netiesinis atspindžio moduliacijos gylis padidėjo iki  $\sim 2.7 \%$ , o soties srautas

sumažėjo iki  $\sim 31 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ , tačiau inversinės sugerties koeficientas buvo labai mažas  $F_2 = 190 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ .



**54 pav.** a) SESAM tipo sugėriklio sužadintų krūvininkų relaksacija prieš ir po implantacijos As jonais bei atkaitinimo. b) Implantuotų ir atkaitintų SESAM struktūrų su  $\text{HfO}_2$  danga netiesinio atspindžio kreivės.

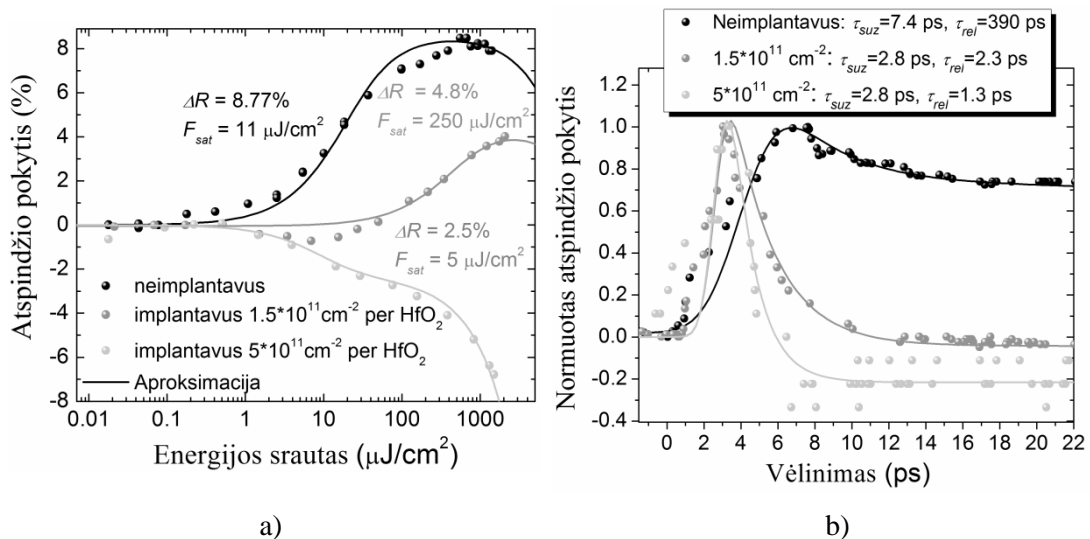
Implantuojant ploną SESAM struktūrą didelės energijos As jonais, galima efektyviai sumažinti krūvininkų relaksacijos trukmę iki  $\sim 15 \text{ ps}$ . Tačiau po implantavimo ir atkaitinimo, eksitoninė sugerties juosta išplinta ir pasislenka į ilgesniųjų bangų pusę  $\sim 20 \text{ nm}$ , o netiesinis atspindžio moduliacijos gylis sumažėja daugiau nei dvigubai, lyginant su neimplantuota struktūra. Taip pat, daugiau nei dvigubai padidėja SESAM soties srautas, o ties dideliais energijų srautais stebima laisvųjų elektronų sugertis, kuri padidina inversinę sugertį. Tačiau, uždėjus  $\text{HfO}_2$  dangą ir padarius SESAM struktūrą pusiau rezonansine, netiesinio atspindžio parametrai ( $\Delta R = 4.4 \%$ , o  $F_{\text{sat}} = 19 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ) tampa pakankami skaidulinio lazerio modų sinchronizacijai.

**Implantavimas per  $\text{HfO}_2$  dangą.** Implantuojant SESAM struktūrą didelės energijos As jonais, gali būti pažeidžiami Brego sluoksniai ir GaAs tarp sluoksnis. Siekiant sumažinti jonų prasiskverbimo į SESAM struktūrą gylį, buvo implantuojama per užgarintą  $\text{HfO}_2$  dangą. Taip jonai gali būti nusodinami arčiau kvantinių duobių sluoksnių (žiūrėti 51 pav.), todėl pakanka mažesnių dozių, nes sukuriama daugiau giliųjų defektų aktyviajame sluoksnyje. Implantuojamų jonų energija buvo  $\sim 780 \text{ keV}$ . SESAM implantuotas dviem skirtingomis dozėmis:  $\sim 1.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  ir  $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Po implantavimo,



SESAM netiesinio atspindžio savybės stipriai degradavo (55a pav.). Mažesne doze ( $\sim 1.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) implantuoto bandinio netiesinis atspindžio moduliacijos gylis sumažėjo nuo  $\sim 8.8\%$  iki  $\sim 4.8\%$ , o išotinio srautas padidėjo nuo  $\sim 11 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  iki  $\sim 250 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . Didesne doze ( $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) implantuoto SESAM netiesinio atspindžio eksperimente stebimas ne praskaidrėjimas, o užtamsėjimas – indukuota sugertis .

Po implantavimo SESAM krūvininkų sužadimas ir relaksacija vyksta labai greitai (55b pav.), greičiau nei žadinimo-zondavimo eksperimentui naudojamo impulsinio lazerio trukmė ( $\sim 2.4 \text{ ps}$ ), kuri ir apibrėžia matavimo laikinę skyrą. Tačiau didesne doze ( $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) implantuoto SESAM indukuota sugertis buvo didesnė.



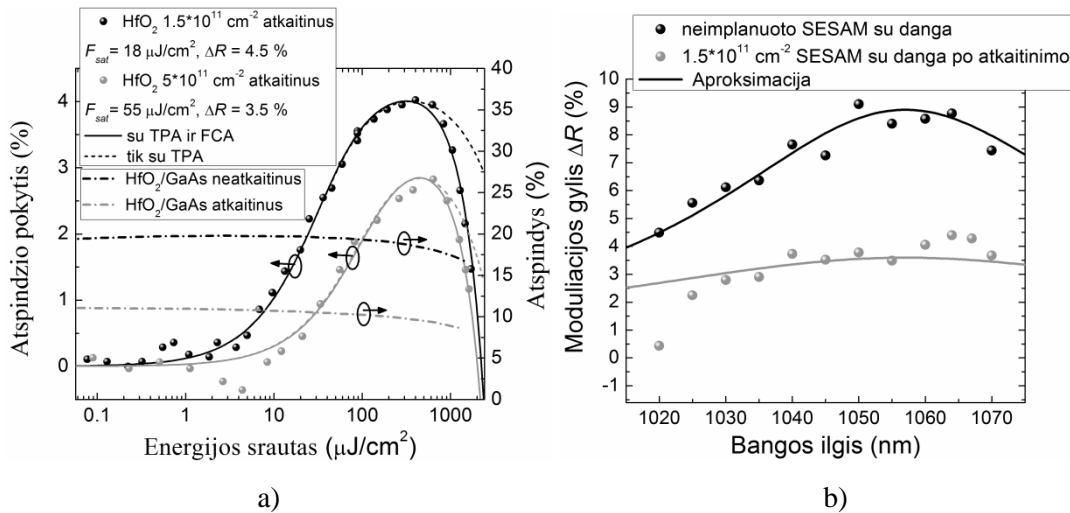
**55 pav.** SESAM parametrų pokyčiai po implantacijos As jonais per  $\text{HfO}_2$  dangą (neatkaitinus): a) netiesinio atspindžio pokyčiai ties  $1064 \text{ nm}$  bangos ilgiu; b) sužadintų krūvininkų relaksacijos matavimas prieš ir po implantacijos As jonais.

Po atkaitinimo, mažesne doze ( $\sim 1.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) implantuoto SESAM bandinio netiesinio atspindžio soties srautas ties  $1064 \text{ nm}$  bangos ilgiu sumažėjo iki  $\sim 18 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  (56a pav.). Moduliacijos gylis išliko gana mažas, tik  $\sim 4.5\%$  (buvo  $\sim 8.8\%$ ). Didesne doze ( $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) implantuoto bandinio netiesinio atspindžio parametrai buvo:  $\Delta R = 3.5\%$ , o  $F_{\text{sat}} = 55 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ .

Norint patikrinti, kaip  $\text{HfO}_2$  dangos atkaitinimas ( $600 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $20 \text{ min.}$  oro atmosferoje) keičia Frenelio atspindžio savybes, buvo atliktas papildomas eksperimentas.  $\text{HfO}_2$  danga buvo užgarinta ant GaAs padėkliuko ir pamatuotas

atspindys nuo paviršiaus prieš ir po atkaitinimo ties 1064 nm bangos ilgiu (56a pav. dešinė skalė). Po atkaitinimo, oro ir HfO<sub>2</sub> paviršiaus sandūros atspindys sumažėjo nuo ~20 % iki ~10 %. Kadangi implantuojama SESAM struktūra yra pusiau-rezonansinė, elektrinio lauko dydis priklauso nuo GaAs ir oro atspindžio. Todėl 10 % sumažėjęs atspindys gali net du kartus sumažinti rezonansinį faktorių (žiūrėti (38) formulę).

56b pav. pavaizduotos SESAM netiesinis moduliacijos gylis vertės ties skirtingais bangos ilgiais prieš implantavimą ir implantavus  $\sim 1.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  jonų dozę per HfO<sub>2</sub> dangą bei atkaitinus. Eksperimentiniai taškai gerai aproksimuojami (38) formule, kurioje įskaitomos eksperimentiškai nustatytas Frenelio atspindžio vertės prieš ir po HfO<sub>2</sub> dangos atkaitinimą (žiūrėti 56a pav. dešinę skalę). Vadinasi atspindžio moduliacijos gylis pasiektų pradinį lygį, jei rezonansinis faktorius išliktų toks pat, kaip ir prieš SESAM atkaitinimą. Pusiau-rezonansinės struktūros eksitoninės sugerties juostos poslinkį nustatyti sudėtinga, tačiau jis netūrėtų būti didelis, nes SESAM netiesinis atspindžio moduliacijos gylis išlieka didžiausias ties  $\sim 1065 \text{ nm}$  bangos ilgiu, netoli vertės, buvusios prieš implantavimą ( $\sim 1070 \text{ nm}$ ).

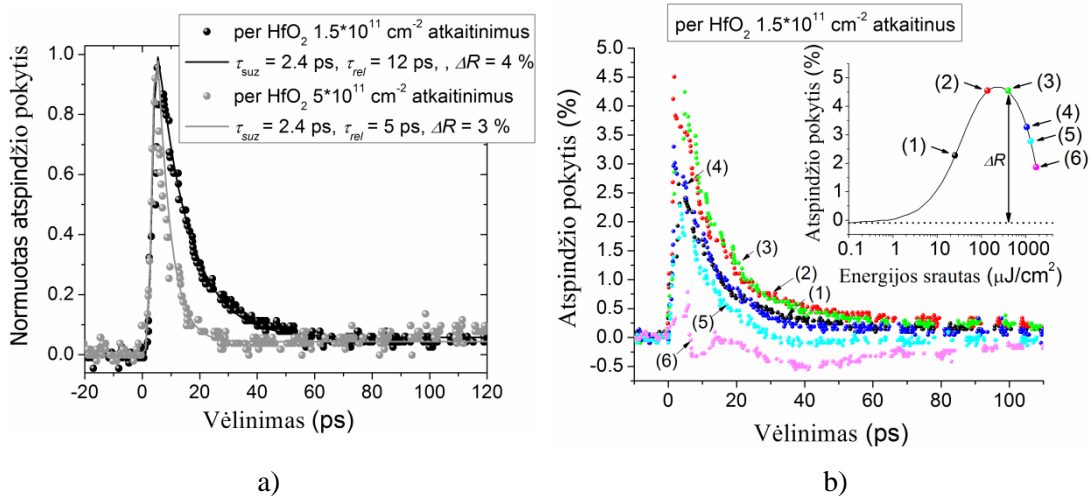


**56 pav.** SESAM netiesiniai parametrai po As jonų implantavimo per HfO<sub>2</sub> dangą ir atkaitinimo: a) dviem skirtingomis As dozėmis implantuotų bandinių netiesinio atspindžio kreivės; b) netiesinio moduliacijos gylis palyginimas prieš ir po implantacijos bei atkaitinimo.

57a pav. pavaizduotos per HfO<sub>2</sub> dangą implantuotų SESAM (jonų dozės:  $\sim 1.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  ir  $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) sužadintų krūvininkų relaksacijos

kreivės ties 1064 nm bangos ilgiu po atkaitinimo. Krūvininkų sužadinimas vyksta labai greitai, per  $\sim 2.4$  ps. Vadinasi GaAs tarpfluoksnuose yra pakankamas sekliųjų defektų skaičius net ir po atkaitinimo, o šiuos defektus sukuria implantuotų As jonų perteklius. Tuo tarpu, SESAM sužadintų krūvininkų relaksacija yra pakankamai greita:  $\sim 12$  ps ( $\sim 1.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) ir  $\sim 5$  ps ( $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ).

57b pav. pavaizduota mažesne doze ( $\sim 1.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) implantuoto SESAM žadinimo-zondavimo kreivės ties skirtingais sužadinimo lygiais ir 1064 nm bangos ilgiu. Taip pat, įterpta SESAM netiesinio atspindžio pokyčio kreivė nuo energijos srauto, o taškai ir jų spalvos žymi atitinkamus srautus, ties kuriais atliktas žadinimo-zondavimo matavimas. Inversinės sugerties srityje (3-6 kreivės) SESAM netiesinio atspindžio moduliacijos gylis pradeda mažėti, o ties labai dideliais energijos srautais (6 kreivė), šis sugerties mechanizmas lemia visišką „užtamsėjimą“. Tokios ilgai gyvuojančios sugerties būsenos ne tik sumažina atspindžio moduliacijos gylį, bet ir padidina terminį poveikį SESAM struktūrai.



**57 pav.** a) Dviem skirtingomis As jonų dozėmis per  $\text{HfO}_2$  dangą implantuoto SESAM krūvininkų sužadinimo ir relaksacijos kinetikos; b) Sužadinimo relaksacijos kinetikos ties skirtingais energijos srautais: (1) taškas atitinka 25  $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ , (2) - 130  $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ , (3) - 390  $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ , (4) - 1060  $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ , (5) - 1210  $\mu\text{J}/\text{cm}^2$  ir (6) - 1725  $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ . Taškai (4)-(6) patenka į stiprios inversinės sugerties sritį, todėl jų netiesinis moduliacijos gylis sumažėja.

**Rezultatų aptarimas.** SESAM implantavimo rezultatai pateikti 8 lentelėje. Į SESAM struktūrą implantuojant As jonus per dangą  $\text{HfO}_2$  dangą, reikia beveik viena eile mažesnės implantavimo dozės, norint krūvininkų relaksacijos

trukmę po atkaitinimo sumažinti iki <15 ps. Per dangą implantuoti jonai nusėda netoli kvantinių duobių struktūros, todėl juos atkaitinus lieka daug seklių defektų, kurie pagreitina SESAM sužadinimą. Kadangi SESAM reikia atkaitinti (600 °C, 20 min.) kartu su HfO<sub>2</sub> sluoksniu, kuris kaitinimo metu kristalizuojasi, net 10 % sumažėja Frenelio atspindys nuo HfO<sub>2</sub> ir oro sandūros. Šis atspindžio pokytis lemia tai, kad pusiau-rezonansinės SESAM struktūros rezonansinis faktorius sumažėja beveik du kartus, todėl atitinkamai sumažėja  $\Delta R$  ir  $F_{sat}$ . Tačiau net ir sumažėjus šiam faktoriui, mažiausia doze ( $1.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) per HfO<sub>2</sub> dangą implantuoto SESAM bandinio VII (žiūrėti 8 lentelę) moduliacijos gylis ties 1064 nm bangos ilgiu buvo ~4.5 %. Tai reiškia, kad  $\Delta R$  būtų beveik du kartus didesnis nei didesne doze ( $8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) implantuoto SESAM bandinio V ( $\Delta R \sim 4.4$  %, implantuotas ne per dangą), jei jų rezonansiniai faktoriai būtų vienodi.

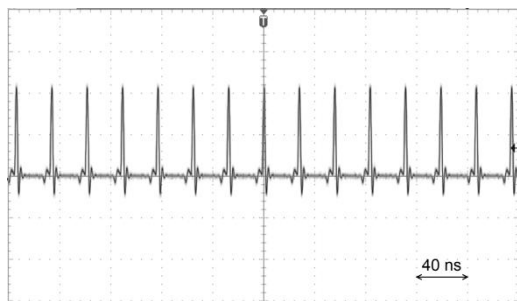
**8 Lentelė.** Skirtingais būdais As jonais implantuotų SESAM netiesiniai parametrai po atkaitinimo.

SESAM Nr.	Struktūros tipas	Implantavimo metodas	Implantavimo dozė, $\text{cm}^{-2}$	$F_{sat}$ , $\mu\text{J}/\text{cm}^2$	$F_2$ , $\text{mJ}/\text{cm}^2$	$\Delta R_{abs}$ , %	$\tau_{sužad}$ , ps	$\tau_{relax}$ , ps
I	Be dangos	neimplantavus	-	36	6000	2.8	7	390
II	Su danga	neimplantavus	-	11	2000	8.8	7	390
III	Be dangos	tiesiogiai	$8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	90	2700	1.3	7	15
IV	Be dangos	tiesiogiai	$3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	180	-	1.3	-	-
V	Su danga	tiesiogiai	$8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	20	325	4.4	7	15
VI	Su danga	tiesiogiai	$3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	31	190	2.65	-	-
VII	Su danga	per dangą	$1.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	18	900	4.5	2.4	12
VIII	Su danga	per dangą	$5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	55	900	3.5	2.4	5

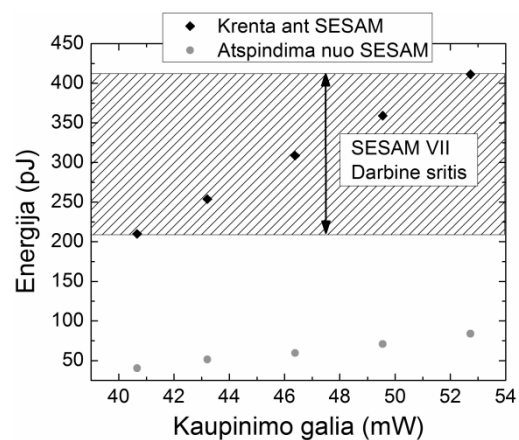
Toliau lyginant skirtingais implantavimo būdais modifikuotų SESAM V (implantuotas tiesiogiai, o paskui uždėta danga) ir SESAM VII (implantuotas per dangą) netiesinio atspindžio parametrus matyti, kad stipriai skiriasi inversinės sugerties koeficientas  $F_2$ . Mažas inversinės sugerties parametras gali reikšti, kad dvifotonę sugertį lemiančiuose sluoksniuose yra sugeneruota daug defektų, kurie sustiprina šį netiesinį procesą. Vadinasi implantuojant per dangą, SESAM yra mažiau pažeidžiamas. Tačiau tokioje SESAM struktūroje stebimas ženklesnis FCA indėlis, nes kvantinių duobių sluoksniuose nusodinama daugiau As atomų, kurie yra pagrindiniai laisvųjų

krūvininkų šaltiniai. Be to, net ir implantuojant per dangą, po atkaitinimo  $F_2$  lieka daugiau nei dvigubai mažesnis nei tokio paties neimplantuoto SESAM.

**SESAM testavimas lazerio rezonatoriuje.** Siekiant patikrinti ar implantuotas SESAM tinka skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai, geriausių netiesinių parametrų SESAM bandinys buvo integruotas (naudojant dviejų lęšių sistemą) į tiesinės konfigūracijos skaidulinį lazerį. Osciliatoriaus schema yra tokia pati, kaip ir 1 pav. Kadangi užaugintų ir implantuotų SESAM moduliacijos gylis buvo mažas, parinkta 14 ps/nm dispersijos čirpuota Brego gardelė, nes tokios dispersijos lazerio startavimui pakanka 3-5 % atspindžio moduliacijos. Buvo testuojamas per dangą implantuotas (dozė  $1.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) SESAM bandinys VII, kurio parametrai pateikti 8 lentelėje. Lazeris generavo impulsus, kurių pasikartojimo dažnis buvo 36 MHz (58a pav.). Krentančių ir atspindėtų nuo SESAM impulsų energija tiesiškai priklausė nuo lazerinio diodo kaupinimo galios (58b pav.), o darbinė sritis tarp modų sinchronizacijos slenksčio ir dviejų impulsų režimo buvo  $\sim 2$ .



a)

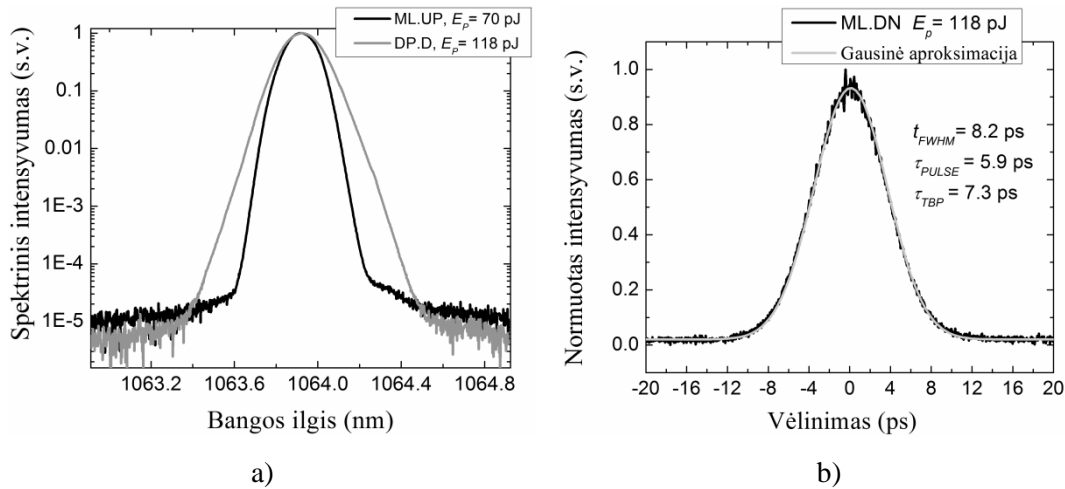


b)

**58 pav.** Sinchronizuotų modų skaidulinio osciliatoriaus išėjimo charakteristikos: a) Osciliatoriaus impulsų vora; b) išėjimo impulsų energija ties skirtingomis aktyvios skaidulos kaupinimo galiomis. Darbinė sritis yra tarp modų sinchronizacijos slenksčio ir dviejų impulsų režimo.

