

LATVIJAS UNIVERSTIĀTE  
FIZIKAS, MATEMĀTIKAS UN OPTOMETRIJAS FAKULTĀTE  
FIZIKAS NODAĻA

**INDANDIONU ATVASINĀJUMU TREŠĀS KĀRTAS  
NELINEĀRI OPTISKO EFEKTU PĒTĪJUMI AR  
Z-SCAN METODI**

BAKALaura DARBS

Autors: **Mareks Markāns**

Studenta Apliecības Nr: mm19078

Darba vadītājs: Dr. phys. Arturs Bundulis

RĪGA 2022

## ANOTĀCIJA

Nelineāri optiskie materiāli tiek plaši pielietoti dažādu optisko ierīču veidošanā - tranzistoros, frekvenču ķemmēs un citu fotonisko ierīču izgatavošanā. Šāda tipa ierīču veidošanai izmanto materiālus, kuriem var novērot Kerra efektu, divfotonu absorbciju un absorbcijas piesātināšanos. Materiāli ar izteiktu Kerra efektu ir būtiski optisko slēdžu izgatavošanai, materiāli ar izteiktu divfotonu absorbciju nepieciešami optisko limiteru izgatavošanai, savukārt materiāli, kuriem raksturīga absorbcijas piesātināšanās, nepieciešami pasīvo Q-slēdžu veidošanai priekš femtosekunžu lāzeru izgatavošanas. Šajā darbā tika pētīti organiskie materiāli, jo, salīdzinot ar neorganiskajiem materiāliem, to nelineāri optiskās īpašības var mainīt, manipulējot ar materiāla ķīmisko struktūru, kā arī to ražošanas izmaksas ir lētākas.

Šajā darbā tika izmantota *Z-Scan* eksperimentālā iekārta, kura ir plaši pielietota, jo ļauj vienlaikus pētīt gan Kerra efektu, gan divfotonu absorbciju. Tika veikta *Z-Scan* eksperimentālās iekārtas kalibrācija, nosakot  $CS_2$  (oglekļa disulfīda) Kerra koeficienta spektrālo atkarību. Tika pētītas *DMABI-dPh*, *tB-DMABI-dPh* un *DMABI-Ju* nelineāri optiskās īpašības. Kā starojuma avots tika izmantots 35 pikosekunžu, 1 kHz lāzers ar maināmu gaismas viļņa garumu. Tika veikti spektrālie mērījumi, lai pētītu Kerra efekta un divfotonu absorbcijas spektrālo dispersiju, taču, veicot mērījumus, *DMABI-Ju* paraugam tika novērota arī absorbcijas piesātināšanās.

**Atslēgvārdi:** nelineārā optika, divfotonu absorbcija, Kerra efekts, absorbcijas piesātināšanās

## ABSTRACT

Nonlinear optical materials are widely used in manufacturing of such optical devices as transistors, frequency combs etc. More specifically, materials that exhibit Kerr's effect, two-photon absorption and saturation of absorption are utilized to manufacture photonic devices. Materials that exhibit Kerr's effect are used for optical switches, materials that exhibit two-photon absorption are used to create optical limiters and materials that exhibit saturation of absorption are used to create passive Q-switches which are used to manufacture femtosecond lasers. Organic nonlinear optical materials are studied due to the fact that by manipulating the organic structure of molecules we can enhance material's beneficial qualities.

*Z-Scan* method is widely utilized because it allows to simultaneously observe two-photon absorption and the Kerr effect. The *Z-Scan* system was calibrated by measuring the Kerr coefficient of  $CS_2$  (carbon disulfide). Nonlinear optical properties of *DMABI-dPh*, *tB-DMABI-dPh* and *DMABI-Ju* were studied. A 35 picosecond, 1kHz laser with adjustable wavelength was used as the source of irradiation to carry out spectral measurements of two-photon absorption and Kerr effect. During the measurements of *DMABI-Ju* saturation of absorption was observed.