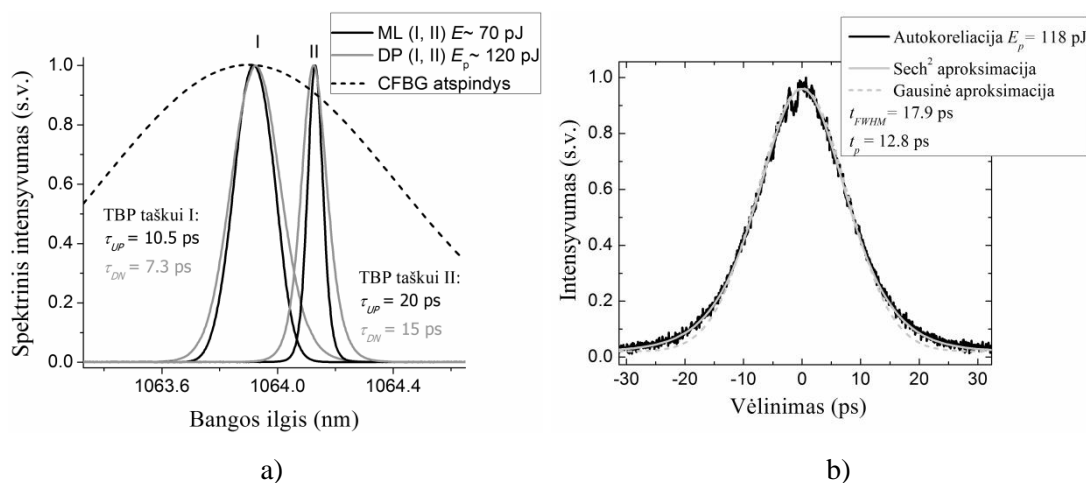
Osciliatoriaus impulsų spektrai ties modų sinchronizacija ir kelių impulsų režimo slenksčiais pavaizduoti 59a pav. Pusiau logaritmė skalė naudota tam, kad būtų išryškinta mažo spektrinio intensyvumo sritis. Nors impulso formavimo mechanizmas yra solitoninis, nebuvo matyti tokiam režimui būdingų antrinių maksimumų. Išmatuota autokoreliacijos kreivė (59b pav)

buvo aproksimuota Gauso funkcija. Tačiau iš eksperimentinių duomenų paskaičiuota trukmės ir spektro sandauga (angl. time-bandwidth product) buvo  $TBP \sim 0.34$ . Vadinasi impulsai nėra Gauso formos.



**59 pav.** Lazero išėjimo impulsų charakteristikos ties skirtingomis kaupinimo galiomis: a) impulsų spektrai; b) impulso autokoreliacijos kreivė ir Gausinė aproksimacija.

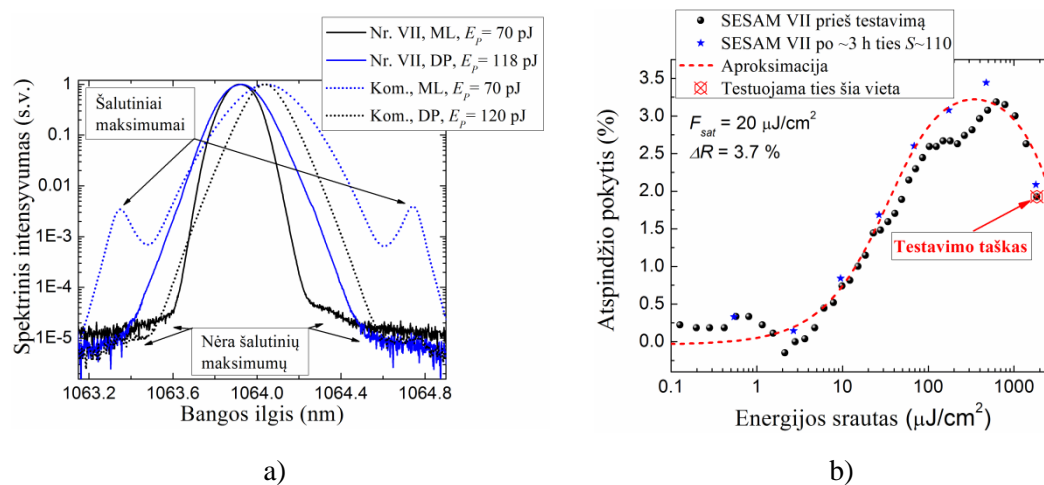
Keičiant kampą, kuriuo optinė spinduliuotė krenta į SESAM paviršių, buvo galima šiek tiek paderinti generuojamo impulso bangos ilgį (60a pav.). Taip yra todėl, kad rezonansinės struktūros SESAM elektrinio lauko maksimumas priklauso nuo spinduliuotės kritimo kampo. Nors bangos ilgio poslinkis yra santykinai nedidelis (tik 0.24 nm), ties CFBG kraštais impulso spektras stipriai susiaurėja, o TBP impulso trukmė pailgėja nuo  $\sim 7.3$  ps iki  $\sim 15$  ps. Ties šiuo kraštu pamatuota autokoreliacijos kreivė (60b pav.) buvo



**60 pav.** a) Osciliatoriaus impulsų spektrai, gauti derinant optinės spinduliuotės kritimo kampą ant SESAM paviršiaus; b) 118 pJ energijos impulso autokoreliacija. Ilgų trukmių (12.8 ps) impulsas aproksimuojamas nebe Gausine, o  $\text{Sech}^2$  funkcija.

hiperbolinio sekanto kvadrato formos. Lazerio su pusiau-rezonansiniu SESAM VII impulsų spektrą palyginus su panašių netiesinio atspindžio parametru ( $\Delta R = 5\%$ ,  $F_{sat} = 33 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ) antirezonansiniu SESAM (pirktas *Batop*) sinchronizuotų modų lazerio spektru (61a pav.) matyti, kad pastarajame nėra antrinių maksimumų tik ties modų sinchronizacijos slenksčiu. Toliau keliant kaupinimo galią, jie pradeda didėti ir prie 120 pJ impulso energijos yra aiškiai matomi pusiau-logaritminėje skalėje (mėlyna punktyrinė linija). Antrinių maksimumų nebuvimą lemia mažas pusiau-rezonansinio SESAM VII sotes srautas, nes lazeris startuoja prie mažesnių impulso energijų, cirkuliuojančių rezonatoriuje.

**SESAM pažeidimo testas.** Dėl mažo SESAM VII (žiūrėti 8 lentelę) įsotinimo srauto ( $F_{sat} = 19 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ), netiesinio atspindžio stende buvo galima pasiekti didelius sotes parametrus  $S > 100$ . Todėl buvo atliktas trumpas (~3 h) SESAM atsparumo testas ties  $S = 110$ . Panašus parametras ( $S = 118$ ) buvo naudotas ir 4.2 skyriuje, kuriame aprašomas didelio moduliacijos gylio SESAM pažeidimo mechanizmas. 61b pav. pavaizduoti SESAM VII netiesinio atspindžio matavimai prieš ir po pažeidimo testo. Netiesinio atspindžio eksperimentiniai taškai gerai sutampa, o atspindžio sumažėjimo nėra. 4.2 skyriuje atliktame pažeidimo tyrime ties panašiu įsotinimo parametru ( $S = 118$ ), SESAM atspindys sumažėjo apie 10 % po 2 h, o po 3 h sugėriklis buvo kritiškai



**61 pav.** a) Osciliatorių su skirtingais SESAM spektrų palyginimas. b) Netiesinio SESAM atspindžio matavimai prieš ir po trumpalaikio (3 h) pažeidimo testo.

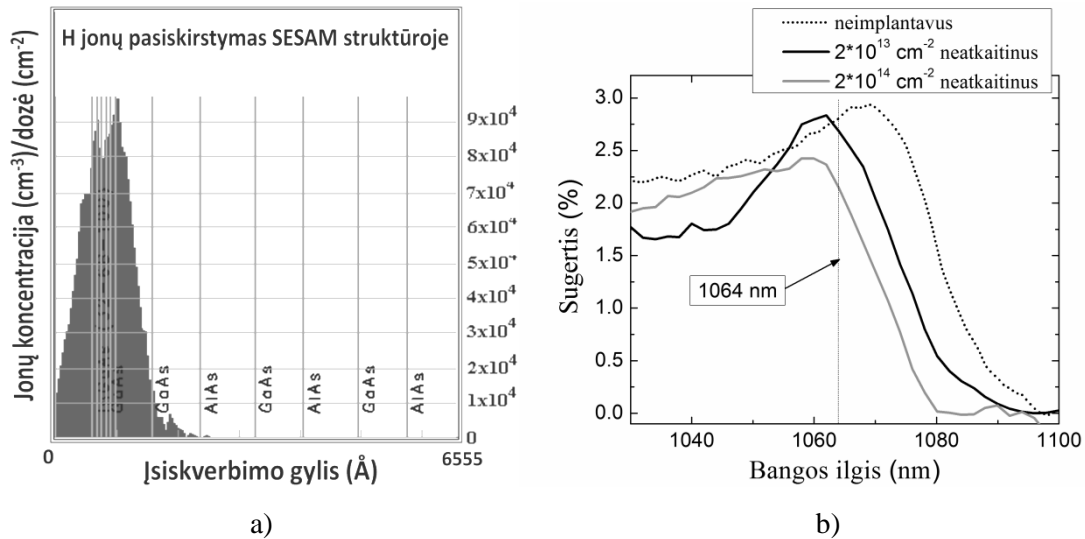
pažeistas (atspindys staigiai sumažėjo 30 %). Vadinasi užauginta ir implantuota SESAM VII struktūra yra gana atspari optinės spinduliuotės pažeidimui. Užauginus du papildomus  $\lambda/2$  GaAs sluoksnius su InGaAs/GaAs kvantinėmis duobėmis, būtų galima tikėtis ~15 % netiesinio atspindžio moduliacijos gylio ir pakankamai mažo įsotinimo srauto, todėl aprašytas SESAM auginimo ir implantavimo metodas gali būti pritaikomas sugėriklių, skirtų skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai, gamybai.

### ***5.1.3 Krūvininkų relaksacijos trukmės mažinimas implantuojant lengvuosius jonus***

Nors SESAM struktūros implantavimas sunkiaisiais jonais yra dažnai naudojama technologija krūvininkų relaksacijos trukmei sumažinti, net pakankamai nedidelė tokių jonų dozė gali stipriai pažeisti puslaidininkio struktūrą ir stipriai amorfizuoti sluoksnius, kuriuos sunku arba neįmanoma atstatyti. Kitaip nei implantuojant sunkiuosius jonus, lengvieji jonai stipriai nepažeidžia SESAM struktūros sluoksnių, o sukurti defektai yra lengvai atkaitinami [115]. Be to, lengvųjų jonų prasiskverbimo gylis yra didesnis nei sunkiųjų jonų, todėl juos galima implantuoti naudojant žemas energijas. Tai supaprastina implantavimo kontrolės mechanizmą, o jonus galima tiksliai nusodinti ties kvantinių duobių sritimi, nepažeidžiant aplinkinių sluoksnių. Todėl siekiant sumažinti krūvininkų relaksacijos trukmę, į užaugintą SESAM struktūrą (žiūrėti 45a pav.) buvo implantuoti vandenilio (H) jonai. Norint sukurti panašų defektų skaičių, koks buvo implantuojant As jonus, H jonų dozė turėjo būti padidinta daugiau nei dviem eilėmis [116]. Dėl to, į SESAM struktūrą buvo implantuotos  $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  ir  $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  jonų dozės, o implantavimo energija parinkta ~8 keV. Prieš implantavimą atlikto modeliavimo rezultatai pateikti 62a pav. Iš rezultatų matyti, kad jonai nusėda tiksliai ties kvantinių duobių struktūra, o sugeneruotų defektų sritis nesiekia Brego struktūros, todėl išvengiama jos pažeidimas. InGaAs/GaAs kvantinių duobių sugerties spektrai prieš ir po implantavimo pavaizduoti 62b pav. Mažesne doze ( $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ) implantuoto SESAM bandinio spektre matomas



eksitoninės sugerties maksimumas ties  $\sim 1062$  nm bangos ilgiu, kuris yra pasislinkęs į ilgesniųjų bangų sritį, lyginant su neimplantuotu. Didesne doze ( $2 \cdot 10^{14}$  cm $^{-2}$ ) implantuoto bandinio kvantinių duobių sugertis yra šiek tiek mažesnė, o maksimumas išplitęs.

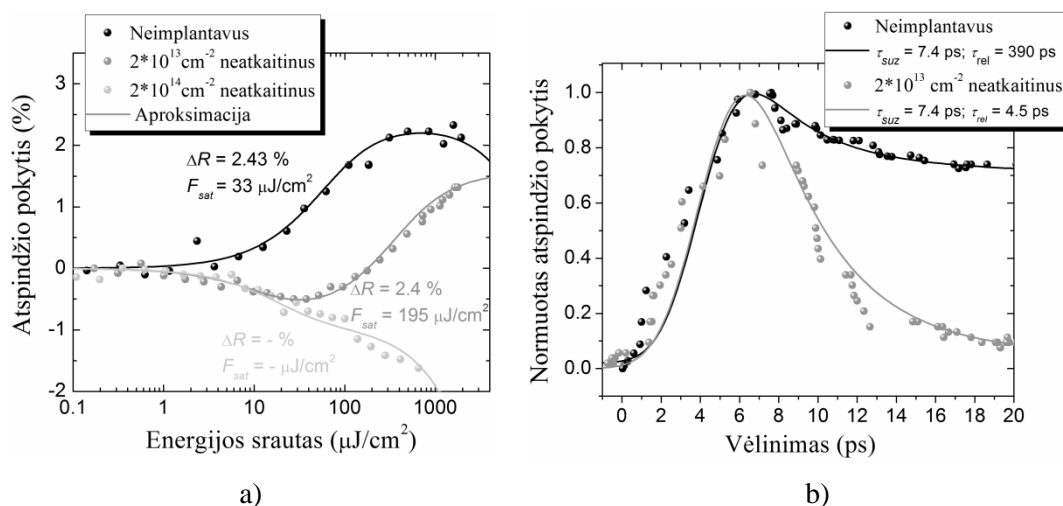


**62 pav.** a) SESAM struktūros implantavimo H jonais modeliavimo rezultatai; b) kvantinių duobių sugerti po implantavimo neatkaitinus.

Po implantavimo buvo pamatuotos SESAM netiesinis atspindys ir krūvininkų sužadavimo relaksacijos trukmės ties 1064 nm bangos ilgiu, netoli eksitoninės sugerties juostos maksimumo. 63a pav. pavaizduotoje kreivėje matyti, kad mažesne doze ( $2 \cdot 10^{13}$  cm $^{-2}$ ) implantuoto SESAM netiesiniai parametrai degraduoja, o srautas padidėja  $\sim 6$  kartus ( $F_{sat} = 195$   $\mu$ J/cm $^2$ ), tačiau moduliacijos gylis išlieka gana didelis  $\Delta R = 2$  %. Tuo tarpu, viena eile didesne doze ( $2 \cdot 10^{14}$  cm $^{-2}$ ) implantuoto bandinio (mėlyna kreivė) atspindžio praskaidrėjimą prie didesnių srautų pakeičia inversinė optinės spinduliuotės sugertis. Ši inversinė sugertis stebima ir implantavus As jonus (žiūrėti 55a pav.), tik prie beveik trimis eilėmis mažesnės dozės ( $\sim 5 \cdot 10^{11}$  cm $^{-2}$ ).

Mažesne H jonų doze ( $\sim 2 \cdot 10^{13}$  cm $^{-2}$ ) implantuoto SESAM bandinio krūvininkų sužadavimo relaksacijos dinamika ties 1064 nm bango ilgiu pavaizduota 63b pav. Matyti, kad relaksacijos trukmė sumažėja nuo  $\sim 390$  ps iki  $\sim 4$  ps, nes implantavimo metu sukuriama pakankamai giliųjų defektų aktyviajame kvantinių duobių sluoksnyje. Tačiau sužadavimo trukmė nepasikeičia ir išlieka tokia pati, kaip neimplantuoto SESAM bandinio ( $\tau_{suz} \sim 7.4$

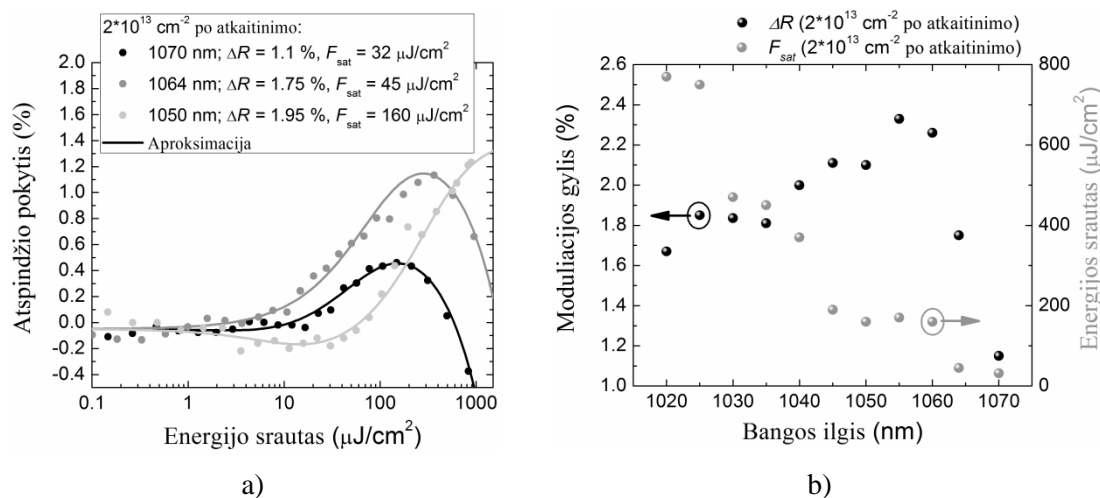
ps). Šis efektas mokslinėje literatūroje siejamas su tuo, kad maža energija implantuojami lengvieji jonai sukuria tik pavienius taškinius defektus, kurių lygmenys įsiterpia žemiau laidumo juostos dugno arba šalia jos, todėl sukuria žemos energijos būsenas [115]. Tuo tarpu sunkiesiems (Ni, As) jonams reikia didesnių implantavimo energijų, o jų stabdymo metu sugeneruojamos defektų kilpos, sudarytas iš daugybės įvairių rūšių defektų, tarp jų ir sekliųjų defektų, reikalingų pagreitinti sužadavimo procesą [52].



**63 pav.** SESAM parametrų pokyčiai po implantacijos H jonais (neatkaitinus): a) netiesinio sugėriklio atspindžio pokyčiai ties 1064 nm bangos ilgiu; b) sužadintų krūvininkų relaksacija prieš ir po implantacijos H jonais.

Kadangi H jonų implantavimo metu sukuriama daugiausiai taškiniai defektai, SESAM sluoksnių atstatymui reikalinga pakankamai maža aktyvacijos energija. Todėl buvo parinkta žemesnė implantuotų SESAM atkaitinimo temperatūra ( $\sim 300^\circ\text{C}$ ), nei As jonų implantavimo metu. Kaitinimo laikas sumažintas nuo 20 min. iki 5 min. Didese doze ( $\sim 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ) implantuoto SESAM bandinio netiesinės savybės po atkaitinimo neatsistatė, buvo stebimas užtamsėjimas plačiame spektriniame intervale (1020-1070 nm). Mažesne doze ( $\sim 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ) implantuoto bandinio netiesinio atspindžio kreivės, pamatuotos ties trimis bangų ilgiais (1070 nm, 1064 nm ir 1050 nm) pateiktos 64a pav. Matyti, kad ties 1064 nm netiesinis SESAM atspindžio moduliacijos gylis po atkaitinimo yra gana didelis  $\sim 1.8\%$  (pradinis  $\sim 2.4\%$ ), o soties srautas sumažėja nuo  $\sim 195 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  iki  $\sim 45 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  ir beveik pasiekia neimplantuoto SESAM srautą (pradinis  $F_{\text{sat}} = 36 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ). Ties 1070 nm

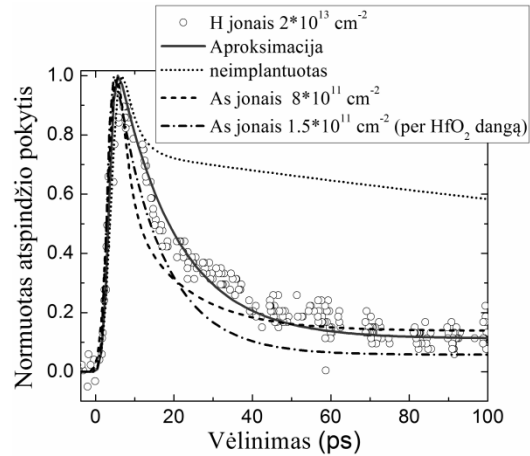
bangos ilgiu, SESAM išotinio srautas  $F_{sat}$  yra dar mažesnis  $\sim 32 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ , o sumažėjęs  $\Delta R$  indikuoja, kad artėjama prie eksitoninės sugerties krašto. Tolstant nuo sugerties krašto (ties 1050 nm bangos ilgiu) soties srautas padidėja iki  $\sim 160 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . 64b pav. pavaizduota kaip keičiasi implantuoto SESAM moduliacijos gylis ir išotinio srautas 1020-1070 nm bangos ilgių intervale. Nors moduliacijos gylis didžiausias ties  $\sim 1055$ -1060 nm, soties srautas yra beveik penkis kartus didesnis nei ties kvantinės duobės sugerties kraštu  $\sim 160 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ , o ties trumpesniais bangų ilgiais dar stipriau padidėja.



**64 pav.** a) SESAM netiesinio atspindžio matavimas ties trimis skirtingais bangų ilgiais: 1050 nm, 1064 nm ir 1070nm po implantavimo ir atkaitinimo; b) SESAM netiesinis moduliacijos gylis ir išotinio srautas po implantavimo H jonais bei atkaitinimo.

Kadangi atkaitinimo metu žemiausių energetinių būsenų lygmenys aktyvuojami pirmiausiai, parinkus ilgesnį atkaitinimo laiką arba atkaitinus aukštesnėje temperatūroje galima būtų atstatyti maža soties srautą ir prie trumpesnių spinduliuotės bangų ilgių. Tačiau labai svarbu kontroliuoti krūvininkų relaksacijos trukmę, kuri po SESAM atkaitinimo turi būti mažesnė negu 15 ps. Pamatavus H jonais implantuoto SESAM sužadavimo ir relaksacijos trukmes po atkaitinimo paaiškėjo (65 pav.), kad ties technologiškai svarbiu 1064 nm bangos ilgiu relaksacija yra  $\sim 15$  ps. Vadinasi, tolimesnis atkaitinimas galėtų sumažinti išotinio srautą, tačiau relaksacijos trukmė gali pailgėti ir viršyti itin trumpų impulsų lazerių stabilizavimui būtiną ribinę vertę. Siekiant palyginti, kaip sumažinama SESAM relaksacijos trukmė implantuojant lengvuosius ir sunkiuosius jonus, atidėtos As jonais implantuotų

SESAM krūvininkų relaksacijos kinetikos. Vadinasi implantuojant tiek sunkiuosius, tiek ir lengvuosius jonus galima efektyviai sumažina SESAM relaksacijos trukmes nuo  $\sim 390$  ps iki mažiau nei  $\sim 15$  ps.



**65 pav.** SESAM krūvininkų sužadavimo relaksacijos kreivių palyginimas po implantavimo H ir As jonais.

## 5.2 Išvados

1. Dirbant ties kvantinių duobių eksitoninės sugerties maksimumu, netiesinis sugerties moduliacijos gylis yra didžiausias, o įsotinimo srautas mažiausias. Tolstant nuo sugerties maksimumo į trumpesniųjų bangų pusę, sugerties įsotinimo srautas staigiai didėja, o moduliacijos gylis išlieka nedaug pasikeitęs.
2. SESAM įsotinimo srautą galima sumažinti naudojant rezonansinę struktūrą. Rezonansinis faktorius priklauso nuo lazerio bangos ilgio, o įsotinimo srautas sumažėja tiek pat, kiek ir padidėja rezonansinis faktorius. Ši sąlyga galioja ir atspindžio moduliacijos gyliui, kuris proporcingai padidėja. Tokiu būdu, trijų kvantinių duobių užtenka pasiekti  $\sim 9$  % SESAM atspindžio moduliacijos gylį, o srautą sumažinti iki  $\sim 11 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . Toks aukštoje temperatūroje užauginto SESAM įsotinimo srautas ir moduliacijos gylis pakankamas skaidulinio lazerio modų sinchronizacijai, tačiau ilgą  $\sim 390$  ps sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmę būtina sumažinti.
3. SESAM krūvininkų relaksacijos trukmę nuo  $\sim 390$  ps iki mažiau nei  $\sim 15$  ps galima sumažinti implantuojant tiek sunkiuosius, tiek ir lengvuosius jonus, tačiau struktūros modifikavimas vyksta skirtingai. Lengviesiems H jonams reikia mažesnės energijos prasiskverbti į SESAM struktūrą, todėl

implantavimo metu sukuriama lengviau atkaitinami taškiniai defektai, kurie nedaro įtakos krūvininkų sužadavimo trukmei, bet efektyviai sumažina krūvininkų relaksacijos trukmę. Tuo tarpu, sunkieji As jonai SESAM struktūroje sugeneruoja tiek sekliuosius, tiek ir giliuosius defektus bei sutrumpina abi – krūvininkų sužadavimo ir relaksacijos trukmes.

4. Implantavus sunkiuosius As jonus, stipriai padidėja SESAM soties srautas, todėl jį reikia atkaitinti. Atkaitinus ( $600\text{ }^{\circ}\text{C}$ , 20 min.), stebimas eksitoninės sugerties juostos maksimumo poslinkis į trumpesniųjų bangų pusę. Šio poslinkio dydis priklauso nuo implantavimo metodo. Mažesnis eksitoninės juostos maksimumo poslinkis stebimas As jonus nusodinant arti kvantinių duobių struktūros, o ne ją defektuojant pralekiančiais jonais. Pastarajam metodui reikia didesnės dozės, norint sukurti pakankamą defektų skaičių krūvininkų relaksacijos trukmei sumažinti iki tokios pat vertės.

5. Implantuojant lengvuosius (H) jonus, reikia dviem eilėm didesnės dozės nei implantuojant sunkiaisiais As jonais, norint sukurti pakankamai giliųjų defektų ir sumažinti SESAM relaksacijos trukmę iki  $\sim 15$  ps, stipriai nepadidinant sugėriklio soties srauto.

## 6 Vienasienių anglies nanovamzdelių sugėriklių taikymas skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai

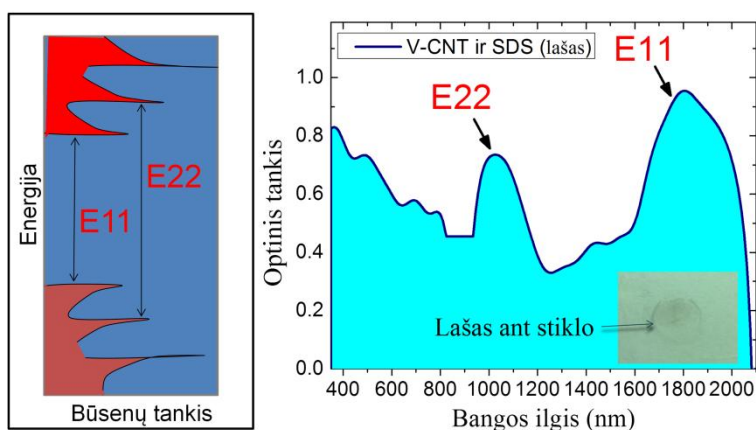
Alternatyva kvantinių duobių pagrindu veikiantiems SESAM tipo įsisotinantiems sugėrikliams gali būti unikalių optinių savybių vienasieniai anglies nanovamzdeliai (toliau V-CNT). V-CNT yra 1D struktūra, kurios spektre dažniausiai matomi net keli eksitoninės sugerties lygmenys, o pirmųjų dviejų sugertis dažnai yra vienodo intensyvumo. Nuo šių lygmenų padėties lazerio spinduliuotės bangos ilgio atžvilgiu priklauso ne tik netiesinės sugerties moduliacijos dydis, bet ir sugėriklio sotes srautas. Ties  $\sim 1 \mu\text{m}$  bangos ilgiu pirmąjį eksitoninės sugerties maksimumą turi tik labai mažo ( $< 1 \text{ nm}$ ) diametro puslaidininkinio tipo V-CNT [117], todėl juos pagaminti ir atskirti technologiškai sudėtinga. Alternatyviai galima naudoti didesnio diametro anglies nanovamzdelius ir dirbti ties jo antrąja eksitonine būseną. Šio tipo sugėriklio pirmasis eksitoninės sugerties maksimumas yra taip pat ties labai įdomiu „žmogaus akiai saugiu“  $\sim 2 \mu\text{m}$  bangos ilgiu, kuris gali būti pritaikomas medicinoje, arba panaudotas optinės komunikacijos srityje. Turėti V-CNT sugėriklių abiejų labai svarbių bangos ilgių srityje būtų praktiškai patogiu, todėl šiame darbe išbandyti dviejų rūšių anglies nanovamzdeliai, kurių pirmosios eksitoninės būsenos yra ties  $\sim 1 \mu\text{m}$  ir  $\sim 2 \mu\text{m}$  bangų ilgiais. Kitas anglies nanovamzdelių privalumas yra tai, kad nanometrinių dydžio daleles galima išskaidyti skystoje medžiagoje ir tada integruoti tiesiogiai į skaidulą. Be to, natūrali V-CNT sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmė yra pakankamai greita ( $< 1 \text{ ps}$ ), norint stabilizuoti pikosekundinės trukmės lazerių impulsus, todėl jų nereikia papildomai implantuoti ar kitaip modifikuoti.

Pirmojoje dalyje bus aprašomi anglies nanovamzdeliai, tinkantys skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai ties  $\sim 2 \mu\text{m}$  bangos ilgiu (I tipo), o antrojoje ties  $\sim 1 \mu\text{m}$  (II tipo). Taip pat, bus pristatytas naujas integravimo į skaidulą metodas, lazerinės abliacijos būdu suformavus specialų kelių mikronų pločio, ilgio ir gylio griovelį  $125 \mu\text{m}$  diametro skaiduloje.

## 6.1 Anglies nanovamzdeliai tulio ir holmio skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai (I tipas)

### 6.1.1 V-CNT sugėriklių gaminimo metodika

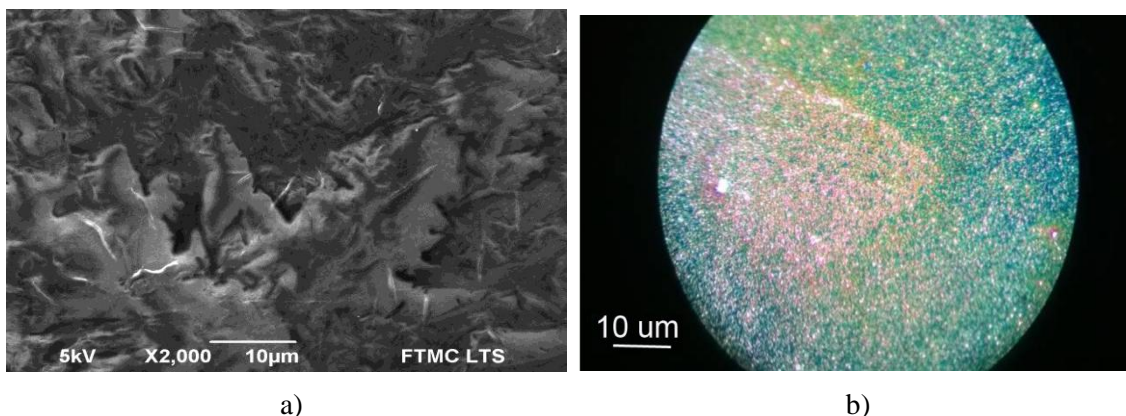
I tipas (~1.4 nm) anglies nanovamzdelių pirmasis ir antrasis eksitoniniai maksimumai yra ties 1064 nm ir 1910 nm bangos ilgiais. Dėl silpnų cheminių Van der Valso ryšių tarp atskirų nanovamzdelių, V-CNT yra pakankamai lengva išskaidyti, naudojant įprastus paviršiaus aktyvatorius [66]. Mažesnio diametro (~0.8 nm) II tipo anglies nanovamzdelių pirmoji eksitoninė sugerties juosta yra ties ~1 μm, tačiau juos yra sunkiau atskirti nei I tipo anglies nanovamzdelius dėl stiprios tarpusavio sąveikos. I ir II tipo V-CNT gamybos technologija skirtinga. I tipo anglies nanovamzdeliai pagaminti naudojant išlydžio lanko, o II tipo - cheminių garų nusodinimo metodą [78]. 66 pav. pavaizduota schematinė anglies nanovamzdelių lygmenų sistema (kairėje), o E11 ir E22 atitinka pirmąjį ir antrąjį eksitoninės sugerties tarpjuostinį perėjimą. Šie perėjimai matomi I tipo V-CNT sugerties spektre (dešinėje), ties kuriais yra staigus sugerties padidėjimas. Panašaus diametro, bet skirtingų tipų anglies nanovamzdelius atskirti sunku, todėl jų eksitoninės juostos dažnai persikloja, o spektro plotis išplinta [118]. Atskirti nanovamzdelius vieną nuo kito yra svarbu, nes susijungę jie ekranuoja cheminius ryšius, kurie lemia netiesines sugėriklio savybes – netiesinį sugerties



66 pav. Anglies nanovamzdelių spektrinės savybės. Kairėje – eksitoninės sugerties lygmenys. Dešinėje – I tipo anglies nanovamzdelių eksperimentiškai išmatuotas tiesinės sugerties spektras.

moduliacijos gylį ir įsotinimo srautą [77]. Jų atskyrimui dažnai naudojama ultragarso energija ir įvairūs paviršiaus aktyvatoriai, kurie skaidymo metu neduoda V-CNT konglomeruotis.

67a pav. pavaizduota ant stiklo užlašintų I tipo (pagamintų *Nanointegris*) anglies nanovamzdelių, išskaidytų naudojant SDS (angl. sodium dodecyl sulfate) suspensiją, skenuojančio elektronų mikroskopo nuotrauka. Išdžiuvęs lašo paviršius yra nelygus, su įvairaus aukščio salelėmis, todėl dažnai stebima optinės spinduliuotės sklaida, kuri padidina sugėriklio neįsisotinamą nuostolius. Pavienės pailgos šviesesnės lazdelės yra anglies nanovamzdeliai, kurie yra įmobilizuoti išdžiuvusioje SDS masėje, todėl yra gerai atskirti vienas nuo kito. 67b pav. pavaizduota optinio mikroskopo nuotrauka, kurioje matyti tankiai švytintys taškai (siejami su atskirtais nanovamzdeliais) yra gana homogeniškai pasiskirstę ir be didesnių konglomeratų.

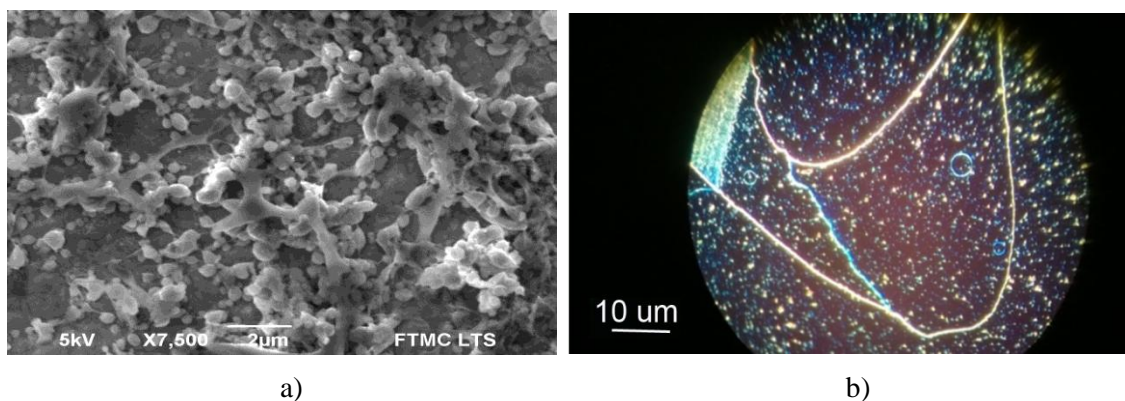


**67 pav.** Anglies nanovamzdeliai, išskaidyti naudojant SDS paviršiaus aktyvatorių ir nusodinti ant stiklo padėklo: a) SEM nuotrauka; b) optinio mikroskopo nuotrauka.

Norint dengti tolygias dangas ant stiklo ar veidrodžio paviršiaus, SDS vandeninėje terpėje nebuvo tinkami, todėl juos reikėjo pakeisti kito tipo aktyvatoriumi. Be to, SDS nėra atsparus intensyviai optinei spinduliuotei [78]. Todėl dejonizuoto vandens ir SDS suspensija buvo pakeista į etanolio, o anglies nanovamzdelių paviršius modifikuotas P4VP polimeru. Šio polimero ilgos grandinės gali apsimyti aplink pailgus anglies nanovamzdelius, nesudarydami ryšio su jų funkcinėmis grupėmis, todėl neekranuoja ir išsaugo atskirų nanodalelių optines savybes [78]. 68a pav. matome P4VP polimerines grandines, tarp kurių gali būti įterpti anglies nanovamzdeliai. Kadangi

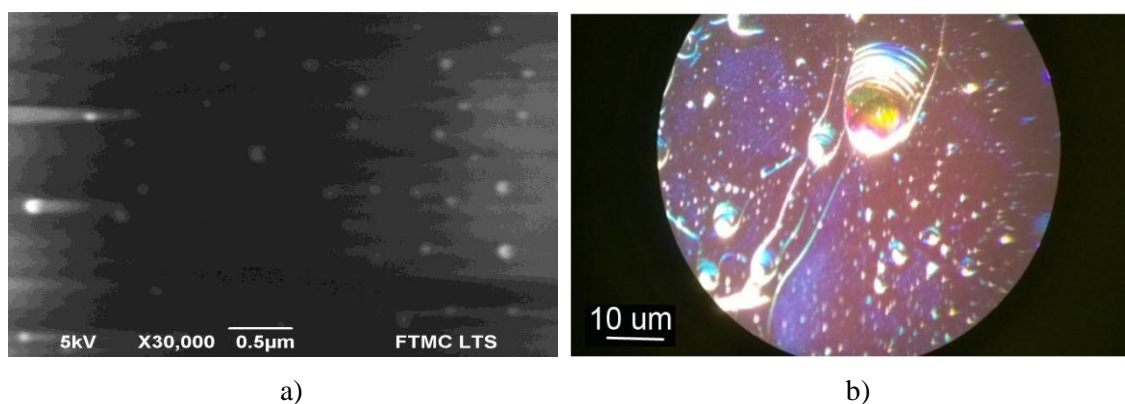


polimero grandinės yra daug didesnės už V-CNT diametrą, jomis gali būti apraizgyti ne pavieniai, o keli neiškaidyti nanovamzdeliai. Tai matyti 68b pav. pavaizduotoje optinio mikroskopo nuotraukoje su ant sidabrinio veidrodžio nusodintais I tipo anglies nanovamzdeliais, išskaidytais naudojant P4VP. Skirtingai nei SDS atveju, fluorescuoja ne pavieniai ir smulkūs, o didesnių gabaritų konglomeratai.



**68 pav.** Anglies nanovamzdeliai, išskaidyti P4VP paviršiaus aktyvatoriumi ir nusodinti ant sidabrinio veidrodžio: a) SEM nuotrauka; b) optinio mikroskopo nuotrauka.

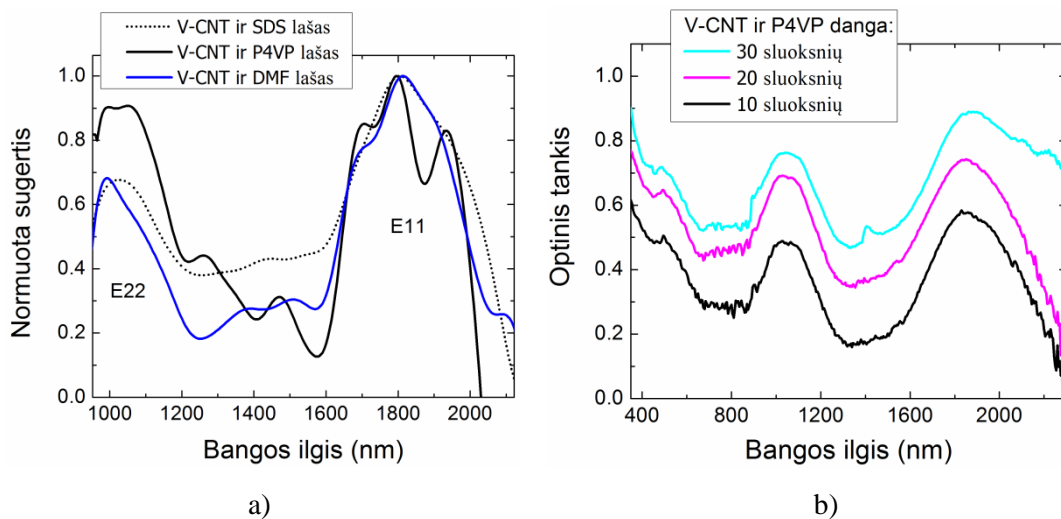
Taip pat, buvo išmėgintas trečias anglies nanovamzdelių skaidymo metodas, naudojant skystą DMF tirpiklį. Šio tirpiklio funkcinės grupės gali prisijungti prie hidrofobinio anglies nanovamzdelio paviršiaus ir maišymo metu nutraukti Van der Valso ryšio sujungtas atskiras nanodaleles [66]. Tačiau šiam skaidymo metodui turi būti naudojama didelė maišymo jėga, todėl dažnai V-CNT yra suardomas. Tai matyti 69a pav., kur atskiri švytintys taškai yra sutrumpinti I tipo anglies nanovamzdeliai. 69b pav. pavaizduotas ant



**69 pav.** Anglies nanovamzdeliai, išskaidyti DMF tirpale ir nusodinti ant stikliuko: a) SEM nuotrauka; b) optinio mikroskopo nuotrauka.

veidroduko išdžiūvusio I tipo anglies nanovamzdelių, išskaidytų DMF tirpale, lašo nuotrauka. Fluorescuojantys taškai yra pavieniai ir nesudaro didelių konglomeratų.

70a pav. pavaizduoti trimis skirtingais paviršiaus aktyvatoriais – SDS, P4VP ir DMF išskaidytų anglies nanovamzdelių sugerties spektrai. Stebimi ryškūs E11 ir E22 sugerties juostų maksimumai. Tiesiniame skaidulinio lazerio rezonatoriuje patogiausia naudoti atspindintį išisotinantį sugėriklių. Jį galima pagaminti padengiant ploną anglies nanovamzdelių sluoksnį ant didelio atspindžio veidrodžio. Geriausias būdas formuoti tolygią dangą yra lašinti suspensiją sukant padėklą pastoviu greičiu (angl. Spin coating). Kadangi



**70 pav.** I tipo anglies nanovamzdeliai: a) trim skirtingais paviršiaus aktyvatoriais (SDS, P4VP ir DMF) išskaidytų anglies nanovamzdelių spektrai; b) anglies nanovamzdelių sugertis, skaidant juos P4VP paviršiaus aktyvatoriais. Optinis tankis proporcingai didėja, didinant dangų skaičių.

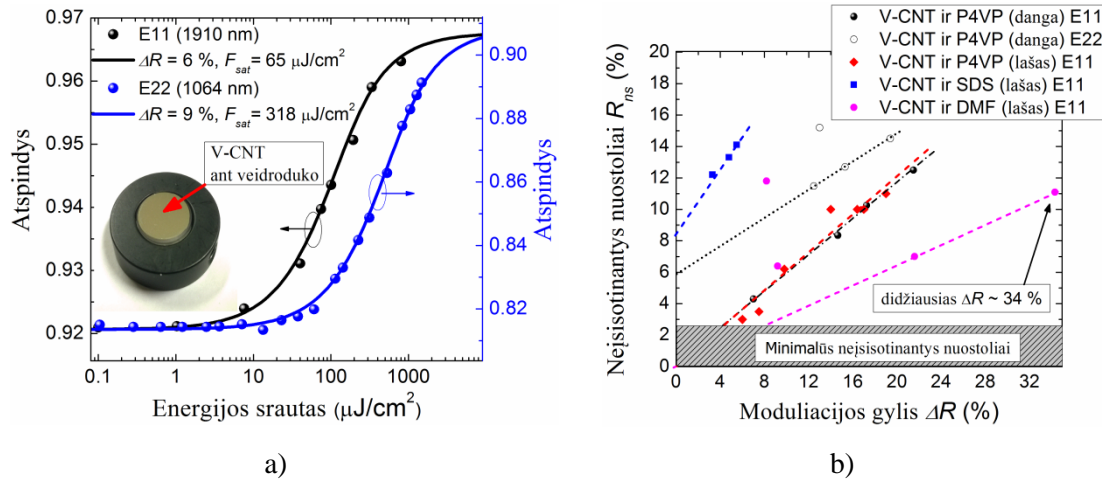
skystis dengimo metu turi išgaruoti, anglies nanovamzdeliai etanolyje buvo tinkamiausia suspensija. Dangos buvo formuojamos ant paprasto sidabru padengto veidrodžio, sukant padėklą 2500 apsisukimų per minutę greičiu. 70b pav. pavaizduota, kaip keičiasi V-CNT sugerties spektrai, padengus 10, 20 ir 30 plonų sluoksnių. Didinant dangos storį, galima padidinti V-CNT veidrodžio sugertį, tačiau didėja ir sugertis tarp eksitoninių sugerties juostų, kuri yra siejama su neįsisotinčiais sugėriklio nuostoliais.