**Keywords:** nonlinear optics, two-photon absorption, Kerr effect, saturable absorption

## SATURS

APZĪMĒJUMU SARAKSTS .....	4
IEVADS.....	6
1. TEORIJA .....	8
1.1. Materiāla dielektriskā uzņēmība .....	8
1.2. Otrās kārtas NLO efekti .....	8
1.3. Trešās kārtas NLO efekti .....	10
1.4. Piektās kārtas NLO efekti .....	13
1.5. Gausa stara fokusēšana .....	14
1.6. Absorbcijas piesātināšanās.....	16
2. EKSPERIMENTĀLĀ DAĻA .....	18
2.1. Eksperimentālā iekārta un <i>Z-Scan</i> metode.....	18
2.2. Elektroniskā shēma un eksperimenta vadības programma .....	22
2.3. $CS_2$ (oglekļa disulfīda) apraksts .....	24
2.4. $CHCl_3$ (trihlormetāna jeb hloroforma) apraksts.....	25
2.5. Pētāmo indandionu atvasinājumu apraksts .....	25
3. REZULTĀTI UN DISKUSIJA .....	27
3.1. Atvērtas apertūras mērījumi un $\alpha_2$ noteikšana.....	27
3.2. Aizvērtas apertūras mērījumi un $n_2$ noteikšana .....	31
3.3. $CS_2$ spektrālie mērījumi.....	35
3.4. <i>DMABI-dPh</i> spektrālie mērījumi .....	37
3.5. <i>tB-DMABI-dPh</i> spektrālie mērījumi .....	38
3.6. <i>DMABI-Ju</i> spektrālie mērījumi .....	39
SECINĀJUMI .....	45
KONFERENCES.....	47
IZMANTOTĀ LITERATŪRA .....	48
PATEICĪBA .....	50

## APZĪMĒJUMU SARAKSTS

### Lielumu apzīmējumi:

$P$  – polarizācijas blīvums

$\chi$  – materiāla dielektriskā uzņēmība

$E$  – elektriskais lauks

$t$  – laiks

$\omega$  - fotona frekvence

$n$  – gaismas laušanas koeficients

$\phi$  - viļņa fāze

$\Delta\phi$  - fāzes nobīde

$I$  – gaismas intensitāte

$\lambda$  - gaismas viļņa garums

$W$  – gaismas jauda

$A$  – virsmas laukums

$L$  – parauga biezums

$\alpha_0$  – absorbcijas koeficients

$\alpha_2$  – 2FA koeficients

$n_2$  – Kerra koeficients

$I_0$  – gaismas intensitāte stara centrā

$r$  – radiālais attālums līdz stara centram

$w$  – stara rādiuss

$z$  – attālums no gaismas fokusa punkta

$w_0$  – stara rādiuss fokusā

$z_R$  – Releja attālums

$f$  – lēcas fokusa attālums

$R$  – stara rādiuss pirms lēcas

$\theta$  - gaismas noliekšanās leņķis

$I_S$  – absorbcijas piesātināšanās intensitāte

$L_{eff}$  – parauga efektīvais biezums

$k$  – viļņa skaitlis

$\tau$  - lāzera impulsa garums

$\vartheta$  - lāzera impulsa atkārtotāšanās frekvence

$r_a$  – apertūras izmērs

**Saīsinājumi:**

2FA – divfotonu absorbcija

NLO – nelineārā optika/nelineāri optiskie

## IEVADS

Strauji pieaugot interneta lietotāju skaitam [1], datu pārraides sistēmu noslodze arī palielinās. Viens no veidiem, kā uzlabot šīs sistēmas veiktspēju, ir pāreja no hibrīdsistēmām (elektro-optiskas sistēmas), kurās dati tiek pārraidīti optiski, taču apstrādāti elektroniski, uz pilnībā optiskām datorsistēmām [2]. Lai veiktu šo pāreju, nepieciešams izgatavot elementus, kas spēj apstrādāt un saglabāt optisko informāciju – optiskos tranzistorus un optisko atmiņu.[3][4] Optisko tranzistoru izgatavošanai jāpiemeklē materiāli, kuriem raksturīgi trešās kārtas nelineāri optiskie (NLO) efekti – divfotonu absorbcija (2FA), absorbcijas piesātināšanās un Kerra efekts.