Siekiant nustatyti netiesines anglies nanovamzdelių sugėriklių veidrodžio (toliau M-CNT) savybes, buvo atliktas netiesinio atspindžio

matavimo eksperimentas. Matavimai atlikti ties 1910 nm ir 1064 nm bangų ilgiais, netoli E11 ir E22 sugerties maksimumų. Ties 1064 nm bangos ilgiu naudotas netiesinio atspindžio matavimo stendas, kuris aprašytas 2 skyriuje. Matavimui ties ilgesnių bangų sritimi panaudotas impulsinis skaidulinis lazeris, kurio aktyvią terpę sudarė tulio ir holmio jonais legiruota skaidula, kaupinama nuolatinės veikos 1550 nm bangos ilgio erbio skaiduliniu lazeriu (spinduliuotė įvedama per optinį komutatorių). Tokio lazerio tiesinio rezonatoriaus kraštiniais veidrodžiais buvo: didelio atspindžio (95 %) kilpinis veidrodis ir SESAM ( $\Delta R \approx 10\%$ ,  $R_0 \approx 82\%$ ), kuris taip pat atliko įsisotinčio sugėriklio funkciją impulsų stabilizavimui. Ties 1910 nm bangos ilgiu, lydyto kvarco dispersija yra anomali, todėl pasiekti solitoninį lazerio režimą galima be čirpuotos Brego gardelės, kuri būtina iterbio skaiduliniams lazeriams. Kadangi lazeris gerai toleravo įvedamus nuostolius, ~50 % krentančios ant SESAM spinduliuotės buvo išvedama iš rezonatoriaus ir panaudota netiesinio atspindžio matavimui, kurio schema analogiška 2 skyriuje aprašytai sistemai. Lazeris generavo ~1 ps trukmės optinius impulsus, kurių pasikarojimo dažnis ~35 MHz, o galia ~13 mW. Tokių parametrų pakako pasiekti daugiau nei 700  $\mu\text{J}/\text{cm}^2$  srautą ant matuojamo bandinio, naudojant ~8  $\mu\text{m}$  diametro dėmę.

M-CNT (P4VP) atspindžio pokytis nuo energijos srauto pavaizduotas 71a pav. Padengus vienodą skaičių dangų ( $n = 10$ ), netiesinis atspindžio moduliacijos gylis buvo panašus, tačiau soties srautas ties 1064 nm bangos ilgiu buvo daugiau nei penkis kartus didesnis ( $F_{sat} = 318 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ), nei ties 1910 nm (~65  $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ ). 71b pav. pavaizduota, kaip keičiasi M-CNT (P4VP) netiesinis atspindžio moduliacijos gylis ir neįsisotinantis nuostoliai didinant anglies nanovamzdelių dangų skaičių (juodi pilnaviduriai ir tuščiaviduriai taškai). Didėjant atspindžio moduliacijos gyliui, tiesiškai padidėja ir neįsisotinantis nuostoliai, tačiau ties E11 sugerties maksimumu šie nuostoliai yra mažesni nei ties E22 būsenai. Didžiausias atspindžio moduliacijos gylis tiek E11, tiek ir E22 būsenoms siekė ~20 %. Taip pat, buvo pagaminti M-CNT, naudojant kitus paviršiaus aktyvatorius – SDS ir DMF, o dangos suformuotos paprasto lašinimo metodu (angl. drop coating), palaukiant kol skystis išgaruos.

Geriausias moduliacijos gylio ir neįsisotinamųjų nuostolių santykis ties E11 būseną buvo M-CNT, kuris pagamintas iš anglies nanovamzdelių ir DMF suspensijos (rožinė kreivė). Sugėriklio maksimalus atspindžio moduliacijos gylis siekė  $\Delta R = 34\%$ .

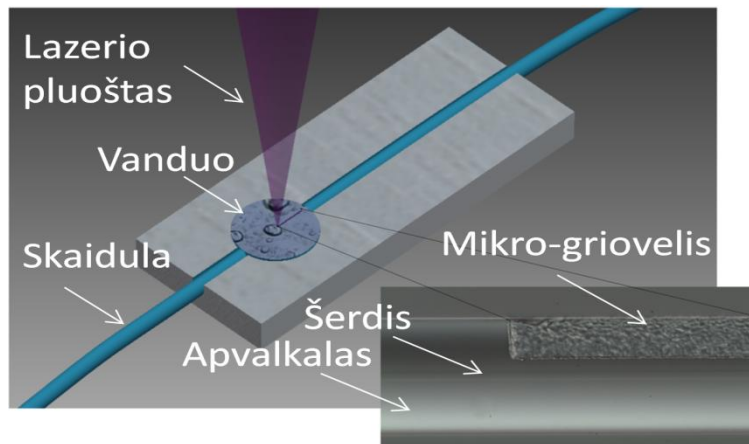


**71 pav.** I tipo anglies nanovamzdelių netiesinės savybės: a) netiesinio atspindžio palyginimas ties E11 (1910 nm) ir E22 (1064 nm) juostomis; b) neįsisotinamųjų nuostolių ir netiesinio atspindžio moduliacijos gylio santykiai, skaidant anglies nanovamzdelius skirtingais paviršiaus aktyvatoriais.

### 6.1.2 V-CNT integravimas į optinės skaidulos mikrogriovelį

Skirtingai nei SESAM tipo sugėrikliai, skystyje išskaidyti anglies nanovamzdeliai gali būti integruojami į bet kokią plyšį, porėtą struktūrą, polimerą ar optinius komponentus, nenaudojant sudėtingos aparatūros. Todėl anglies nanovamzdeliai yra puiki medžiaga, norint pagaminti visiškai į skaidulą integruotą įsisotinamą sugėriklį (toliau SM-CNT) skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai. Šiame skyriuje aprašomas unikalus V-CNT integravimo į skaidulą metodas, kuriuo netiesinis optinis elementas formuojamas  $125 \mu\text{m}$  diametro optinėje skaiduloje, lazerinės abliacijos būdu pagamintame mikrometrinių matmenų griovelyje. Griovelio gylis parenkamas taip, kad V-CNT sąveikautų su optinės spinduliuotės lauku, sklindančiu aplink optinės skaidulos šerdį, o keičiant anglies nanovamzdelių sąveikos su šiuo lauku ilgį, galima keisti įsisotinamo sugėriklio netiesines optines savybes [67]. Kadangi šis laukas yra mažo intensyvumo, taip integruoto SM-CNT sugėriklis turėtų būti atsparesnis optinės spinduliuotės poveikiui nei V-CNT ant veidrodko.

72 pav. pavaizduotas mikrogriovelio formavimo optinėje skaiduloje principas. Pikosekundinio lazerio pluoštas yra aštriai fokusuojamas ant skaidulos paviršiaus. 125  $\mu\text{m}$  diametro optinė skaidula yra patalpinta vandenyje tam, kad jis aušintų abliuojamą paviršių, o kadangi vandens lūžio rodiklis yra artimas stiklo lūžio rodikliui, išvengiama papildomo lazerio pluošto sufokusavimo dėl išgaubto skaidulos paviršiaus. Keičiant skaidulos padėtį, lazeriu išabliuojamas norimų matmenų griovelis, o įsiskverbimo gylis kontroliuojamas stebint skaidula sklindančio 1064 nm bangos ilgio lazerinio



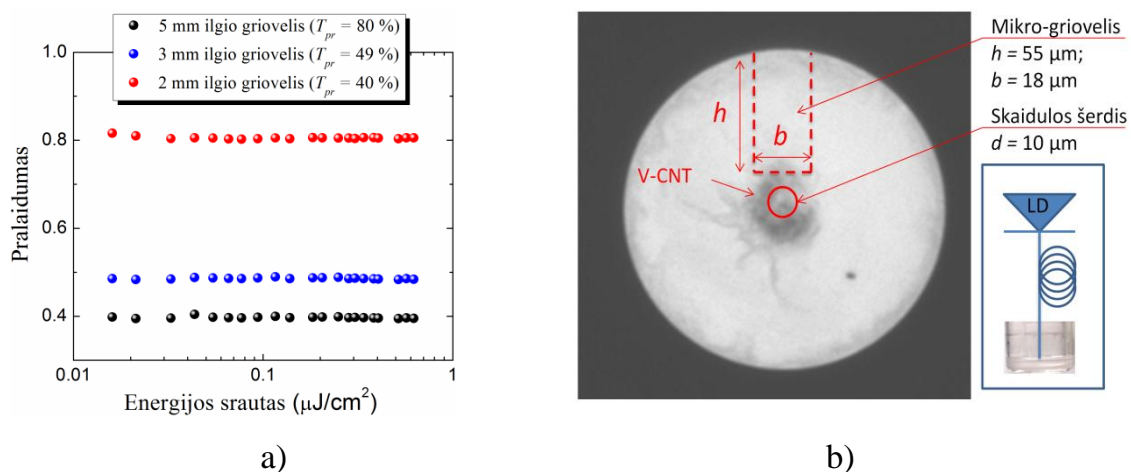
**72 pav.** Mikrogriovelio abliavimo optinėje skaiduloje principas: skaidula įtvirtinama stiklo padėkliuke, o femosekundiniu lazeriu suformuojamas norimų matmenų mikro-griovelis keičiant padėkliuko su skaidula padėtį. Dešiniajame kampe pavaizduota tokiu būdu suformuoto mikrogriovelio nuotrauka.

diodo spinduliuotę. 72 pav. apačioje įterpta skaiduloje suformuoto mikrogriovelio optinio mikroskopo nuotrauka.

Tokiu būdu vienamodėje skaiduloje (MFD~10  $\mu\text{m}$ ) buvo suformuoti trys mikrogrioveliai, kurių plotis pasirinktas vienodas – 18  $\mu\text{m}$ , o ilgiai – 2, 3 ir 5 mm. Sąveikaujančios spinduliuotės lauko dydį griovelyje buvo galima kontroliuoti keičiant griovelio gylį, kuris parinktas pagal aktyviai stebimus nuostolius. 73a pav. pavaizduoti trijų skirtingų mikro-griovelių pralaidumai prie skirtingų spinduliuotės intensyvumų. Matavimas atliktas skaidulinių pikosekundiniu osciliatoriumi, veikiančiu ties 1064 nm bangos ilgiu. Nebuvo pastebėta jokių netiesinių poliarizacinių efektų [61]. Gaminimo metu, nuostoliai vandenyje varijavo 20-30 % ribose, tačiau išdžiovinus skaidulą šie nuostoliai tapo didesni, nes vandens ir oro lūžio rodikliai skirtingi. Didžiausi

pralaidumo nuostoliai ore buvo skaidulos su 5 mm ilgio grioveliu (~60%), o mažiausi – su 2 mm ilgio grioveliu (~20 %). Didesni mikro-griovelių nuostoliai reiškia, kad sąveika tarp skaiduloje sklindančios spinduliuotės lauko ir anglies nanovamzdelių bus didžiausia.

Norint integruoti anglies nanovamzdelius į mikro-griovelį, galima paprastai lašinti suspensiją ant skaidulos paviršiaus. Tačiau tokiu būdu kontroliuoti nusodintų nanodalelių kiekį yra sunku, todėl pasirinktas optiškai sužadintų nanodalelių nusodinimo metodas [119]. Optiniam nanodalelių suspensijos sužadanimui naudotas nuolatinės veikos lazerinis diodas, kurio centrinis bangos ilgis yra 980 nm. Šiuo metodu, skystyje esantys nanovamzdeliai nusodinami tose mikro-griovelio vietose, kur yra pakankamas optinės spinduliuotės intensyvumas (stipriausias sąveikos laukas). Šio metodo principas, pavaizduotas 73b pav. Raudonas apskritimas nurodo skaidulos šerdies dydį, o ties šiuo apskritimu esanti tamsesnė sritis yra ant skaidulos galo nusodinti V-CNT. Raudona brūkšninė linija apibrėžia skaiduloje išabliuoto griovelio pjūvį, naudojant realius matmenis. Griovelio apatinė dalis ribojasi su užtamsėjusia sritimi, todėl net ir mažo sąveikaujančio lauko intensyvumo pakanka nusodinti anglies nanovamzdelius. Šiuo metodu į mikro-griovelį buvo integruoti I tipo (~1.4 nm) anglies nanovamzdeliai. Skaidula su mikrogrioveliu buvo apšviečiama 196 mW lazerinio diodo galia, kurio centrinis bangos ilgis –

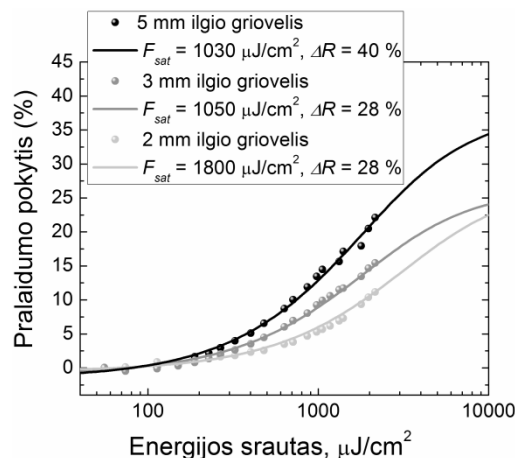


73 pav. a) Optinės skaidulos su 2 mm, 3 mm ir 5 mm ilgio mikrogrioveliais pralaidumas ties 1064 nm (be V-CNT). b) Optinio anglies nanovamzdelių nusodinimo principas: optinė spinduliuotė sklinda vienamodėje skaiduloje, o anglies nanovamzdeliai nusėda aplink optinės skaidulos šerdį.



980 nm. Ant skaiduloje išabliuoto mikrogriovelio buvo užlašinama V-CNT ir P4VP suspensija. Stebint optinės spinduliuotės pralaidumą, buvo šviečiama tol, kol pasiekti papildomi nuostoliai (~30 %).

Optinės spinduliuotės lauko sąveika su anglies nanovamzdeliais, nusodintais optinės skaidulos mikro-griovelyje SM-CNT ties 1064 nm bangos ilgiu pavaizduota 74 pav. 2 ir 3 mm ilgio SM-CNT netiesinis pralaidumo moduliacijos gylis buvo apytiksliai vienodas ( $\Delta T = 28 \%$ ), tačiau įsotinimo srautas skyrėsi ~1.5 karto ( $F_{sat\_3mm} = 1050 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ , o  $F_{sat\_2mm} = 1800 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ). Šie SM-CNT soties srautai buvo skirtingi dėl to, kad 2 mm griovelio pralaidumo nuostoliai mažesni už 3 mm, o tai lėmė mažesnę sąveikos lauko intensyvumą. 5 mm ilgio SM-CNT mikrogriovelio netiesinis pralaidumo moduliacijos gylis buvo didžiausias ( $\Delta T = 40 \%$ ), o soties srautas –  $1030 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . Kadangi matavimai atlikti ties E22 sugerties juostos maksimumu, ties E11 būseną būtų galima tikėtis kelis kartus mažesnio soties srauto (~ $195 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ), kuris dar yra tinkamas skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai.

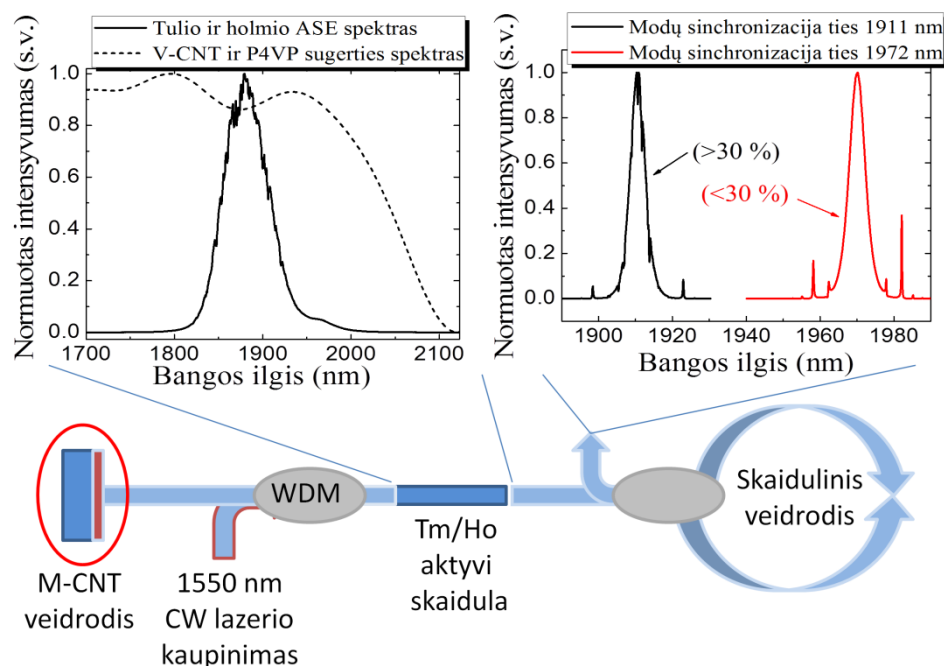


74 pav. Anglies nanovamzdeliais padengtų mikrogriovių netiesinio pralaidumo kreivės. Grioveliai buvo trijų skirtingų ilgių – 5 mm, 3 mm ir 2 mm.

### 6.1.3 Tulio ir holmio skaidulinio lazerio modų sinchronizacija I tipo V-CNT

I tipo anglies nanovamzdeliai, kurių E11 ir E22 eksitoninės sugerties būsenos yra ties ~2  $\mu\text{m}$  ir ~1  $\mu\text{m}$  bangų ilgiais buvo išbandyti tulio ir holmio retųjų žemių jonais legiruotos aktyvios terpės skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai. 75 pav. pavaizduota tipinė tokio lazerio schema. Jis

kaupinamas 1550 nm bangos ilgio nuolatinės veikos erbiu legiruotos aktyvios terpės skaiduliniu lazeriu, kurio spinduliuotė į rezonatorių įvedama skaiduliniu mikro-optiniu bangos ilgių tankintuvu (WDM). Optinį rezonatorių sudaro kilpinis (atspindys ~95 %) ir M-CNT veidrodžiai, tarp kurių įvirinta aktyvi tulio ir holmio jonais legiruota aktyvi skaidula, kurios sustiprintos spontaninės emisijos (ASE) spektras pavaizduotas 75 pav. kairėje. Skaidulinio lazerio modų sinchronizacija buvo pasiekta ties ~1911 nm ir ~1972 nm bangų ilgiais, o impulsų spektrai pavaizduoti 75 pav. dešinėje. Lazeris generavo ties trumpesniu bangos ilgiu (~1911 nm) tik įvedus į rezonatorių papildomus ~30 % nuostolius. Jų neįvedus, lazerio modų sinchronizacija vyko ties ~1972 nm bangos ilgiu. Antriniai spektriniai maksimumai indikuoja, kad impulsas yra solitoninis. Impulsų pasikartojimo dažnis buvo 23 MHz, o gausinio impulso spektro plotis kito 4-5 nm intervale, kuris atitiko ~1 ps spektriškai ribotą impulsą. Lazerio slenkstinė išėjimo galia ties 1911 nm buvo 0.8 mW, o ties 1972 nm – 2.5 mW.

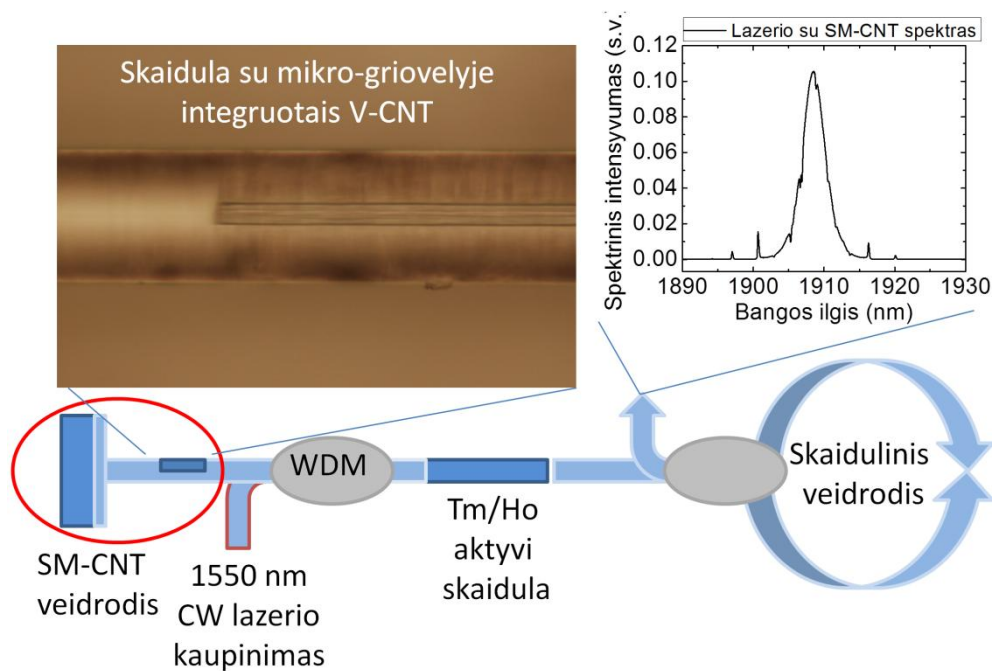


75 pav. Tm/Ho skaidulinio lazerio principinė schema: WDM – bangos ilgių tankintuvas, M-CNT – anglies nanovamzdeliais padengtas veidrodukas, ASE – sustiprinta spontaniinė spinduliuotė. Kairėje – normuoti Tm/Ho aktyvios skaidulos ASE (ištininė linija) ir anglies nanovamzdelių sugerties (punktyrinė linija) spektrai. Dešinėje – lazerio impulsų spektrai ties dviem skirtingais bangų ilgiais.