Materiāli, kuriem raksturīgi šie NLO efekti, tiek plaši pielietoti dažādu fotonisko ierīču izgatavošanai. Materiāli ar lielu 2FA koeficientu tiek lietoti optisko limiteru izgatavošanai [5], savukārt materiāli ar lielu Kerra koeficientu – optisko slēdžu izgatavošanai [6]. Materiāli, kuriem raksturīga absorbcijas piesātināšanās pie zemām lāzera intensitātēm, nepieciešamu pasīvo Q-slēdžu izgatavošanai [7]. NLO materiālu pētījumos galvenais fokuss ir uz efektīvāku un atbilstošāku materiālu atrašanu.

Nelineārā optika ir fizikas nozare, kas pēta gaismas mijiedarbību ar vidi gadījumos, kad videi polarizācijas blīvums mainās nelineāri atkarībā no pieliktā elektriskā lauka [8]. NLO efektu ierosināšanai nepieciešams augstas intensitātes starojums, un tos iedala kārtās pēc elektriskā lauka pakāpes, no kuras atkarīgs efekts. Šajā darbā tika pētīti trešās kārtas NLO efekti – 2FA un Kerra efekts. 2FA ir divu fotonu vienlaicīga absorbcija, kuras rezultātā molekula pāriet ierosinātā stāvoklī. Tā kā elektronu skaits pamatstāvoklī ir ierobežots, efektu iespējams arī piesātināt. Absorbcijas efekts ir atkarīgs no ierosinošā starojuma intensitātes, tāpēc absorbcijas piesātināšanos raksturo ar piesātināšanās intensitāti  $I_S$ . Kerra efekts ierosina materiāla gaismas laušanas koeficienta modulāciju atkarībā no pieliktās gaismas intensitātes. Šie efekti tika pētīti ar *Z-Scan* metodi, kura ir plaši pielietota, jo ļauj abus šos efektus novērot vienlaicīgi, izmantojot vienu lāzera staru un divus detektorus, kā arī datu apstrādes analītiskie modeļi ir relatīvi vienkārši. [9]

**Darba mērķis** ir, izmantojot *Z-Scan* metodi, pētīt trīs indandionu atvasinājumu - *DMABI-dPh*, *tB-DMABI-dPh*, *DMABI-Ju* - NLO īpašības.

### **Darba uzdevumi:**

- Nokalibrēt *Z-Scan* eksperimentālo iekārtu, veicot  $CS_2$  (oglekļa disulfīda) spektrālos mērījumus un salīdzinot rezultātus ar literatūras datiem;

- Veikt pētāmo vielu spektrālos mērījumus;
- Apstrādāt datus, veicot aproksimāciju ar analītiskajiem modeļiem;
- Salīdzināt lineāri un nelineāri optisko parametru spektrālās atkarības.

Darbs sastāv no četrām nodaļām: teorija, eksperimentālā daļa, rezultāti un diskusija, kā arī secinājumi. Teorijas daļā aprakstīti NLO efekti, kā arī Gausa stara fokusēšanas principi. Eksperimentālajā daļā aprakstīta *Z-Scan* eksperimentālā iekārta un tās darbības principi. Rezultātu un diskusijas daļā aprakstīti iegūtie rezultāti, to apstrāde un kļūdas novērtējums. Secinājumu sadaļā tiks izdarīti vispārināti secinājumi par darbu un tā rezultātiem atbilstoši darba mērķim un uzdevumiem.

# 1. TEORIJA

## 1.1. Materiāla dielektriskā uzņēmība

Materiālam mijiedarbojoties ar elektrisko lauku, mainās tā polarizācijas blīvums jeb elektriskā dipola moments uz laukuma vienību [8]. Šī mijiedarbība ir nelineāras dabas, un to var aprakstīt ar vienādojumu (1.1).

$$P(t) = \chi^{(1)}E(t) + \chi^{(2)}E^2(t) + \chi^{(3)}E^3(t) \dots = P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) \dots \quad (1.1)$$

kur  $P$  ir polarizācijas blīvums,  $\chi$  - materiāla dielektriskā uzņēmība un  $E$  - elektriskais lauks. Lineārajā optikā aplūko tikai šī vienādojuma pirmās kārtas locekli  $\chi^{(1)}E(t)$ , savukārt nelineārajā optikā ņem vērā arī augstākas kārtas locekļus. Nelineāri optiskos efektus iedala kārtās pēc atbilstošās elektriskā lauka pakāpes, kā arī tie ir novērojami pie augstām elektriskā lauka vērtībām.

## 1.2. Otrās kārtas NLO efekti

Lai aprakstītu otrās kārtas nelineāri optiskos efektus, pieņem, ka divi fotoni vienlaikus mijiedarbojas ar materiālu un rada elektrisko lauku, kuru apraksta ar sekojošu vienādojumu:

$$E(t) = E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t} = E_1 [\cos(\omega_1 t) - i \sin(\omega_1 t)] + E_2 [\cos(\omega_2 t) - i \sin(\omega_2 t)] \quad (1.2)$$

kur  $\omega_1$  un  $\omega_2$  ir ierosinošo fonu frekvences. Pieņemot, ka starojuma kompleksās komponentes vienādas ar 0, iegūst:

$$E(t) = E_1 \cos(\omega_1 t) + E_2 \cos(\omega_2 t) \quad (1.3)$$

Apvienojot vienādojumus (1.1) un (1.3), otrās kārtas polarizācijas komponenti var izteikt sekojoši:

$$P^{(2)}(t) = \chi^{(2)} [E_1 \cos(\omega_1 t) + E_2 \cos(\omega_2 t)]^2 \quad (1.4)$$

Vienādojumu (1.4) iespējams pārveidot, izmantojot trigonometriskās identitātes, lai iegūtu

vienādojumu:

$$P^{(2)}(t) = \chi^{(2)}[E_1^2 \cos^2(\omega_1 t) + 2E_1 E_2 \cos(\omega_1 t) \cos(\omega_2 t) + E_2^2 \cos^2(\omega_2 t)] =$$

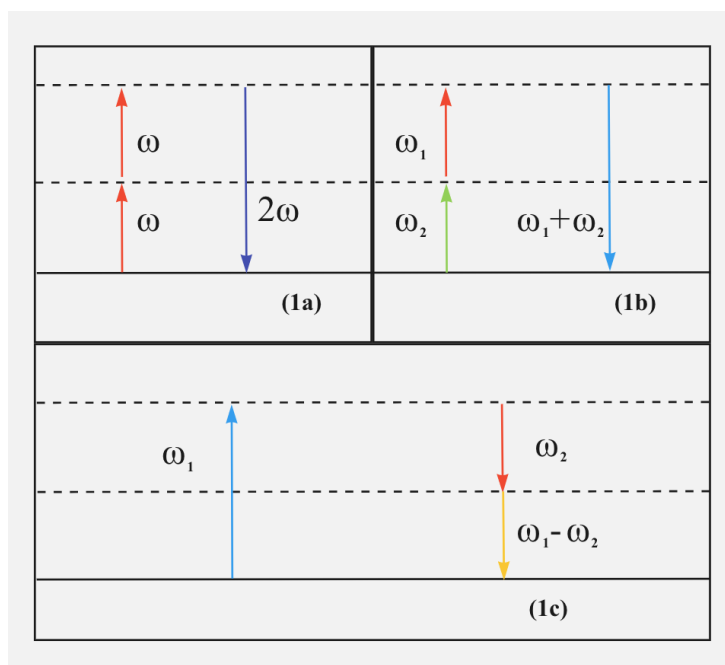
$$\chi^{(2)} \left[ \frac{1}{2} E_1^2 + \frac{1}{2} E_1^2 \cos(2\omega_1 t) + E_1 E_2 \cos(\omega_1 t - \omega_2 t) \cos(\omega_1 t + \omega_2 t) + \right. \quad (1.5)$$

$$\left. + \frac{1}{2} E_2^2 + \frac{1}{2} E_2^2 \cos(2\omega_2 t) \right]$$

No vienādojumiem (1.4) un (1.5) izriet, ka otrās kārtas nelineāri optisko efektu norises laikā iespējams novērot efektus, kas atkarīgi no fotona frekvences, kā arī efektus, kas atkarīgi tikai no elektriskā lauka intensitātes. No fotonu frekvences atkarīgie vienādojuma locekļi noved pie frekvenču miksēšanās sekojošās formās:

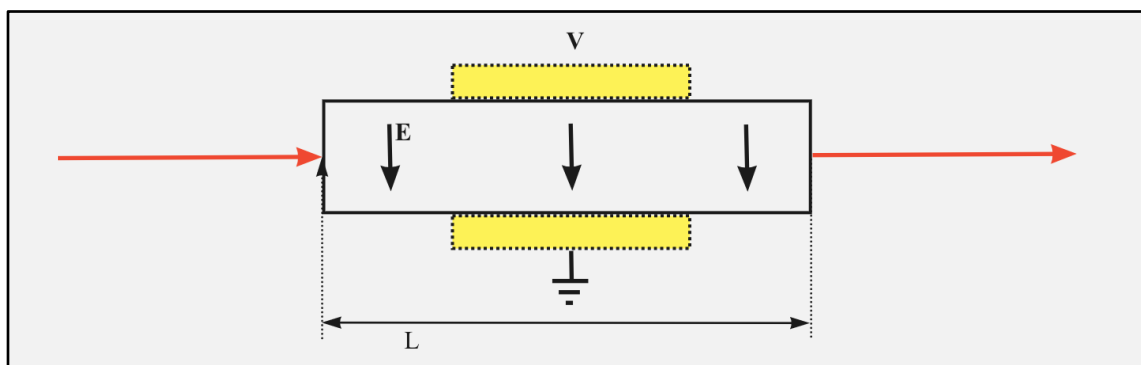
- $2\omega_1$  un  $2\omega_2$  (dubultotas sākotnējās frekvences) - šo efektu sauc par otrās harmonikas ģenerāciju;
- $\omega_1 + \omega_2$  - šo efektu sauc par frekvenču summēšanos;
- $\omega_1 - \omega_2$  - šo efektu sauc par frekvenču atņemšanos.

Frekvenču summēšanās norisinās, diviem fotoniem ierosinot elektronus, kuri pāriet uz virtuālu stāvokli. Atgriežoties pamata stāvoklī, tiek emitēts fotons ar citu frekvenci (Skat. 1.1. Att.).



1.1. Att. **Frekvenču miksēšanās (1a) Otrās harmonikas ģenerācija;**  
**(1b) Frekvenču summēšanās; (1c) Frekvenču atņemšanās**

Pie otrās kārtas nelineāri optiskajiem efektiem pieder arī Pokelsa efekts. Šis efekts raksturo to, kā mainās materiāla gaismas laušanas koeficients materiālam atkarībā no ārējā uzliktā elektriskā lauka (Skat. 1.2. Att.).



1.2. Att. Gaismas mijiedarbība ar vidi, kurai pielikts ārējs elektriskais lauks

Gaismas laušanas koeficienta atkarību no pieliktā elektriskā lauka var aprakstīt ar vienādojumu:

$$n(E) = \sqrt{1 + \chi^{(0)}} = \sqrt{1 + \chi^{(1)} + 2\chi^{(2)}E} = \left| n_0 = \sqrt{1 + \chi^{(1)}} \right| = n_0 \sqrt{1 + \frac{2\chi^{(2)}E}{n_0^2}} \approx n_0 + \frac{\chi^{(2)}E}{n_0} = n_0 + n_1E \quad (1.6)$$

kur  $n$  ir gaismas laušanas koeficients,  $n_0$  un  $n_1$  - attiecīgi gaismas laušanas koeficientu komponentes. Materiāla gaismas laušanas koeficienta modulāciju rezultātā mainās arī gaismas noietais optiskais ceļš. Šī iemesla dēļ rodas gaismas fāzes izmaiņa, kuru apraksta ar vienādojumu:

$$\Delta\phi(E) = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 L \quad (1.7)$$

kur  $\Delta\phi$  ir fāzes nobīde,  $\lambda$  – gaismas viļņa garums,  $L$  – parauga biezums.