Taip pat, modų sinchronizacijai buvo išbandyti I tipo anglies nanovamzdeliai, integruoti į skaidulinį mikrogriovelį. Tokio lazerio principinė



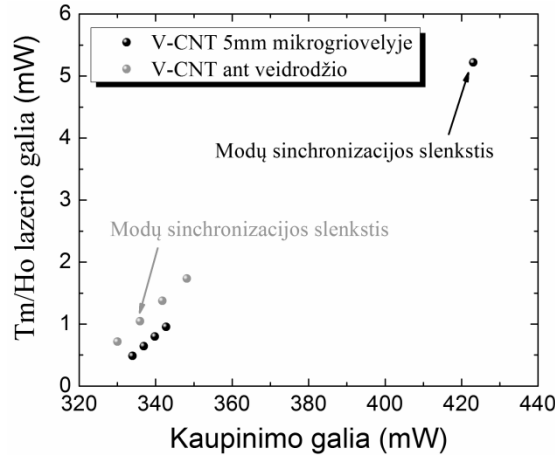
schema pavaizduota 76 pav., kuri buvo identiška prieš tai aprašytam lazeriui, tik vietoje M-CNT buvo naudojamas SM-CNT skaidula ir sidabru dengtas veidrodis (atspindys ~98 %). Buvo naudojamas SM-CNT su 5 mm ilgio mikrogrioveliu. 76 pav. dešinėje pavaizduotas tokio lazerio išėjimo impulso spektras, kurio plotis pusės aukštyje ~3.5 nm. Toks spektro plotis atitinka ~1.5 ps spektriškai riboto impulso trukmę. Lazerio impulso pasikartojimo dažnis buvo 23 MHz, o galia ties modų sinchronizacijos slenksčiu – 0.5 mW.



**76 pav.** Tm/Ho skaidulinio osciliatoriaus principinė schema. Kairėje – mikrogriovelio su nusodintais anglies nanovamzdeliais nuotrauka. Dešinėje – sinchronizuotų modų lazerio impulsų spektras.

Skaidulinių lazerių su dviem skirtingai integruotų I tipo anglies nanovamzdelių sugėrikliais M-CNT ir SM-CNT slenkstinės išėjimo charakteristikos pavaizduotos 77 pav. Kadangi SM-CNT sugėriklio tiesiniai pralaidumo nuostoliai buvo dideli, norint sulyginti bendrus lazerių rezonatoriaus nuostolius, M-CNT pralaidumas sumažintas, įvedant ~40 % nuostolių. Lazerio su SM-CNT startavimo slenkstis buvo daug aukštesnis už lazerio su M-CNT. Pirmasis startavo ne nuo vieno, o kelių impulsų režimo, prie ~423 mW kaupinimo galios, ties kuria lazerio išėjimo galia – 5 mW. Tuo tarpu, lazerio su M-CNT išėjimo galia ties slenksčiu buvo penkis kartus mažesnė (1 mW) prie ~335 mW kaupinimo. Tačiau mažinant kaupinimo galią,

lazerio modų sinchronizacijos slenkstis pasiektas prie labai panašių išėjimo verčių: 0.75 mW su SM-CNT ir 0.5 mW su M-CNT. Sunkų lazerio startavimą gali lemti didesnis SM-CNT sotes srautas.



77 pav. Osciliatoriaus slenkščių palyginimas, modas sinchronizuojant dviejų skirtingų tipų anglies nanovamzdelių sugėriklius: V-CNT padengtų ant sidabrinio veidrodžio ir integruotų mikrogriovelyje. Rodyklės žymi modų sinchronizacijos startavimo slenkstį. Lazerio dažnis abiem atvejams vienodas ( $\nu \approx 23$  MHz).

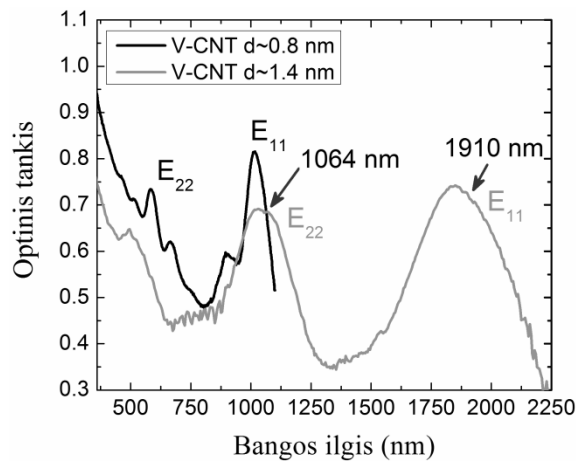
Šiame skyriuje buvo apžvelgta tulio ir holmio aktyvios terpės skaidulinių lazerių modų sinchronizacija I tipo anglies nanovamzdeliais. Ant veidrodžio nusodinti V-CNT yra tinkama medžiaga skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai ties  $\sim 2$   $\mu\text{m}$  bangos ilgiu, tačiau 5 mm ilgio mikrogriovelyje integruotų anglies nanovamzdelių sąveika su sklindančiu optiniu lauku yra nepakankama, siekiant inicijuoti patikimą tokio lazerio startavimą. Taip pat, stebimi ryškūs anglies nanovamzdelių netiesinių optinių parametru degradacijos požymiai, todėl kas kelias valandas reikėjo keisti darbinį tašką ant M-CNT sugėriklio.

## 6.2 Anglies nanovamzdeliai iterbio aktyvios terpės skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai (II tipas)

### 6.2.1 II tipo anglies nanovamzdeliai ir jų optinės savybės

78 pav. pavaizduoti I ( $d \sim 1.4$  nm) ir II ( $d \sim 1.4$  nm) tipo anglies nanovamzdelių tiesinės sugerties spektrai. II tipo anglies nanovamzdelių (juoda kreivė) pirmosios E11 būsenos sugerties maksimumas buvo ties  $\sim 1014$  nm, netoli I tipo V-CNT (mėlyna kreivė) E22 maksimumo ( $\sim 1046$  nm). Be to, II tipo anglies nanovamzdelių eksitoninių būsenų sugerties spektro pločiai yra

daug siauresni. Taip gali būti todėl, kad ne visi pagamintų V-CNT diametrai (kurie lemia sugerties spektro bangos ilgį) būna vienodi, o mažesnių matmenų nanodalelė turi mažiau panašių rūšių anglies nanovamzdelių, nes susukimų skaičius ribotas dėl mažo atomų skaičiaus gardelės elemente. Norint atskirti labai mažo diametro ( $d \sim 0.8$  nm) V-CNT, reikia naudoti didelę ultragarso jėgą ir tinkamą paviršiaus aktyvatorių. II tipo anglies nanovamzdelius pavyko išskaidyti tik naudojant DMF tirpiklį, o didelė skaidymo jėga galėjo sugeneruoti papildomų struktūrinių defektų.

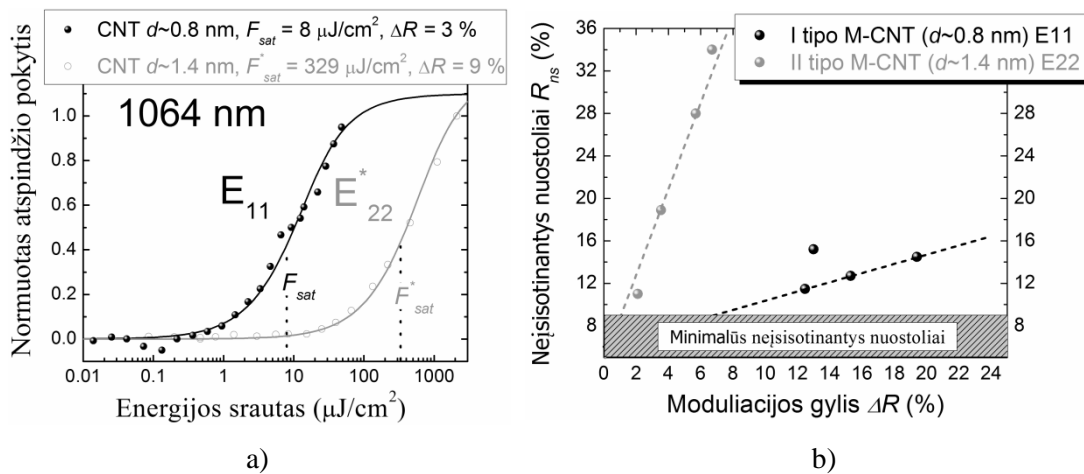


**78 pav.** I ( $d \sim 1.4$  nm) ir II tipo ( $d \sim 0.8$  nm) anglies nanovamzdelių įsisotinamųjų sugėriklių veidrodžių tiesinių pralaidumo spektrų palyginimas.

79a pav. pavaizduotos eksperimentiškai išmatuotos skirtingų tipų M-CNT netiesinio atspindžio kreivės ties 1064 nm. II tipo anglies nanovamzdelių (E11) įsotinimo srautas yra labai mažas  $F_{sat} = 8 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . SESAM tipo sugėrikliuose toks mažas srautas gali būti pasiektas tik formuojant rezonansinę struktūrą, o auginimo technologija turi būti labai tiksli ir sudėtinga [106]. I tipo M-CNT, ties tuo pačiu 1064 nm bangos ilgiu (atitinka E22 būseną) soties srautas yra net  $\sim 40$  kartų didesnis ( $F_{sat} = 329 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ).

Buvo palyginta, kaip keičiasi I ir II tipų M-CNT neįsisotinamųjų nuostoliai ties 1064 nm bangos ilgiu, didinant sugėriklių netiesinį atspindžio moduliacijos gylį (79b pav.). Abiejų tipų bandiniams, prie didesnio  $\Delta R$ , neįsisotinamųjų nuostoliai tiesiškai didėjo. Tačiau nors II tipo M-CNT sugėriklio soties srautas labai mažas ( $F_{sat} = 8 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ), neįsisotinamųjų nuostoliai buvo daug didesni nei I tipo anglies nanovamzdeliams ties E22

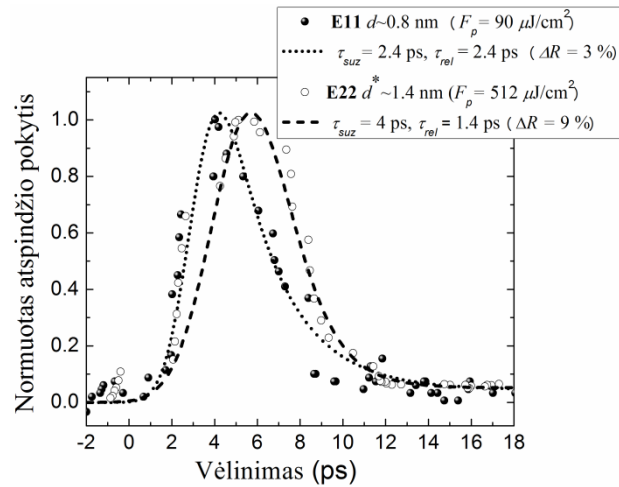
būsena. Didelis neįsisotinančių nuostolių kiekis II tipo M-CNT galėjo būti dėl nepakankamo anglies nanovamzdelių išskaidymo DMF tirpiklyje. Tinkamai neišskaidžius anglies nanovamzdelių, stipriai padidėja sklaida, kuri ir yra vienas iš neįsisotinančių nuostolių šaltinis [78]. Kita priežastis galėjo būti naudota didelė skaidymo energija, kuri dažnai suardo anglies nanovamzdelio struktūrą ir sugeneruoja papildomų defektų. Šie defektai taip pat gali padidinti tiesinius anglies nanovamzdelių nuostolius [120].



**79 pav.** I ir II tipo anglies nanovamzdelių įsisotinančių sugėriklių veidrodžių M-CNT savybių palyginimas ties 1064 nm bangos ilgiu: a) netiesinio atspindžio matavimas; b) sugėriklių neįsisotinantys nuostoliai ties skirtingais netiesiniais atspindžio moduliacijos gyliais.

Taip pat, pamatuotos I ir II tipo anglies nanovamzdelių sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmės (80 pav.). I tipo V-CNT krūvininkai buvo sužadinami per  $\sim 4$  ps, o II tipo greičiau – per  $\sim 2.4$  ps. Greitesnis krūvininkų sužadinimas gali būti siejamas su tuo, kad II tipo V-CNT sugeneruotos elektrono ir skylės poros turi anihiliuoti iš  $E_{11}$  juostos, į kurią yra žadinami, o I tipo V-CNT iš  $E_{22}$  eksitoninės juostos turi pasiekti  $E_{11}$  būseną ir tik tada rekombinuoti [61]. Bet jei nėra pakankamai defektų lygmenų tarp  $E_{11}$  ir  $E_{22}$  būsenų, sužadinimas vyksta lėčiau. Priešingai negu sužadinimas, I tipo V-CNT krūvininkų relaksacija buvo greitesnė ( $\sim 1.6$  ps) nei II tipo anglies nanovamzdelių ( $\sim 2.4$  ps). Greitesnė relaksacija gali būti siejama su Ože rekombinacija, nes I tipo V-CNT sužadinimas vyksta į  $E_{22}$  būseną, todėl sugeneruojamas didesnis surišųjų krūvininkų porų skaičius, nuo kurio priklauso Ože rekombinacijos tikimybė [121]. Tiek I tipo, tiek ir II tipo anglies

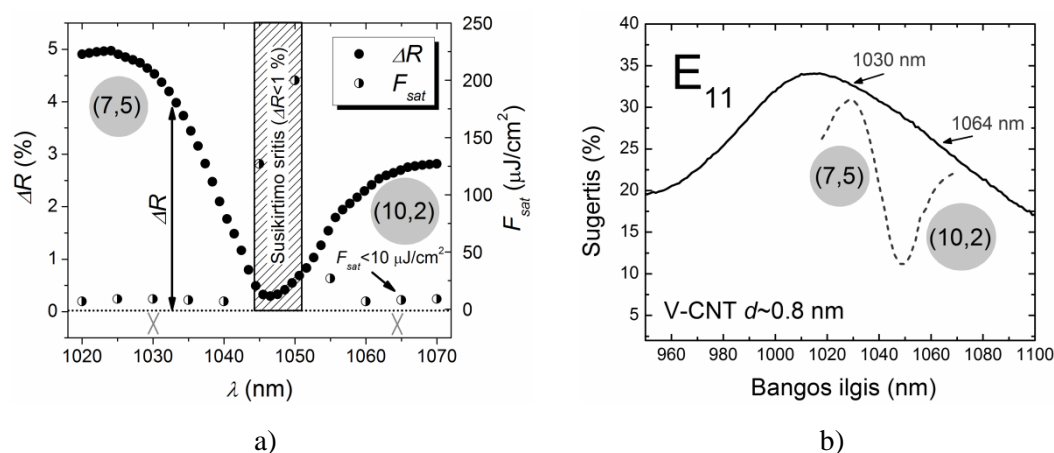
nanovamzdelių relaksacija yra pakankamai greita ( $<3$  ps), norint stabilizuoti itin trumpus skaidulinio lazerio impulsus.



**80 pav.** I ( $d \sim 1.4$  nm) ir II ( $d \sim 0.8$  nm) tipo anglies nanovamzdelių sugėriklių sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmės matavimas ties 1064 nm bangos ilgiu.

81a pav. pavaizduoti II tipo ( $\sim 0.8$  nm) M-CNT netiesinis atspindžio moduliacijos gylis  $\Delta R$  ir įsotinimo srautas  $F_{sat}$  ties skirtingais bangų ilgiais. Didžiausias moduliacijos gylis yra arčiau eksitoninės sugerties maksimumo, ties  $\sim 1025$  nm bangos ilgiu (juodi taškai). Tačiau ties ilgesniais bangos ilgiais,  $\Delta R$  staigiai sumažėja beveik iki nulio, o po to vėl padidėja. Nors prie  $\Delta R > 1\%$  M-CNT soties srautas labai mažas ( $F_{sat} < 10 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ), yra bangos ilgių sritis ( $\sim 1043$ - $1052$  nm), kurioje  $F_{sat}$  padidėja daugiau nei dviem eilėmis. Ši sritis yra dviejų išplitusių sugerties juostų susikirtimas, o šias juostas formuoja atskirų rūšių anglies nanovamzdeliai. Tai matyti ir tiesinio II tipo V-CNT sugerties spektre 81b pav. (punktyrinė kreivė), kuris buvo pamatuotas derinamo bangos ilgio lazeriu prie mažo energijos srauto ( $< 100 \text{ nJ}/\text{cm}^2$ ). Pagal [60], lyginant anglies nanovamzdelių spektrines charakteristikas, stebimos sugerties juostos atitinka (7,5) ir (10,2) chiraliskumus, o jų diametrai, apskaičiuoti pagal (22), yra atitinkamai  $\sim 0.82$  nm ir  $\sim 0.87$  nm. Vadinasi tolystant nuo eksitoninio sugerties maksimumo tiek į ilgesniųjų, tiek ir į trumpesniųjų bangos ilgių pusę, soties srautas išlieka mažas, tačiau artėjant prie panašaus diametro V-CNT sugerties juostos šlaito, tampa keliomis eilėmis didesnis. Ši savybė yra labai svarbi, norint pagaminti derinamo bangos ilgio skaidulinį lazerį, kur dažnai

kombinuojami keli skirtingų diametrų V-CNT, nes tie pirmųjų eksitoninių sugerties juostų persiklojimu lazeris neveiks. Gali būti, kad šis teiginys galioja tik struktūriškai modifikuotiems arba gerai neišskaidytiems anglies nanovamzdeliams, kurie susijungę į konglomeratus, nes tyrime naudotų II tipo V-CNT sugėriklio neįsisotinantis nuostoliai labai dideli. Šie nuostoliai dažnai neturi didelės įtakos skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai, nes bendri lazerio rezonatoriaus komponentų nuostoliai būna labai dideli (>6 dB).



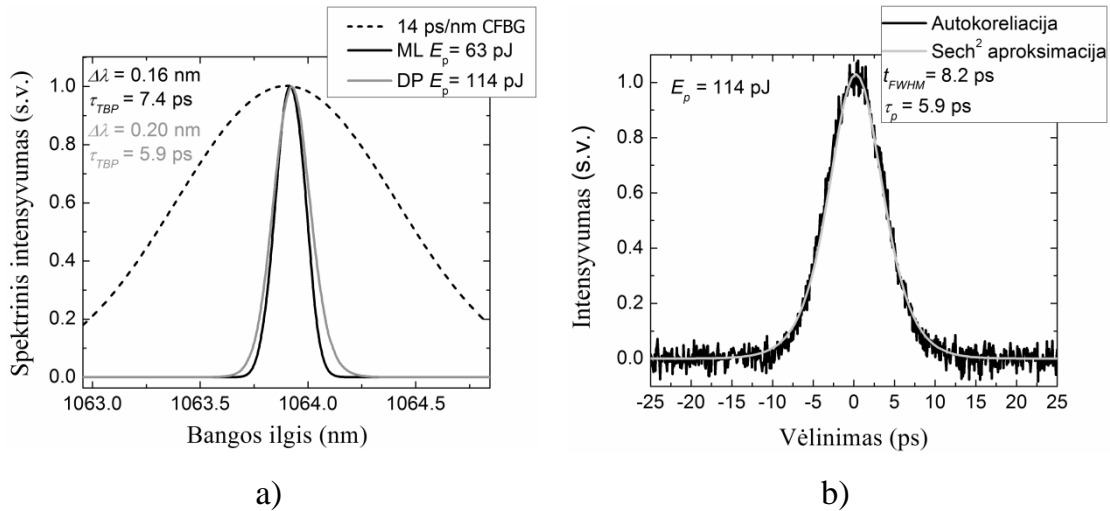
**81 pav.** II tipo anglies nanovamzdelių ( $d \sim 0.8$  nm) optinės charakteristikos: a) netiesinis atspindžio moduliacijos gylis ir sotes srautas ties skirtingais bangų ilgiais; b) tiesinės sugerties spektrai. Punktyrinė linija žymi sugerties spektrą, išmatuotą netiesinio atspindžio matavimo stendu ties mažu energijos srautu ( $< 100$  nJ/cm<sup>2</sup>), o ištisinė įprastu spektrometru (pagamintu *PerkinElmer*).

### 6.2.2 Iterbio skaidulinio lazerio modų sinchronizacija II tipo V-CNT

II tipo anglies nanovamzdeliai, kurių  $E_{11}$  eksitoninės sugerties maksimumas yra ties 1020-1030 nm bangos ilgiu buvo išbandyti iterbiu legiruotos aktyvios terpės skaidulinio lazerio modų sinchronizacijai ties 1064 nm bangos ilgiu. Osciliatoriaus schema yra tokia pati, kaip ir buvo pavaizduota 1 pav, tik vietoje SESAM naudojamas anglies nanovamzdelių sugėriklis. M-CNT sugėriklio veidrodžio parametrai buvo:  $F_{sat} = 8 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ,  $\Delta R = 3\%$ , o  $A_{ns} = 18\%$ . Sugėriklis integruotas į skaidulinį lazerį dviejų lęšių sistema (kaip ir netiesinio atspindžio matavime), o dėmės dydis ant M-CNT buvo toks pat, kaip vienamodės skaidulos modos diametras  $\sim 7 \mu\text{m}$ . Rezonatoriaus dispersijai kontroliuoti buvo naudojama čirpuota Brego gardelė, kurios dispersija  $\sim 14$  ps/nm. 82a pav. pavaizduoti tokiu lazeriu sugeneruoti impulso spektrai ties

modų sinchronizacijos ir dviejų impulsų režimo slenksčiais. Impulsų energija buvo galima keisti 63-114 pJ intervale. Didinant energiją, spektro plotis padidėjo nuo 0.16 nm iki 0.2 nm. Impulso spektre nebuvo matyti antrinių maksimumų, o generuojamas centrinis bangos ilgis sutapo su skaidulinės čirpuotos Bergo gardelės maksimalaus atspindžio bangos ilgiu (brūkšninė linija).

Taip pat, buvo pamatuota impulso autokoreliacija ties 114 pJ (82b pav.). Autokoreliaciją atitinkanti impulso trukmė  $\tau_{pulse} = 5.9$  ps tiksliai sutapo su spektriškai ribota trukme  $\tau_{TBP}$ , naudojant hiperbolinio sekanto kvadrato aproksimaciją. Tačiau lazeris buvo stabilus tik kelias minutes dėl M-CNT netiesinių parametrų degradacijos. Literatūroje V-CNT pažeidimas siejamas su oksidacija [122], kuri izoliuoja veikliąsias grupes, lemiančias optines anglies nanovamzdelių savybes. Skirtingai nei SESAM tipo sugėriklių, optinio pažeidimo metu M-CNT tiesinis atspindys padidėja. Taigi, II tipo anglies nanovamzdelių netiesiniai parametrai yra tinkami skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai, tačiau greitai degraduoja.



82 pav. Osciliatoriaus optinių impulsų charakteristikos, modas sinchronizuojant II tipo anglies nanovamzdelių išsotinančio sugėriklio veidrodžiu: a) impulso spektrai prie skirtingomų išėjimo energijų – 63 pJ (juodas) ir 114 pJ (pilkas); b) išmatuota impulso autokoreliacija prie  $E_p = 114$  pJ (juoda kreivė), kuri aproksimuota  $\text{Sech}^2$  funkcija (pilka kreivė).

## Išvados

1. Siekiant išskaidyti anglies nanovamzdelius, buvo būtina naudoti paviršiaus aktyvatorius (SDS, P4VP ir DMF), o atskirti labai mažo diametro anglies nanovamzdelių ( $d \sim 0.8$  nm) buvo sudėtinga, todėl reikėjo naudoti didelę ultragarso jėgą ir DMF tirpiklį.
2. Nors I tipo anglies nanovamzdelių ( $d \sim 1.4$  nm) atspindžio moduliacijos gylis buvo didelis ( $>10$  %) ties E11 ir E22 sugerties juostomis, norint išotinti antrąją eksitoninę būseną reikėjo daug didesnio energijos srauto. Todėl I tipo V-CNT buvo sėkmingai pritaikyti tik tulio ir holmio aktyvios terpės lazeryje, veikiančiame ties  $\sim 2$   $\mu\text{m}$  bangos ilgiu, kur yra E11 sugerties būseną.
3. I tipo anglies nanovamzdeliai buvo integruoti į unikalų lazerinės abliacijos būdu skaiduloje suformuotą mikro-griovelį. Nors tokio tipo sugėriklio netiesinis atspindžio moduliacijos gylis buvo panašus kaip ir naudojant paprastą veidroduką, jo išotinimo srautas padidėjo tris kartus, todėl skaidulinis lazeris, veikiantis ties  $\sim 2$   $\mu\text{m}$  bangos ilgiu, startavo tik prie didesnių kaupinimo galių.
4. II tipo anglies nanovamzdelių pirmoji E11 eksitoninė sugerties juosta buvo ties  $\sim 1$   $\mu\text{m}$  bangos ilgiu, kuris atitiko I tipo V-CNT E22 juosta. Ties šiuo bangos ilgiu I tipo V-CNT sugėriklio sotes srautas buvo daugiau nei dviem eilėmis mažesnis nei II tipo M-CNT sugėriklio.
5. Tiek I, tiek ir II tipo anglies nanovamzdelių sugėriklių sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmės buvo pakankamai greitos skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai ties  $\sim 1$   $\mu\text{m}$  bangos ilgiu. Tačiau I tipo anglies nanovamzdelių sužadinimo trukmė buvo ilgesnė nei II tipo, o krūvininkai relaksavo greičiau.
6. Matuojant netiesinę anglies nanovamzdelių sugertį nustatyta, kad II tipo V-CNT sudaryti iš kelių panašaus diametro anglies nanovamzdelių, kurių chiraliniai tipai: (7,5) ir (10,2), o jų sugerties sotes srautai yra maži ( $<10$   $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ ). Tačiau ties eksitoninių sugerties juostų spektriniu persiklojimu, jų netiesinės optinės savybės stipriai degraduoja: moduliacijos gylis staigiai sumažėja, o sotes srautas padidėja.



## **7 Kitų nanostruktūrinių įsisotinančių sugėriklių tinkamumas skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai**

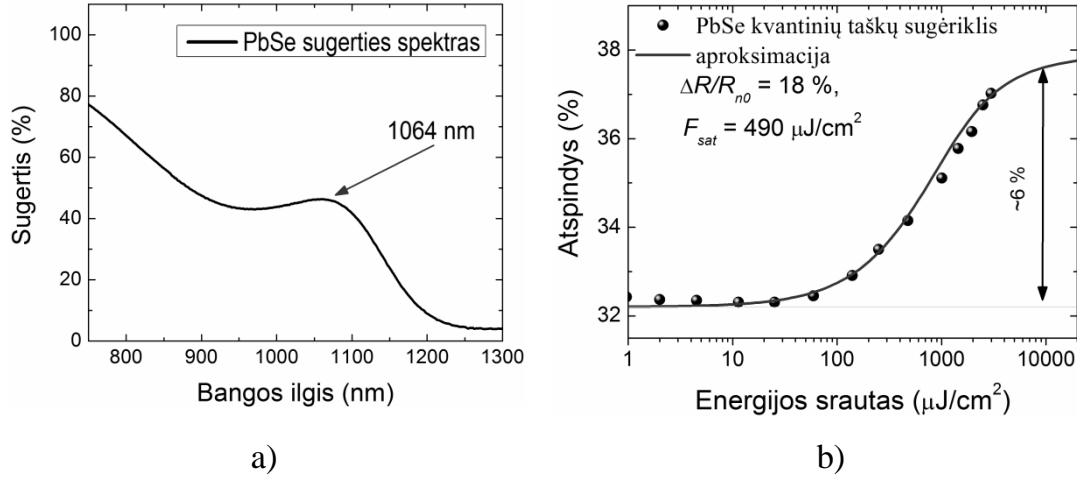
Be jau aprašytų 2D (kvantinės duobės) ir 1D (nanovamzdeliai) nanostruktūrinių darinių, šiame skyriuje apžvelgiama 0D struktūra – švino selenido (PbSe) kvantiniai taškai. Dėl stipraus kvantinio ribojimo efekto, jų optinės savybės yra stipriai netiesinės. Taip pat, bus pristatytas naujo tipo įsisotinantis sugėriklis - sidabro nanoprizmės, kurio veikimo principas pagrįstas paviršiaus plazmonų rezonansu. Šiame skyriuje buvo tiriamos netiesinės tokių nanostruktūrinių darinių savybės – netiesinės sugerties parametrai ir sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmės.

### **7.1 Švino selenido kvantinių taškų sugėrikliai**

Ankstesniuose skyriuose buvo parodyta, kad pereinant nuo 2D (SESAM) prie 1D (V-CNT) struktūrų ir dirbant ties pirmąja eksitonine sugerties juosta, sugėriklio sotes srautą galima sumažinti iki mažiau nei  $10 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . Mažas įsotinimo srautas užtikrina patikimą skaidulinio lazerio startavimo mechanizmą. 0D struktūros yra dar viena potenciali medžiaga įsisotinančiam sugėrikliui pagaminti. MBE būdu užaugintų SESAM tipo kvantinių taškų struktūrų sotes srautas yra mažesnis už kvantinių duobių struktūrų [123], tačiau jų auginimo technologija sudėtingesnė. Kur kas lengviau gali būti pagaminti puslaidininkiniai kvantiniai taškai, juos formuojant stiklo ar kitokioje terpėje. Tačiau jų optinės savybės priklauso nuo užauginto bandinio kokybės [81], o mažinant kvantinio taško matmenis, eksitoninės sugerties juosta artėja prie kontinuumo lygmenų, todėl netiesinės savybės degraduoja.

Tyrimuose naudojamo fosfatiniame stikle suformuoto PbSe kvantinių taškų bandinio [80] ( $10 \times 10 \text{ mm}$  pločio ir 1 mm storio) spektras pavaizduotas 83a pav. Pirmojo eksitoninio lygmens sugerties maksimumas yra ties 1064 nm. PbSe kvantinių taškų sugėriklis buvo priglauistas prie dielektrinio veidrodžio, kurio atspindys siekė ~99 % ir pamatuotas netiesinis atspindys ties 1064 nm

bangos ilgiu. 83b pav. pavaizduota PbSe kvantinių taškų bandinio netiesinio atspindžio kreivė, kuri aproksimuota standartinė sugėriklio (23) formule, nenaudojant dvifotonės sugerties parametro  $F_2$ . Nustatyti tokie sugėriklio parametrai:  $\Delta R/R_{n0} = 18\%$ ,  $F_{sat} = 490 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ , o  $R_{ns} = 62\%$ .



83 pav. PbSe kvantinių taškų charakteristikos: a) 1 mm storio bandinio tiesinės sugerties spektras; b) 1 mm storio bandinio ant dielektrinio veidrodžio ( $R \sim 99\%$ ) netiesinio atspindžio matavimas ties 1064 nm bangos ilgiu.

Nors netiesinio atspindžio savybės matuotos tiksliai ties pirmąja eksitonine sugerties juosta, šoties srautas buvo labai didelis. Todėl buvo įvertinta, kaip bandinio storis daro įtaką optinės spinduliuotės sąveikai su PbSe kvantiniais taškais. Pagal Bugerio dėsnį, optinės spinduliuotės sugertis aprašoma [45]

$$I = I_0 e^{-kd}, \quad (39)$$

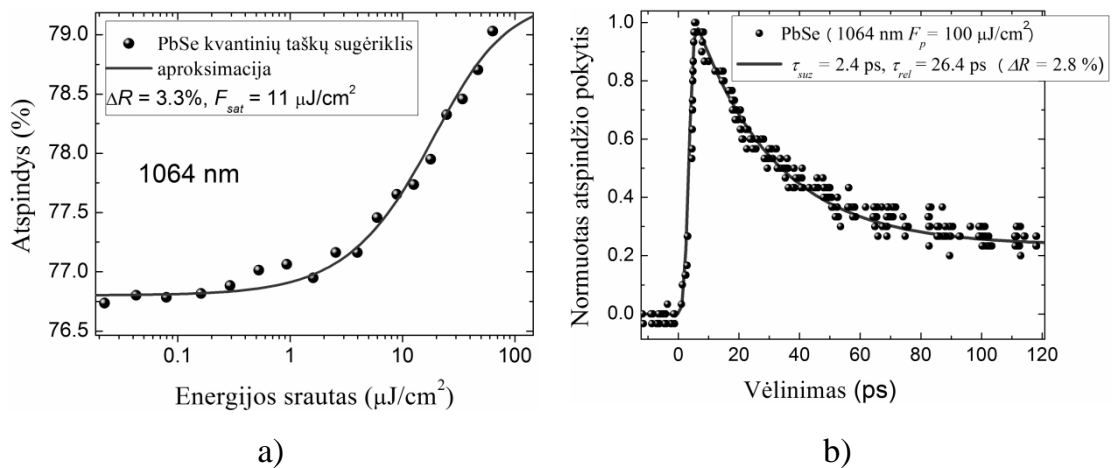
kur  $k$  yra medžiagos sugerties koeficientas, o  $d$  – medžiagos storis. Kadangi stiklas yra skaidrus matuojamame optinių bangų diapazone, sugertis priklauso nuo kvantinių taškų skaičiaus tam tikrame tūryje. Žinant, kad mūsų nagrinėjamo kvantinių taškų sugėriklio storis ( $\sim 1$  mm) didesnis už Gausinio pluošto Reilėjaus ilgį (Pagal (39) formulę  $z_{st} = 244.5 \mu\text{m}$ ), jis daro įtaką išotininimo srauto  $F_{sat}$  dydžiui. Sąmaukoje energijos srautas yra didžiausias, todėl efektinis šoties srautas mažiausias, kai sugėriklio storis  $d < z_{st}$ . Siekiant įvertinti teorinį šoties srautų skirtumą tarp 1 mm ir  $z = z_{st}$  storių bandinių, (39) galima perrašyti

$$F_{z_{st}} = F_{1mm} \frac{e^{-k(d-z_{st})} - e^{-kd}}{e^{-kz_{st}}}, \quad (40)$$

Vadinasi, jei kvantinių taškų sugėriklio storis būtų  $z_{st} = 244 \mu\text{m}$ , kvantinių taškų soties srautas sumažėtų iki  $F_{sat} = 87 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ .

Siekiant patikrinti (40) sąlygą, 1 mm storio bandinys buvo nušlifuotas iki  $\sim 250 \mu\text{m}$ . Jo netiesinio atspindžio kreivė ties 1064 nm bangos ilgiu pavaizduota 84a pav. Stebimas smarkus soties srauto sumažėjimas iki  $F_{sat} = 11 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . Toks mažas soties srautas yra palyginamas su anglies nanovamzdelių soties srautu ties pirmąją eksitoninės sugerties būseną (žiūrėti 6 skyrių). Tačiau sumažėjo kvantinių taškų sugėriklio santykinis atspindžio moduliacijos gylis ( $\Delta R/R_{n0} = 3.3\%$ ), lyginant su 1 mm storio bandiniu ( $\Delta R/R_{n0} = 18\%$ ).

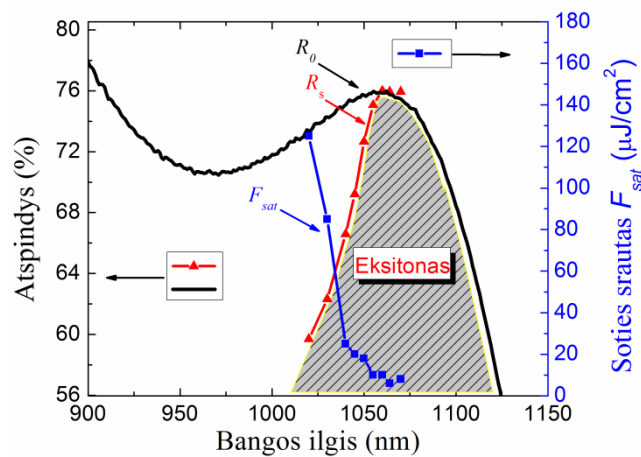
Taip pat, išmatuota PbSe kvantinių taškų sugėriklio krūvininkų relaksacijos trukmė (84b pav.). Krūvininkai sužadunami labai greitai per  $< 2.4$  ps, o relaksacijos trukmė  $\tau_{rel} \sim 26$  ps yra pakankama skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai, kurių impulsų trukmės yra didesnės už 1 ps. Taip pat, relaksacijos kreivė nenukrenta iki nulinės vertės, o tai reiškia, kad stebimos ilgai gyvuojančios sužadintos būsenos ( $> 100$  ps).



84 pav. PbSe kvantinių taškų charakteristikos: a) 250  $\mu\text{m}$  storio bandinio netiesinio atspindžio spektras ties 1064 nm bangos ilgiu.; b) 250  $\mu\text{m}$  storio bandinio sužadintų krūvininkų relaksacijos matavimas ties 1064 nm bangos ilgiu.

Siekiant nustatyti netiesinės sugerties parametrus tolstant nuo eksitoninės sugerties juostos, buvo pamatuotos plono PbSe bandinio tiesinio ir netiesinio atspindžio kreivės 1020-1070 nm bangos ilgių diapazone. 85 pav.

pavaizduotas eksperimentiškai nustatytas atspindžio spektras (raudona kreivė) ties mažais intensyvumais ( $<100 \text{ nJ/cm}^2$ ), kurio maksimalaus atspindžio spektrinė padėtis sutampa su įprastu spektrometru pamatuoto spektro maksimumu (juoda kreivė). Taip pat, pavaizduotas tokio sugėriklio soties srautas ties skirtingais bangų ilgiais (mėlyna kreivė ir dešinė skalė). Matyti, kad išotinio srautas mažiausias ( $F_{sat} = 10 \text{ } \mu\text{J/cm}^2$ ) ties  $\sim 1064 \text{ nm}$  bangos ilgiu, atitinkančiu eksitoninės sugerties juostos maksimumą, ir sparčiai padidėja (iki  $F_{sat} = 125 \text{ } \mu\text{J/cm}^2$ ) ties šios sugerties kraštu. Netiesinis atspindžio moduliacijos gylis išliko beveik vienodas ( $\sim 3 \%$ ) visame matavimo spektriniame diapazone.



85 pav. PbSe kvantinių taškų tiesinio ir netiesinio atspindžio charakteristikos ties skirtingais bangų ilgiais. Čia  $R_s$  – mažo intensyvumo atspindys, pamatuotas netiesinio atspindžio matavimo stendu, o  $R_0$  – įprastu komerciniu spektrometru (pagamintu *PerkinElmer*),  $F_{sat}$  – sugėriklio soties srautas. Netiesinis atspindžio moduliacijos gylis buvo vienodas ( $\sim 3 \%$ ) 1020-1074 nm optinių bangų srityje.

Dideli neįsisotinantis nuostoliai ir mažas moduliacijos gylis buvo pagrindiniai veiksniai, kurie riboja skaidulinio lazerio modų sinchronizaciją  $250 \text{ } \mu\text{m}$  storio PbSe įsisotinančiu sugėrikliu, kuris buvo integruotas į  $\sim 14 \text{ ps/nm}$  dispersijos tiesinės konfigūracijos rezonatorių, veikiančių ties  $1064 \text{ nm}$  bangos ilgiu. Nors ultratrumpųjų impulsų vora nebuvo generuojama, kvantinių taškų bandinys tiko moduluoti rezonatoriaus kokybę. Mikrosekundinių trukmių kokybės moduliacijos impulsų generavimas nebuvo aktualus, todėl jis nedetalizuojamas.

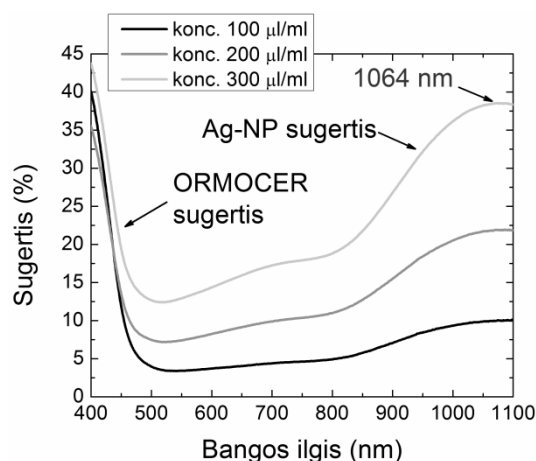
Plono ( $\sim 250 \text{ } \mu\text{m}$ ) PbSe kvantinių taškų sugėriklio neįsisotinančių nuostolių ir netiesinio atspindžio moduliacijos gylis santykis buvo  $\sim 10$ .

Kvantinėje struktūroje, kurioje dominuoja eksitoninė sugertis, didinant energijos srautą lengviausiai praskaidrinamas eksitoninis lygmuo, o tik po to kontinuumo lygmenys, kurių sotes srautas keliom eilėm didesnis. Mažas kvantinių taškų sugėriklio sotes srautas ( $\sim 10 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ), bet mažas netiesinio atspindžio moduliacijos gylis ( $\sim 3\%$ ) indikuoja, kad eksitoninis lygmuo yra labai arti kontinuumo lygmenų, kurie gali persikloti. Lyginant su kitomis mažų dimensių medžiagomis, ties pirmuoju eksitoninės sugerties maksimumu, kurio centrinis bangos ilgis buvo ties  $\sim 1 \mu\text{m}$ , neįsisotinamųjų nuostolių santykis su netiesiniu moduliacijos gyliu palaipsniui didėjo, pereinant nuo 2D iki 0D struktūrų. Kvantinių duobių struktūrai šis santykis buvo mažiausias  $R_{ns}/\Delta R < 1$ , o didžiausias – kvantinių taškų  $R_{ns}/\Delta R \sim 11$ . Anglies nanovamzdeliai pagal šį santykį įsiterpė maždaug per vidurį  $R_{ns}/\Delta R \sim 6$ . Mažas kvantinių taškų stiklo matricoje netiesiškumas ir dideli sugerties nuostoliai gali būti dėl Starko efekto, suskilus eksitoninės juostos lygmenims, kurie yra labai arti vienas kito ir panašiai kaip skirtingo chiralizmo anglies nanovamzdelių atveju, gali sumažinti netiesinį moduliacijos gylį ties jų spektrinių linijų persiklojimu [81]. Tada praskaidrėja tik intensyviausiai sugeriančios eksitoninės juostos dalis, esanti labai arti kitos būsenos krašto.

## 7.2 Sidabro nanoprizmių netiesinės optinės savybės

Sidabro nanoprizmės (toliau SNP) yra dar viena nanostruktūrinė medžiaga, kurios tiesinės ir netiesinės optinės savybės priklauso ne tik nuo dalelės dydžio, bet ir formos. SNP yra tarsi kelių atomų plonumo trikampė kvantinė duobė, o optinė spinduliuotė sąveikauja su periodiškai osciluojančiu elektronų debesimi (plazmoninis rezonansas). Kadangi osciluojančių elektronų skaičius yra baigtinis, jį galima išotinti taip pat, kaip ir bet kurį sugėriklį. Nanoprizmės turi būti kelių dešimčių nanometrų dydžio, todėl jas reikia įterpti į tam tikrą matricinę terpę. Šiame darbe skirtingų dydžių SNP buvo pagamintos cheminės sintezės metodu [93]. Jos buvo atskirtos ir integruotos į organinio polimero ORMOCER terpę. Nanodalelių koncentracija parinkta taip, kad sumaišius 100  $\mu\text{l}$  Ag nanoprizmių su 1 ml ORMOCER,

optinės spinduliuotės sugertis ties 1064 nm bangos ilgio būtų ~10 %. 86 pav. pavaizduoti tiesinės sugerties spektrai prie trijų skirtingų koncentracijų: 100  $\mu\text{l/ml}$ , 200  $\mu\text{l/ml}$  ir 300  $\mu\text{l/ml}$  (dangos storis ~800  $\mu\text{m}$ ). Tolygus sugerties padidėjimas indikuoja, kad SNP pasiskirstę homogeniškai, o ties trumpesniais bangų ilgiais (<500 nm) stebima sugertis yra būdinga ORMOCER polimero sugerčiai. Plazmoninis rezonansas vyksta ties ilgesniais bangų ilgiais, o centras yra ties 1075 nm. Kontroliuojant nanoprizmių dydį, galima keisti rezonansinio bangos ilgio padėtį tiek į trumpesnes, tiek ir į ilgesnes bangas [93]. Rezonanso spektrinė juosta yra gana plati (~300 nm), o tai reiškia, kad nanoprizmių dydžių pasiskirstymas nėra tolygus.

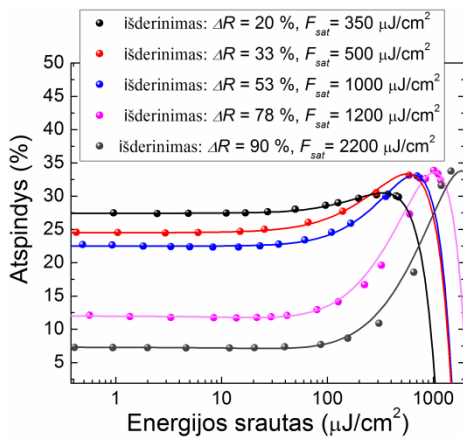


86 pav. Skirtingų koncentracijų Ag SNP ORMOCER matricoje (800  $\mu\text{m}$  storio) tiesinės sugerties spektrai.