### 1.3. Trešās kārtas NLO efekti

Līdzīgi kā otrās kārtas efektiem, lai aprakstītu trešās kārtas efektus pieņem, ka efektu

izraisa trīs fotoni, kuru elektrisko lauku apraksta ar vienādojumu:

$$E(t) = E_1 \cos(\omega_1 t) + E_2 \cos(\omega_2 t) + E_3 \cos(\omega_3 t) \quad (1.8)$$

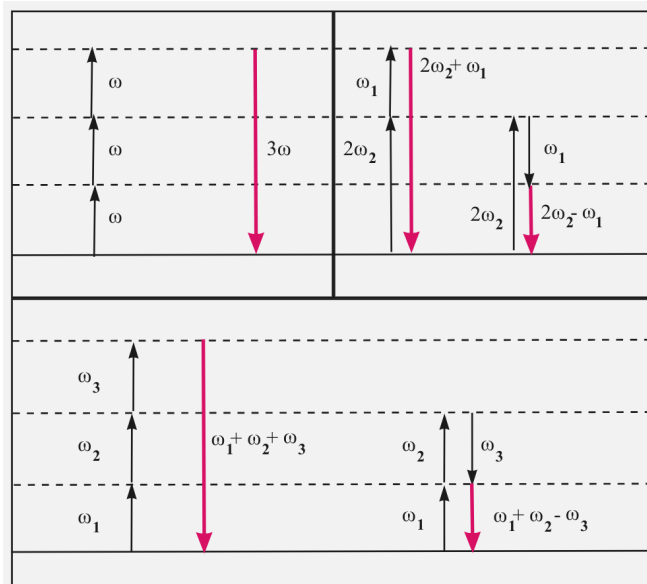
Apvienojot vienādojumus (1.1) un (1.8), trešās kārtas polarizācijas komponenti var izteikt kā:

$$P^{(3)}(t) = \chi^{(3)} [E_1 \cos(\omega_1 t) + E_2 \cos(\omega_2 t) + E_3 \cos(\omega_3 t)]^3 \quad (1.9)$$

Līdzīgi, kā otrās kārtas efektiem, vienādojumā (1.9), veicot kāpināšanas operāciju, iegūst divu veidu procesus – kur atbildes un ierosmes fotoniem ir atšķirīgas frekvences (frekvenču miksēšanās) un kur šiem fotoniem ir vienādas frekvences (no jaudas atkarīgi procesi). Rezultējošās frekvences procesos, kur rezultējošā frekvence ir atšķirīga no ierosinošās, var izteikt kā:

- $3\omega_1, 3\omega_2$  un  $3\omega_3$  (trīskāršota sākotnējā frekvence) - šo efektu sauc par trešās harmonikas ģenerāciju;
- $2\omega_1 \pm \omega_2, 2\omega_1 \pm \omega_3, 2\omega_2 \pm \omega_1, 2\omega_2 \pm \omega_3, 2\omega_3 \pm \omega_1, 2\omega_3 \pm \omega_2$  ;
- $\omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3, \omega_2 \pm \omega_1 \pm \omega_3, \omega_3 \pm \omega_1 \pm \omega_2$  .

Fizikāli šie efekti norisinās trim fotoniem ierosinot elektronu, kurš pāriet uz virtuālu stāvokli. Atgriežoties pamata stāvoklī, tiek emitēts fotons ar jaunu frekvenci (Skat. 1.3. Att.).



1.3. Att. Trešās kārtas NLO efekti

Pie trešās kārtas efektiem pieder arī tādi efekti kā 2FA un Kerra efekts. Šo efektu gadījumā