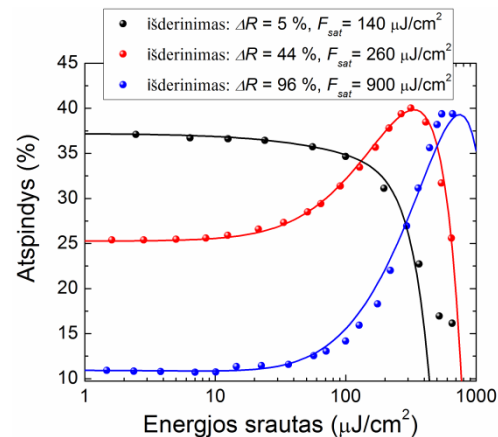
Kaip ir kvantinių taškų atveju, suformuoti SPN bandiniai buvo tiriami matuojant atspindį, juos priglaudus prie dielektrinio veidrodžio, kurio atspindys buvo >99 % ties ~1 nm bangos ilgiu. Siekiant nustatyti ar sidabro nanoprizmių sugėriklis yra tinkamos skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai, pamatuotos netiesinio atspindžio kreivės ties 1064 nm bangos ilgiu (87a pav.). Pastebėtas netiesinio atspindžio moduliacijos gylio pokytis, skirtingai fokusuojant optinę spinduliuotę į bandinį. Toliau nuo židinio plokštumos, jo ženklas yra teigiamas („praskaidrėjimas“), o arčiau – neigiamas („užtamsėjimas“). Vyksta savotiška konkurencija tarp „užtamsėjimo“ ir „praskaidrėjimo“. Didžiausias netiesinis moduliacijos gylis buvo  $\Delta R = 26.5\%$ , o mažo intensyvumo atspindys tik  $R_0 = 7\%$ . Kadangi praskaidrėjimo efektas

vyksta tik sumažinus intensyvumą (toliau nuo fokuso), galima įtarti, kad dėl plazmoninio rezonanso vykstančią atspindžio moduliaciją nukonkuruoja pluošto savifokusaciją [93], kuri vyksta dėl netiesinio lūžio rodiklio  $n_2$  pokyčio (Kero efekto). 87a pav. pavaizduotos netiesinio atspindžio kreivės gerai aproksimuojamos (17) formule, ją papildžius kubine sugerties priklausomybe nuo intensyvumo, kuri lemia užtamsėjimą. Kūbinė priklausomybė siejama su laisvųjų elektronų sugertimi.

Siekiant patikrinti savifokusacijos efektą, buvo pakeistas fokusuojamo Gauso pluošto sąsmaukos diametras nuo 6.6  $\mu\text{m}$  iki 10.6  $\mu\text{m}$ . Netiesinio atspindžio išotinio srautas prie maksimalaus praskaidrėjimo sumažėjo nuo 2200  $\mu\text{J}/\text{cm}^2$  iki 900  $\mu\text{J}/\text{cm}^2$  (87b pav.). Maksimalus atspindžio praskaidrėjimas buvo  $\Delta R = 29\%$ , o  $R_0 = 11\%$ . Vadinasi užtamsėjimą lemiantis procesas buvo sumažintas.



a)



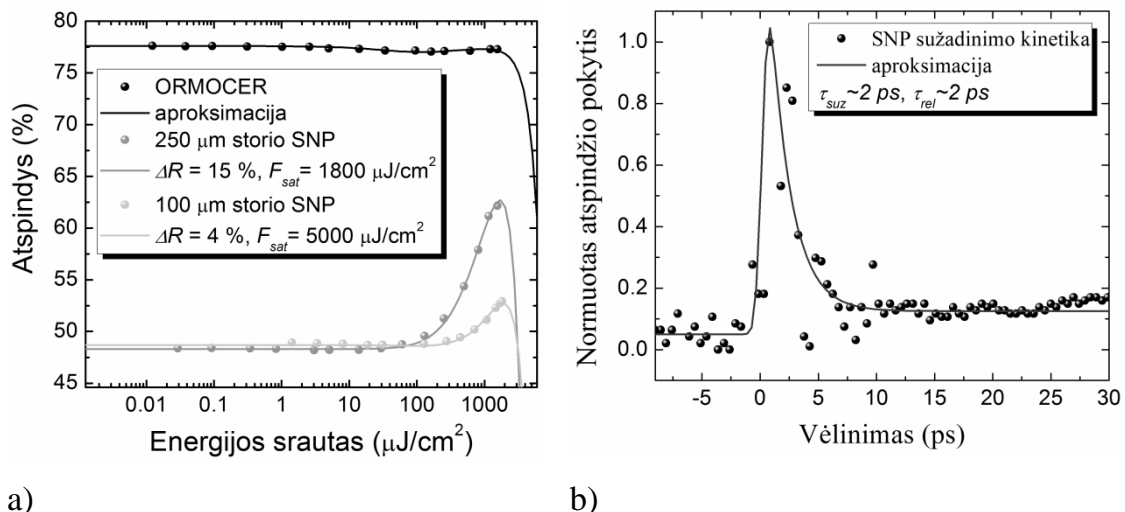
b)

87 pav. 800  $\mu\text{m}$  storio SNP ORMOCER matricoje ant sidabrinio veidrodūko bandinio netiesinio atspindžio charakteristikos ties 1064 nm bangos ilgiu: a) fokusuojant 11 mm židinio nuotolio lęšiu ( $NA = 0.25$ ) ir b) fokusuojant 18 mm židinio nuotolio lęšiu ( $NA = 0.15$ ).

Taip pat, buvo pagaminti plonesni Ag nanoprizmių bandiniai. 88a pav. pavaizduotas SNP bandinių netiesinio atspindžio kreivės ties didžiausiu įmanomu praskaidrėjimu, fokusuojant į 6.6  $\mu\text{m}$  diametro dėmę. Kartu atidėta 250  $\mu\text{m}$  storio ORMOCER matricos be SNP atspindžio kreivė ties skirtingais žadinimo intensyvumais. Plono SNP bandinio maksimalus netiesinio „praskaidrėjimo“ dydis yra mažesnis ( $\sim 4\%$ ) už storesnio ( $\sim 15\%$ ). Be to, prie didelių energijos srautų stebimas plonojo bandinio pažeidimas, kurio metu

degradoja sugėriklio netiesiniai parametrai. Taip pat, buvo pamatuotas ORMOCER pralaidumas ties 1064 nm bangos ilgiu, kuris siekė ~77 % (juoda kreivė). Nors atspindys nekinta, prie didesnių intensyvumų stebimas nedidelis „užtamsėjimas“ (<1 %), kuris gali vykti dėl kažkokio netiesinio proceso (pvz. Kero indukuotos pluošto savifokusacijos). Gali būti, kad integravus nanoprizmes į ORMOCER matricą, šis „užtamsėjimas“ pasidaro dar didesnis dėl didelės nanoprizmių sugerties.

Siekiant nustatyti sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmę, buvo atliktas SNP žadinimo-zondavimo eksperimentas. 88b pav. pavaizduota 100 μm storio Ag nanoprizmių bandinio plazmoninio rezonanso sužadavimo relaksacijos kinetika, pamatuota ties 800 μJ/cm<sup>2</sup> energijos srautu (ΔR~1%). Praskaidrėjimo srityje krūvininkai relaksuoja per ~2 ps, tikslesnę relaksacijos trukmę nustatyti riboja matavimo laikinė skyra (~2.4 ps). Tačiau pastebėta, kad didžioji dalis (~80%) sužadintų krūvininkų nespėja relaksuoti tarp impulsų (~29 ns). Kadangi sužadintų elektronų termalizacija yra labai greita (<1 ps), ilgosios relaksacijos prigimtis yra terminiai reiškiniai, kurie gali būti susiję su plazmoninių virpesių perdavimu ORMOCER matricai. Tačiau dalis krūvininkų relaksuoja pakankamai greitai (~2 ps), o trukmė yra tinkama skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai.



88 pav. 100 μm storio ir 250 μm storio SNP ORMOCER matricoje ant sidabrinio veidrodūko netiesinių optinių charakteristikų palyginimas: a) netiesinio atspindžio matavimas; b) žadinimo-zondavimo eksperimentas ties ~800 μJ/cm<sup>2</sup> energijos srautu.



### 7.3 Išvados

1. Švino selenido kvantinių taškų sugerties sotes srautas ties pirmąją eksitonine būseną (~1  $\mu\text{m}$  bangos ilgiu) yra labai mažas, mažesnis už kvantinių duobių ir palyginamas su anglies nanovamzdelių sotes srautu, tačiau pasyvių nuostolių ir netiesinio moduliacijos gylio santykis yra labai didelis.
2. Siekiant pagaminti PbSe kvantinių taškų sugėriklį su dideliu netiesiniu moduliacijos gyliu ir mažais tiesinės sugerties nuostoliais ties ~1  $\mu\text{m}$  bangos ilgiu, reikia vengti eksitoninių sugerties juostų ir kontinuumo lygmenų persiklojimo.
3. Stikle suformuoto PbSe kvantinių taškų sugėriklio sotes srautas priklauso nuo bandinio storio, o mažiausias pasiekiamas tada, kai sugėriklis yra plonesnis už fokusuojamo Gausinio pluošto Reilėjaus ilgį.
4. Stikle suformuoto PbSe kvantinių taškų sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmė yra pakankama skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai, tačiau stebimos ilgai gyvuojančios būsenos, kurios gali daryti įtaką impulso kokybei.
5. Sidabro nanoprizmes integravus į ORMOCER matricą stebimi du netiesiniai procesai, kurie daro įtaką nuostolių moduliacijai ir sotes srautui: dėl Kero efekto vykstanti optinės spinduliuotės savifokusacija ir plazmoninis elektronų rezonansas. Savifokusacija tikriausiai vyksta dėl plazmonų rezonanso indukuoto ORMOCER netiesinio lūžio rodiklio sumažėjimo.
6. SNP ORMOCER matricoje sužadinti krūvininkai turi du charakteringus relaksacijos laikus: labai trumpą ir labai ilgą. Trumpą (~2 ps) lemia SNP plazmoninis rezonansas, o ilgą (>29 ns) terminiai procesai ORMOCER matricoje. Todėl ORMOCER matrica nėra tinkama sidabro nanoprizmių įsisotinamo sugėriklio gamybai.

## Disertacijos darbo rezultatai ir išvados

1. Skaidulinio lazerio modų sinchronizacijai reikia subalansuoto netiesinio atspindžio moduliacijos gylio ir mažo soties srauto SESAM tipo įsisotinančio sugėriklio. Nuostolių moduliacija turi būti pakankamai didelė ( $>4\%$ ), kad inicijuotų lazerio startavimą, bet neturi viršyti rezonatoriaus kokybės moduliavimą lemiančios ribinės vertės. Mažesnis sugėriklio įsotinimo srautas sumažina minimalaus atspindžio moduliacijos gylio reikalavimą lazerio startavimui.

2. Solitoninių lazerių trukmę ir energiją galima keisti, keičiant čirpuotos Brego gardelės dispersiją. Didelės anomalios dispersijos skaidulinio lazerio, kurio impulsų energija ir trukmė yra santykinai didelė, darbinis langas – energijų sritis tarp modų sinchronizacijos slenksčio ir dviejų impulsų režimo – priklauso nuo įsisotinančio sugėriklio parametrų. Mažinant anomalios dispersijos kiekį rezonatoriuje, sumažėja ne tik impulso trukmė ir energija, bet ir lazerio darbinis langas, todėl reikia naudoti didesnio moduliacijos gylio ir mažesnės soties energijos SESAM.

3. Ties mažesniais energijų srautais ( $S < 35$ ), pagrindinė didelio moduliacijos gylio ( $\Delta R > 20\%$ ) SESAM ilgalaikio degradavimo priežastis buvo termiškai aktyvuotas InGaAs kvantinių duobių optinis modifikavimas skaidulinio lazerio impulsais. Be to, netiesinių parametrų degradavimas buvo spartesnis sugėrikliams, kurių sužadintų krūvininkų relaksacija greitesnė, todėl pažeidimo mechanizmas yra susijęs su defektų skaičiumi kvantinių duobių struktūroje. Ties dideliais energijos srautais ( $S > 70$ ) stebimas kritinis optinis pažeidimas (COD), kuris įvyksta dėl dvifotonės sugerties SESAM sluoksniuose, esančiuose ne kvantinių duobių struktūroje.

4. SESAM modifikavimas priklausė nuo lazerio spinduliuotės parametrų: impulsų energijos, trukmės, pasikartojimo dažnio ir vidutinio intensyvumo. Didžiausią įtaką skirtingi lazerio parametrai turėjo soties srauto pokyčiams. Šio pokyčio greitis buvo didžiausias (greičiausiai pažeidžiamas), kai SESAM

apšviečiamas didžiausio vidutinio intensyvumo spinduliuote. Mažiausią intensyvumą ant SESAM paviršiaus galima buvo pasiekti mažos dispersijos ir mažesnio impulsų pasikarto dažnio lazeryje. Nustatytas SESAM optinio modifikavimo inicijavimo slenkstis buvo  $\sim 200 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . Ant SESAM, veikusio mažiausios dispersijos (1.6 ps/nm) skaidulinio lazerio rezonatoriuje, krentančios optinės spinduliuotės energijos srautas buvo arčiausiai šio slenksčio, todėl jo pažeidimas vyko lėčiausiai, o lazeris patikimai startavo net po  $\sim 18\,000$  h nuolatinio veikimo. SESAM sužadintų krūvininkų relaksacijos trukmė po pažeidimo sumažėja, o tai reiškia, kad struktūroje buvo sugeneruoti papildomi defektai.

5. Dirbant ties bangos ilgiu, kuris atitinka kvantinių duobių pirmosios eksitoninės juostos sugerties maksimumą, netiesinis sugerties moduliacijos gylis buvo didžiausias, o įsotinimo srautas mažiausias. Tolstant nuo jo į trumpesniųjų bangų pusę, sugerties srautas staigiai didėjo, o moduliacijos gylis išliko nedaug pasikeitęs.

6. SESAM krūvininkų relaksacijos trukmę nuo  $\sim 390$  ps iki mažiau nei  $\sim 15$  ps galima sumažinti implantuojant tiek sunkiuosius, tiek ir lengvuosius jonus, tačiau struktūros modifikavimas vyksta skirtingai. Lengviesiems H jonams reikia mažesnės energijos prasiskverbti į SESAM struktūrą, todėl implantavimo metu sukuriama lengviau atkaitinami taškiniai defektai, kurie nedaro įtakos krūvininkų sužadinimo trukmei, bet efektyviai sumažina krūvininkų relaksacijos trukmę. Tuo tarpu, sunkieji As jonai SESAM struktūroje sugeneruoja tiek sekliuosius, tiek ir giliuosius defektus bei sutrumpina abi – krūvininkų sužadinimo ir relaksacijos trukmes.

7. Nors anglies nanovamzdelių sugėriklio E11 ir E22 eksitoninių juostų netiesinis nuostolių moduliacijos gylis buvo panašus, o relaksacijos trukmė pakankamai greitai ( $< 3$  ps), norint įsotinti antrąją eksitoninę būseną reikėjo daugiau nei dviem eilėmis didesnio energijos srauto. Buvo pademonstruota, kad ties pirmąją eksitoninės sugerties juosta anglies nanovamzdelių sugėriklio srautas ir moduliacijos gylis yra tinkami skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai ties  $\sim 1 \mu\text{m}$  ir  $\sim 2 \mu\text{m}$  bangos ilgiais. Tačiau ties panašaus

diametro, bet skirtingo chirališkumo anglies nanovamzdelių sugerties spektrų persiklojimu netiesinis moduliacijos gylis ir išotinio srautas stipriai degradoja.

8. Anglies nanovamzdelių sugėriklio, integruoto į unikalų skaiduloje suformuotą mikro-griovelį, netiesinis atspindžio moduliacijos gylis buvo panašus kaip ir dengiant nanodalelių suspensiją ant paprasto veidrodžio, bet išotinio srautas padidėjo daugiau nei tris kartus. Lazeris su tokio tipo sugėrikliu startavo tik prie didesnių impulso energijų.

9. Tiriant PbSe kvantinių taškų sugėriklio netiesinės optinės savybes nustatyta, kad ties  $\sim 1 \mu\text{m}$  bangos ilgiu šoties srautas buvo labai mažas ( $< 10 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ), bet dideli pasyvūs sugerties nuostoliai ir nedidelis netiesinis atspindžio moduliacijos gylis ( $\sim 3\%$ ) riboja jo panaudojimą skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai.

10. Sidabro nanoprizmes integravus į ORMOCER matricą stebimi du netiesiniai procesai, kurie daro įtaką nuostolių moduliacijai: dėl Kero efekto vykstanti optinės spinduliuotės savifokusacija ir plazmoninis elektronų rezonansas. Savifokusacija lemia indukuotą optinės spinduliuotės sugertį, kuri sumažina dėl paviršiaus plazmonų rezonanso sidabro nanoprizmėse vykstantį netiesinį sugėriklio praskaidrėjimą. Be to, stebima lėtoji SNP sugėriklio relaksacijos dalis ( $> 29 \text{ ns}$ ), kurią lėmė terminiai procesai ORMOCER matricoje, todėl šis polimeras nėra tinkamas sidabro nanoprizmių išisotinančio sugėriklio gamybai.

## Literatūros sąrašas

- [1] A. H. Zewail, “Femtochemistry. Past, present, and future,” *Pure Appl. Chem.*, vol. 72, no. 12, pp. 2219–2231, 2000.
- [2] A. Stolow, A. E. Bragg, and D. M. Neumark, “Femtosecond time-resolved photoelectron spectroscopy,” *Chem. Rev.*, vol. 104, no. 4, pp. 1719–1757, 2004.
- [3] M. E. Fermann, A. Galvanauskas, and G. Sucha, *Ultrafast lasers - Technology and Applications*. 2003.
- [4] M. E. Fermann and I. Hartl, “Ultrafast fibre lasers,” *Nat. Photonics*, vol. 7, no. 11, pp. 868–874, 2013.
- [5] O. Okhotnikov, A. Grudinin, and M. Pessa, “Ultra-fast fibre laser systems based on SESAM technology: New horizons and applications,” *New J. Phys.*, vol. 6, pp. 1–22, 2004.
- [6] A. Martinez and Z. Sun, “Nanotube and graphene saturable absorbers for fibre lasers,” *Nat. Photonics*, vol. 7, no. 11, pp. 842–845, 2013.
- [7] P. T. Guerreiro, S. Ten, N. F. Borrelli, J. Butty, G. E. Jabbour, and N. Peyghambarian, “PbS quantum-dot doped glasses as saturable absorbers for mode locking of a Cr:forsterite laser,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 12, p. 1595, 1997.
- [8] U. Keller, “Ultrafast solid-state laser oscillators: A success story for the last 20 years with no end in sight,” *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 100, no. 1, pp. 15–28, 2010.
- [9] H. Haus, “Parameter ranges for CW passive mode locking,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 12, no. 3, 1976.
- [10] F. X. Kärtner, J. Aus Der Au, and U. Keller, “Mode-locking with slow and fast saturable absorbers - What’s the difference?,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 4, no. 2, pp. 159–168, 1998.
- [11] F. X. Kärtner, I. D. Jung, and U. Keller, “Soliton mode-locking with saturable absorbers,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 2, no. 3, pp. 540–556, 1996.
- [12] D. Kuizenga and A. Siegman, “FM and AM mode locking of the homogeneous laser - Part I: Theory,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 6, no. 11, pp. 694–708, 1970.
- [13] U. Keller, K. D. Li, B. T. Khuri-Yakub, D. M. Bloom, K. J. Weingarten, and D. C. Gerstenberger, “High-Frequency Acousto-Optic Modelocker for Picosecond Pulse Generation,” *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 45–47, 1990.
- [14] F. Zhou, G. P. Malcolm, and A. I. Ferguson, “1-GHz repetition-rate frequency-modulation mode-locked neodymium lasers at 1.3 microm.,” *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 14, pp. 1101–1103, 1991.
- [15] H. A. Haus, “Theory of mode locking with a fast saturable absorber,” *J. Appl. Phys.*, vol. 46, no. 7, pp. 3049–3058, 1975.
- [16] R. Ell, U. Morgner, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, M. J. Lederer, A. Boiko, and B. Luther-Davies, “Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser,” *Opt. Lett.*, vol. 26, no. 6, pp. 373–375, 2001.
- [17] F. Krausz, M. E. Fermann, T. Brabec, P. F. Curley, M. Hofer, M. H. Ober, C. Spielmann, E. Wintner, and A. J. Schmidt, “Femtosecond Solid-State Lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 10, pp. 2097–2122, 1992.
- [18] E. P. Ippen, C. V. Shank, and A. Dienes, “Passive mode locking of the cw dye laser,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 21, no. 8, pp. 348–350, 1972.
- [19] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, and D. C. Hanna, “Ytterbium-doped fiber amplifiers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 33, no. 7, pp. 1049–1056, 1997.
- [20] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, “60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser,” *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 1, pp. 42–44, 1991.
- [21] C. J. Saraceno, C. Schriber, M. Mangold, M. Hoffmann, O. H. Heckl, C. R. E. Baer,

- M. Golling, S. Thomas, and U. Keller, “SESAMs for High-Power Oscillators : Design Guidelines and Damage Thresholds,” vol. 18, no. 1, pp. 29–41, 2012.
- [22] L. F. Stokes, M. Chodorow, and H. J. Shaw, “All-single-mode fiber resonator,” *Opt. Lett.*, vol. 7, no. 6, p. 288, 1982.
- [23] M. Young, “Mode-field diameter of single-mode optical fiber by far-field scanning,” *Appl. Opt.*, vol. 37, no. 24, p. 5605, 1998.
- [24] P. Honzatko, Y. Baravets, I. Kasik, and O. Podrazky, “Wideband thulium-holmium-doped fiber source with combined forward and backward amplified spontaneous emission at 1600-2300 nm spectral band.,” *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 12, pp. 3650–3, 2014.
- [25] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kartner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Honninger, N. Matuschek, and J. Aus Der Au, “Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM’s) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 2, no. 3, pp. 435–451, 1996.
- [26] B. Nie, D. Pestov, F. W. Wise, and M. Dantus, “Generation of 42-fs and 10-nJ pulses from a fiber laser with self-similar evolution in the gain segment.,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 13, pp. 12074–12080, 2011.
- [27] H.-W. Chen, J. Lim, S.-W. Huang, D. N. Schimpf, F. X. Kärtner, and G. Chang, “Optimization of femtosecond Yb-doped fiber amplifiers for high-quality pulse compression.,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 27, pp. 28672–82, 2012.
- [28] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, “Analytic Theory of Additive Pulse and Kerr Lens mode Locking,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 10, pp. 2086–2096, 1992.
- [29] R. W. Boyd, “Nonlinear Optics,” *Appl. Opt.*, vol. 5, p. 578, 2003.
- [30] M. E. Fermann, a. Galvanauskas, G. Sucha, and D. Harter, “Fiber-lasers for ultrafast optics,” *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 65, no. 2, pp. 259–275, 1997.
- [31] O. Katz, Y. Sintov, Y. Nafcha, and Y. Glick, “Passively mode-locked ytterbium fiber laser utilizing chirped-fiber-Bragg-gratings for dispersion control,” *Opt. Commun.*, vol. 269, no. 1, pp. 156–165, 2007.
- [32] K. O. Hill, K. Takiguchi, F. Bilodeau, B. Malo, T. Kitagawa, S. Thériault, D. C. Johnson, and J. Albert, “Chirped in-fiber Bragg gratings for compensation of optical-fiberdispersion,” *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 17, pp. 1314–1316, 1994.
- [33] K. O. Hill and G. Meltz, “Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview,” *J. Light. Technol.*, vol. 15, no. 8, pp. 1263–1276, 1997.
- [34] X. Liu, L. Qian, and F. Wise, “Generation of Optical Spatiotemporal Solitons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, no. 23, pp. 4631–4634, 1999.
- [35] Y. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals*, vol. 1. 2003.
- [36] R. Paschotta and U. Keller, “Passive mode locking with slow saturable absorbers,” *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 73, no. 7, pp. 653–662, 2001.
- [37] G. J. Spühler, K. J. Weingarten, R. Grange, L. Krainer, M. Haiml, V. Liverini, M. Golling, S. Schön, and U. Keller, “Semiconductor saturable absorber mirror structures with low saturation fluence,” *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 81, no. 1, pp. 27–32, 2005.
- [38] S. Suresh, “Semiconductor Nanomaterials, Methods and Applications: A Review,” *Nanoscience and Nanotechnology*, vol. 3, no. 3. pp. 62–74, 2013.
- [39] S. Y. Set, H. Yaguchi, Y. Tanaka, and M. Jablonski, “Laser Mode Locking Using a Saturable Absorber Incorporating Carbon Nanotubes,” in *Journal of Lightwave Technology*, 2004, vol. 22, no. 1, pp. 51–56.
- [40] D. Chemla, D. Miller, P. Smith, A. Gossard, and W. Wiegmann, “Room temperature excitonic nonlinear absorption and refraction in GaAs/AlGaAs multiple quantum well structures,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 20, no. 3, pp. 265–275, 1984.
- [41] Y. Chen, A. Tredicucci, and F. Bassani, “Bulk exciton polaritons in GaAs microcavities,” *Phys. Rev. B*, vol. 52, no. 3, pp. 1800–1805, 1995.

- [42] D. A. B. Miller and T. B. Laboratories, "Optical Physics of Quantum Wells," *Quantum Dyn. Simple Syst.*, pp. 239–266, 1996.
- [43] L.-W. Wang, *Quantum Wells, Wires and Dots*, vol. 133, 2000.
- [44] V. I. Klimov, "Spectral and Dynamical Properties of Multiexcitons in Semiconductor Nanocrystals," *Annu. Rev. Phys. Chem.*, vol. 58, pp. 635–673, 2007.
- [45] S. Schmitt-Rink, D. Miller, and D. Chemla, "Theory of the linear and nonlinear optical properties of semiconductor microcrystallites," *Phys. Rev. B*, vol. 35, no. 15, pp. 8113–8125, 1987.
- [46] D. C. Hanna, R. M. Percival, I. R. Perry, R. G. Smart, P. J. Suni, and A. C. Tropper, "An Ytterbium-doped Monomode Fibre Laser: Broadly Tunable Operation from 1010  $\mu\text{m}$  to 1162  $\mu\text{m}$  and Three-level Operation at 974 nm," *J. Mod. Opt.*, vol. 37, no. 4, pp. 37–41, 1990.
- [47] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, and D. C. Hanna, "Ytterbium-doped fiber amplifiers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 33, no. 7, pp. 1049–1056, 1997.
- [48] U. Keller, *Nonlinear Optics in Semiconductors II*, vol. 59, 1998.
- [49] G. Khitrova and H. M. Gibbs, "Nonlinear optics of normal-mode-coupling semiconductor microcavities," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 71, no. 5, pp. 1591–1639, 1999.
- [50] M. Josef Lederer, V. Kolev, B. Luther-Davies, H. Hoe Tan, and C. Jagadish, "Ion-implanted InGaAs single quantum well semiconductor saturable absorber mirrors for passive mode-locking," *J. Phys. D Appl. Phys.*, vol. 34, pp. 2455–2464, 2001.
- [51] L. a. a. Pettersson, L. S. Roman, and O. Inganäs, "Modeling photocurrent action spectra of photovoltaic devices based on organic thin films," *J. Appl. Phys.*, vol. 86, no. 1, p. 487, 1999.
- [52] S. Marcinkevicius, C. Jagadish, H. H. Tan, M. Kaminska, K. Korona, R. Adomavičius, and A. Krotkus, "Influence of annealing on carrier dynamics in As ion-implanted epitaxially lifted-off GaAs layers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, pp. 1306–1308, 2000.
- [53] S. Suomalainen, M. Guina, T. Hakulinen, O. G. Okhotnikov, T. G. Euser, and S. Marcinkevicius, "1 Mm Saturable Absorber With Recovery Time Reduced By Lattice Mismatch," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 7, p. 071112, 2006.
- [54] O. Ueda, "Reliability issues in III–V compound semiconductor devices: optical devices and GaAs-based HBTs," *Microelectron. Reliab.*, vol. 39, no. 12, pp. 1839–1855, Dec. 1999.
- [55] R. Grange, M. Haiml, R. Paschotta, G. J. Spühler, L. Krainer, M. Golling, O. Ostinelli, and U. Keller, "New regime of inverse saturable absorption for self-stabilizing passively mode-locked lasers," *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 80, no. 2, pp. 151–158, 2005.
- [56] W. Capinski, H. Maris, T. Ruf, M. Cardona, K. Ploog, and D. Katzer, "Thermal-conductivity measurements of GaAs/AlAs superlattices using a picosecond optical pump-and-probe technique," *Phys. Rev. B*, vol. 59, no. 12, pp. 8105–8113, 1999.
- [57] R. Herda and O. G. Okhotnikov, "Dispersion compensation-free fiber laser mode-locked and stabilized by high-contrast saturable absorber mirror," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 40, no. 7, pp. 893–899, 2004.
- [58] K. Viskontas, K. Regelskis, and N. Rusteika, "Slow and Fast Optical Degradation of the SESAM for Fiber Laser Mode-Locking at 1  $\mu\text{m}$ ," *Lith. J. Phys.*, vol. 54, no. 3, pp. 127–135, 2014.
- [59] S. Iijima, "Helical microtubules of graphitic carbon," *Nature*, vol. 354, pp. 56–58, 1991.
- [60] S. Ghosh, S. M. Bachilo, and R. B. Weisman, "Advanced sorting of single-walled carbon nanotubes by nonlinear density-gradient ultracentrifugation," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 5, no. 6, pp. 443–450, 2010.
- [61] S. Yamashita, A. Martinez, and K. K. Chow, "Carbon nanotube photonics," *Lasers Electro-Optics Quantum Electron. Laser Sci. Conf. (QELS), 2010 Conf.*, 2010.
- [62] S. Kivistö, T. Hakulinen, A. Kaskela, B. Aitchison, D. P. Brown, A. G. Nasibulin, E.

- I. Kauppinen, A. Härkönen, and O. G. Okhotnikov, “Carbon nanotube films for ultrafast broadband technology.,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 4, pp. 2358–2363, 2009.
- [63] C. J. Saraceno, O. H. Heckl, C. R. E. Baer, C. Schriber, M. Golling, K. Beil, C. Kränkel, T. Südmeier, G. Huber, and U. Keller, “Sub-100 femtosecond pulses from a SESAM modelocked thin disk laser,” in *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 2012, vol. 106, no. 3, pp. 559–562.
- [64] M. S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, and R. Saito, “Physics of carbon nanotubes,” *Carbon N. Y.*, vol. 33, no. 7, pp. 883–891, 1995.
- [65] T. G. Pedersen, “Exciton effects in carbon nanotubes,” in *Carbon*, 2004, vol. 42, no. 5–6, pp. 1007–1010.
- [66] Y. Y. Huang and E. M. Terentjev, “Dispersion of carbon nanotubes: Mixing, sonication, stabilization, and composite properties,” *Polymers (Basel)*, vol. 4, pp. 275–295, 2012.
- [67] A. Martinez, K. Zhou, I. Bennion, and S. Yamashita, “Passive mode-locked lasing by injecting a carbon nanotube-solution in the core of an optical fiber.,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 11, pp. 11008–11014, 2010.
- [68] Y. Tan and D. E. Resasco, “Dispersion of single-walled carbon nanotubes of narrow diameter distribution,” *J. Phys. Chem. B*, vol. 109, no. 30, pp. 14454–14460, 2005.
- [69] S. Iijima and T. Ichihashi, “Single-shell carbon nanotubes of 1-nm diameter,” *Nature*, vol. 363, no. 6430, pp. 603–605, 1993.
- [70] J. H. Yim, W. B. Cho, S. Lee, Y. H. Ahn, K. Kim, H. Lim, G. Steinmeyer, V. Petrov, U. Griebner, and F. Rotermund, “Fabrication and characterization of ultrafast carbon nanotube saturable absorbers for solid-state laser mode locking near 1  $\mu\text{m}$ ,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, no. 16, 2008.
- [71] S. Reich, M. Dworzak, A. Hoffmann, C. Thomsen, and M. S. Strano, “Excited-state carrier lifetime in single-walled carbon nanotubes,” *Phys. Rev. B*, vol. 71, no. 3, p. 033402, 2005.
- [72] O. J. Korovyanko, C.-X. Sheng, Z. V Vardeny, a B. Dalton, and R. H. Baughman, “Ultrafast spectroscopy of excitons in single-walled carbon nanotubes.,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, no. 1, p. 017403, 2004.
- [73] J. C. Travers, J. Morgenweg, E. D. Obratsova, A. I. Chernov, E. J. R. Kelleher, and S. V. Popov, “Using the E22 transition of carbon nanotubes for fiber laser mode-locking,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 8, no. 2, pp. 144–149, 2011.
- [74] J. R. Sanchez-Valencia, T. Dienel, O. Gröning, I. Shorubalko, A. Mueller, M. Jansen, K. Amsharov, P. Ruffieux, and R. Fasel, “Controlled synthesis of single-chirality carbon nanotubes,” *Nature*, vol. 512, no. 7512, pp. 61–64, 2014.
- [75] A. Barreiro, C. Kramberger, M. H. Rümeli, A. Grüneis, D. Grimm, S. Hampel, T. Gemming, B. Büchner, A. Bachtold, and T. Pichler, “Control of the single-wall carbon nanotube mean diameter in sulphur promoted aerosol-assisted chemical vapour deposition,” *Carbon N. Y.*, vol. 45, no. 1, pp. 55–61, 2007.
- [76] B. Kitiyanan, W. E. Alvarez, J. H. Harwell, and D. E. Resasco, “Controlled production of single-wall carbon nanotubes by catalytic decomposition of CO on bimetallic Co–Mo catalysts,” *Chem. Phys. Lett.*, vol. 317, no. 3–5, pp. 497–503, 2000.
- [77] W. B. Cho, J. H. Yim, S. Y. Choi, S. Lee, a. Schmidt, G. Steinmeyer, U. Griebner, V. Petrov, D. I. Yeom, K. Kim, and F. Rotermund, “Boosting the nonlinear optical response of carbon nanotube saturable absorbers for broadband mode-locking of bulk lasers,” *Adv. Funct. Mater.*, vol. 20, pp. 1937–1943, 2010.
- [78] T. Hasan, Z. Sun, F. Wang, F. Bonaccorso, P. H. Tan, A. G. Rozhin, and A. C. Ferrari, “Nanotube - Polymer composites for ultrafast photonics,” *Adv. Mater.*, vol. 21, pp. 3874–3899, 2009.
- [79] B. L. Wehrenberg, C. Wang, and P. Guyot-Sionnest, “Interband and intraband optical studies of PbSe colloidal quantum dots,” *J. Phys. Chem. B*, vol. 106, no. 41, pp. 10634–10640, 2002.
- [80] a. Lipovskii, E. Kolobkova, V. Petrikov, I. Kang, a. Olkhovets, T. Krauss, M.



- Thomas, J. Silcox, F. Wise, Q. Shen, and S. Kycia, "Synthesis and characterization of PbSe quantum dots in phosphate glass," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 23, p. 3406, 1997.
- [81] K. Pradeesh, a Choudhary, B. Mills, V. M. Leonard, D. W. Hewak, X. Feng, and D. P. Shepherd, "PbSe quantum dots grown in a high-index low-melting- temperature glass for infrared laser applications," vol. 44, no. 0.
- [82] A. Dementjev and V. Gulbinas, "Excited state absorption of PbS nanocrystals in silicate glass," *Opt. Mater. (Amst.)*, vol. 31, no. 4, pp. 647–652, 2009.
- [83] I. Kang and F. W. Wise, "Electronic structure and optical properties of PbS and PbSe quantum dots," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, no. 7, pp. 1632–1646, 1997.
- [84] T. Okuno, A. A. Lipovskii, T. Ogawa, I. Amagai, and Y. Masumoto, "Strong confinement of PbSe and PbS quantum dots," *J. Lumin.*, vol. 87, pp. 491–493, 2000.
- [85] N. J. Doran and D. Wood, "Nonlinear-optical loop mirror.," *Opt. Lett.*, vol. 13, no. 1, pp. 56–58, 1988.
- [86] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, and H. Hochreiter, "Nonlinear amplifying loop mirror," *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 13, p. 752, 1990.
- [87] V. J. Matsas, T. P. Newson, and M. N. Zervas, "Self-starting passively mode-locked fibre ring laser exploiting nonlinear polarisation switching," *Opt. Commun.*, vol. 92, no. 1–3, pp. 61–66, 1992.
- [88] M. E. Fermann, "Passive mode locking by using nonlinear polarization evolution in a polarization-maintaining erbium-doped fiber.," *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 11, p. 894, 1993.
- [89] S. Chen and J. Wang, "Self-starting issues of passive self-focusing mode locking.," *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 21, pp. 1689–91, 1991.
- [90] J. Želudevičius, R. Danilevičius, K. Viskontas, N. Rusteika, and K. Regelskis, "Femtosecond fiber CPA system based on picosecond master oscillator and power amplifier with CCC fiber.," *Opt. Express*, vol. 21, no. 5, pp. 5338–45, 2013.
- [91] S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and applications*. 2007.
- [92] K. L. Kelly, E. Coronado, L. L. Zhao, and G. C. Schatz, "The Optical Properties of Metal Nanoparticles: The Influence of Size, Shape, and Dielectric Environment," *J. Phys. Chem. B*, vol. 107, no. 3, pp. 668–677, 2003.
- [93] A. Alesnikov, J. Pilipavičius, A. Beganskienė, R. Sirutkaitis, and V. Sirutkaitis, "Nonlinear Properties of Silver Nanoparticles Explored By a Femtosecond Z-Scan Technique," vol. 55, no. 2, pp. 100–109, 2015.
- [94] A. K. Singh, D. Senapati, A. Neely, G. Kolawole, C. Hawker, and P. C. Ray, "Nonlinear optical properties of triangular silver nanomaterials," *Chem. Phys. Lett.*, vol. 481, no. 1–3, pp. 94–98, 2009.
- [95] T. Cesca, P. Calvelli, G. Battaglin, P. Mazzoldi, and G. Mattei, "Local-field enhancement effect on the nonlinear optical response of gold-silver nanoplanets," *Opt. Express*, vol. 20, no. 4, p. 4537, 2012.
- [96] K. Regelskis, J. Želudevičius, K. Viskontas, and G. Račiukaitis, "Ytterbium-doped fiber ultrashort pulse generator based on self-phase modulation and alternating spectral filtering.," *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 22, pp. 5255–8, 2015.
- [97] Y. Wu, D. French, and I. Jovanovic, "Passive beam pointing stabilization.," *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 2, pp. 250–252, 2010.
- [98] K. Viskontas and N. Rusteika, "All-fiber wavelength-tunable picosecond nonlinear reflectivity measurement setup for characterization of semiconductor saturable absorber mirrors," *Opt. Fiber Technol.*, 2016.
- [99] M. Haiml, R. Grange, and U. Keller, "Optical characterization of semiconductor saturable absorbers," *Appl. Phys. B*, vol. 79, pp. 331–339, 2004.
- [100] L. Orsila, A. Härkönen, J. Hyyti, M. Guina, and G. Steinmeyer, "Ultrahigh precision nonlinear reflectivity measurement system for saturable absorber mirrors with self-referenced fluence characterization," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 15, p. 4384, 2014.
- [101] T. Chen, C. Liao, D. N. Wang, and Y. Wang, "Passively mode-locked fiber laser by

- using monolayer chemical vapor deposition of graphene on D-shaped fiber,” *Appl. Opt.*, vol. 53, no. 13, pp. 2828–2832, 2014.
- [102] W. a Reed, M. F. Yan, and M. J. Schnitzer, “Gradient-index fiber-optic microprobes for minimally invasive in vivo low-coherence interferometry.,” *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 20, pp. 1794–1796, 2002.
- [103] M. B. Shemirani, W. Mao, R. A. Panicker, and J. M. Kahn, “Principal modes in graded-index multimode fiber in presence of spatial- and polarization-mode coupling,” *J. Light. Technol.*, vol. 27, no. 10, pp. 1248–1261, 2009.
- [104] W. Jung, W. Benalcazar, A. Ahmad, U. Sharma, H. Tu, and S. a Boppart, “Numerical analysis of gradient index lens-based optical coherence tomography imaging probes.,” *J. Biomed. Opt.*, vol. 15, no. 6, p. 066027, 2010.
- [105] P. a Bélanger, “Beam propagation and the ABCD ray matrices.,” *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 4, pp. 196–198, 1991.
- [106] A. Y. Cho and J. R. Arthur, “Molecular beam epitaxy,” *Prog. Solid State Chem.*, vol. 10, no. PART 3, pp. 157–191, 1975.
- [107] A. Crystallography, “Analysis of thermal-treatment-induced dislocation bundles in GaAs wafers by means of X-ray transmission topography and complementary research papers Analysis of thermal-treatment-induced dislocation bundles in GaAs wafers by means of X-ray transmission to,” pp. 65–75, 2001.
- [108] S.-W. Ryu, I. Kim, B.-D. Choe, and W. G. Jeong, “The effect of strain on the interdiffusion in InGaAs/GaAs quantum wells,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, no. 1995, pp. 1417–1419, 1995.
- [109] B. Luther-Davies, A. V. Rode, N. R. Madsen, and E. G. Gamaly, “Picosecond high-repetition-rate pulsed laser ablation of dielectrics: the effect of energy accumulation between pulses,” *Opt. Eng.*, vol. 44, no. 5, p. 051102, 2005.
- [110] S. K. Sundaram and E. Mazur, “Inducing and probing non-thermal transitions in semiconductors using femtosecond laser pulses.,” *Nat. Mater.*, vol. 1, no. 4, pp. 217–224, 2002.
- [111] a. J. Lochtefeld, M. R. Melloch, J. C. P. Chang, and E. S. Harmon, “The role of point defects and arsenic precipitates in carrier trapping and recombination in low-temperature grown GaAs,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, no. 1996, p. 1465, 1996.
- [112] a. E. Siegman, “ABCD-matrix elements for a curved diffraction grating: clarification,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 3, no. 10, p. 889, 1986.
- [113] T. Asano, S. Noda, and K. Tomoda, “Pump and probe measurement of intersubband relaxation time in short-wavelength intersubband transition,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no. 10, p. 1418, 1999.
- [114] V. D. S. Dhaka, N. Tkachenko, H. Lemmetyinen, E. M. Pavelescu, J. Konttinen, M. Pessa, K. Arstila, and J. Keinonen, “Room-temperature self-annealing of heavy-ion-irradiated InGaAs/GaAs quantum wells,” *Electron. Lett.*, vol. 41, no. 23, pp. 1304–1305, 2005.
- [115] C. Carmody, H. H. Tan, C. Jagadish, A. Gaarder, and S. Marcinkevičius, “Ion-implanted In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As for ultrafast optoelectronic applications,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 22, p. 3913, 2003.
- [116] J. W. Corbett, J. P. Karins, and T. Y. Tan, “Ion-induced defects in semiconductors,” *Nucl. Instruments Methods*, vol. 182–183, no. PART 1, pp. 457–476, 1981.
- [117] T. R. Schibli, K. Minoshima, H. Kataura, E. Itoga, N. Minami, S. Kazaoui, K. Miyashita, M. Tokumoto, and Y. Sakakibara, “Ultrashort pulse-generation by saturable absorber mirrors based on polymer-embedded carbon nanotubes,” *Opt. Express*, vol. 13, no. 20, p. 8025, 2005.
- [118] H. Liu, D. Nishide, T. Tanaka, and H. Kataura, “Large-scale single-chirality separation of single-wall carbon nanotubes by simple gel chromatography.,” *Nat. Commun.*, vol. 2, no. May, p. 309, 2011.
- [119] K. Kashiwagi and S. Yamashita, “Deposition of carbon nanotubes around microfiber via evanescent light,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 20, pp. 18364–18370, 2009.

- [120] L. Vaisman, H. D. Wagner, and G. Marom, “The role of surfactants in dispersion of carbon nanotubes,” *Adv. Colloid Interface Sci.*, vol. 128–130, no. 2006, pp. 37–46, 2006.
- [121] F. Wang, Y. Wu, M. S. Hybertsen, and T. F. Heinz, “Auger recombination of excitons in one-dimensional systems,” *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, vol. 73, no. 24, 2006.
- [122] A. Martinez, K. Fuse, and S. Yamashita, “Enhanced stability of nitrogen-sealed carbon nanotube saturable absorbers under high-intensity irradiation,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 4, pp. 4665–4670, 2013.
- [123] A.-R. Bellancourt, Y. Barbarin, D. J. H. C. Maas, M. Shafiei, M. Hoffmann, M. Golling, T. Südmeyer, and U. Keller, “Low saturation fluence antiresonant quantum dot SESAMs for MIXSEL integration.,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 12, pp. 9704–9711, 2009.