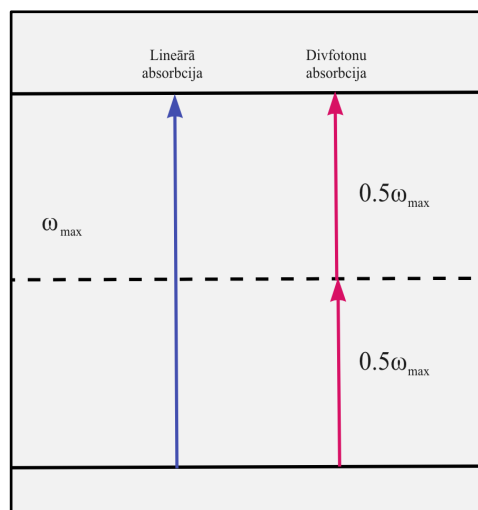
nenotiek frekvenču miksēšanās. 2FA pēc būtības līdzinās otrās harmonikas ģenerācijai - šo efektu izraisa divu fotonu vienlaicīga absorbcija, taču šiem efektiem ir divas būtiskas atšķirības. Pirmkārt, otrās harmonikas ģenerācijas gadījumā starojums saglabā koherenci, kā arī frontes virzienu, savukārt, notiekot 2FA, starojums ir nekoherents, salīdzinot ar ierosinošo starojumu, kā arī tiek emitēti visos virzienos. Otrkārt, otrās harmonikas ģenerācijas gadījumā elektrons pāriet uz virtuālu enerģijas stāvoklī, no kura tas atgriežas pamatstāvoklī, emitējot divkārtotā frekvences fotonu, savukārt 2FA gadījumā elektrons nonāk augstākā enerģijas līmenī. Pāreja uz pamatstāvokli šajā gadījumā var tikt iesaistīti arī vibrāciju līmeņi, kas noved pie emitētā starojuma spektra paplašināšanās.

Absorbciju gadījumā, ja novērojama 2FA, apraksta ar vienādojumu:

$$\alpha(I) = \alpha_0 + \alpha_2 I \quad (1.10)$$

kur  $\alpha$  ir absorbcijas koeficients,  $\alpha_0$  – lineārās absorbcijas koeficients,  $\alpha_2$  – 2FA koeficients un  $I$  – gaismas intensitāte.

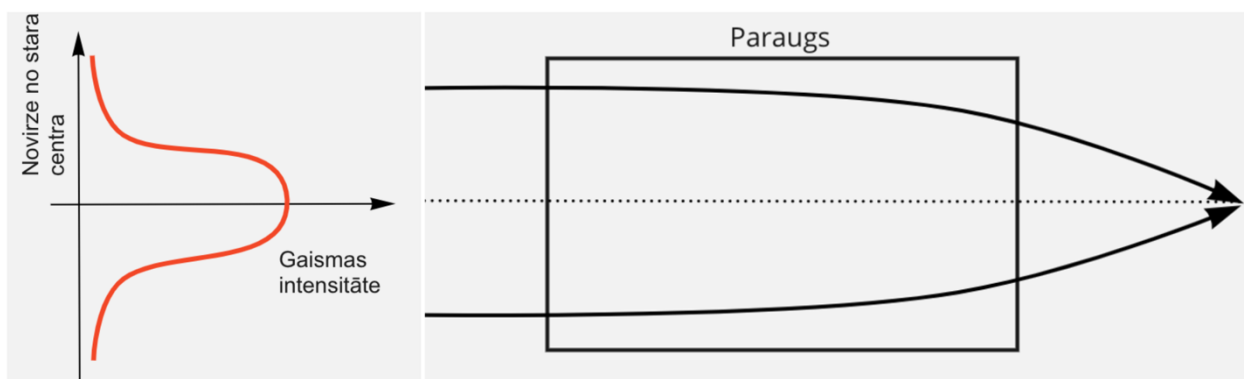
Absorbcijas spektrālo dispersiju nosaka tas, cik tuvu ierosinošā fotona (2FA gadījumā – divu fotonu summārā) enerģija ir starpībai starp diviem enerģijas līmeņiem. Jo šīs enerģijas ir tuvākas, jo lielāka varbūtība fotoniem tikt absorbētiem. Šis fakts ļauj salīdzināt lineārās un 2FA spektrālās dispersijas. Tipiski 2FA būs visizteiktākā pie aptuveni divreiz lielāka viļņa garuma nekā lineārā absorbcija.



**1.4.Att. Frekvences, pie kurām novērojami lineārās un 2FA maksimumi**

Kerra efekts ir trešās kārtas nelineāri optiskais efekts, kas ir Pokelsa efekta augstākas kārtas analogs, kurā iesaistīti trīs fotoni. Divi no tiem ierosina gaismas laušanas koeficienta modulāciju, kamēr trešais – modulāciju detektē.

Viena no pazīstamākajām Kerra efekta izpausmēm ir pašfokusēšanās efekts. Ja krītošā stara profila intensitātes sadalījumam ir radiāla atkarība, Kerra efekts vidē ierosina gaismas laušanas koeficienta gradientu, kas ir proporcionāls intensitātes sadalījumam. Izmaiņas gaismas laušanas koeficientā izraisa lāzera stara pašfokusēšanos (Skat. 1.5. Att.).



1.5. Att. Materiāla pašfokusēšanās.

Gaismas laušanas koeficienta modulāciju iespējams aprakstīt ar vienādojumu (1.11),

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (1.11)$$

kur  $n_2$  - Kerra koeficients.

Fāzes nobīdi var aprakstīt ar vienādojumu (1.12).

$$\Delta\phi(I) = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I L; \quad \Delta\phi(W) = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 \frac{W}{A} L \quad (1.12)$$

kur  $W$  ir stara jauda un  $A$  – virsmas laukums.

#### 1.4. Piektās kārtas NLO efekti

Piektās kārtas NLO efekti ir atkarīgi no elektriskā lauka piektajā pakāpē. Būtiski aplūkot

Kerra efekta piektās kārtas analogu. Arī šis efekts ierosina gaismas laušanas koeficienta modulāciju, kā rezultātā tas izraisa materiāla pašfokusēšanos, ja gaismas intensitātes sadalījums viļņa frontē nav homogēns. Gaismas laušanas koeficientu atkarībā no pieliktās gaismas intensitātes var izteikt sekojoši:

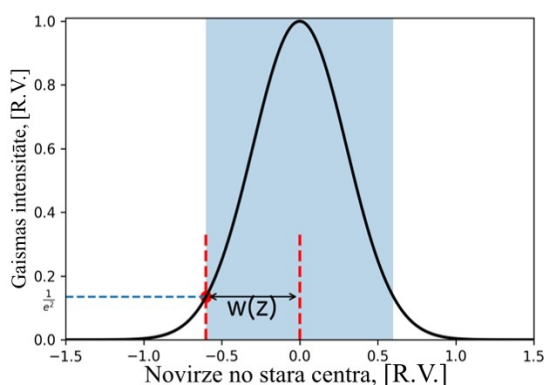
$$n(I) = n_0 + n_3 I^2 \quad (1.13)$$

### 1.5. Gausa stara fokusēšana

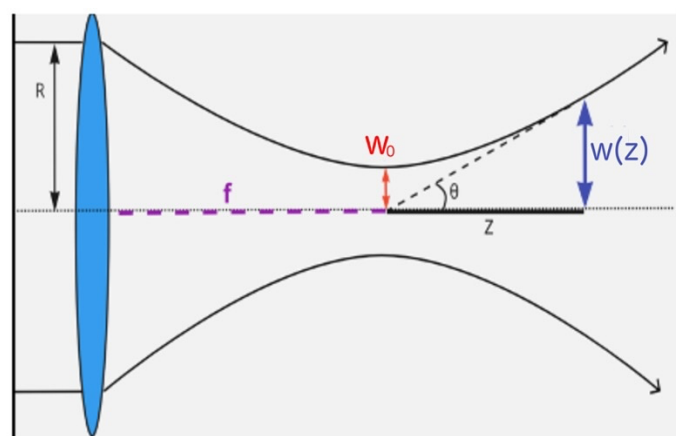
Gausa staram intensitātes sadalījums ap stara centru atbilst Gausa funkcijai. Tā intensitātes sadalījumu var aprakstīt ar vienādojumu:

$$I(r) = I_0 \exp\left(-2r^2 \frac{1}{w(z)^2}\right) \quad (1.14)$$

kur  $I_0$  raksturo gaismas intensitāti stara centrā,  $r$  - radiālo attālumu no stara centra,  $w(z)$  - stara rādiusu, kas ir funkcija no  $z$  - stara noietais attālums no gaismas avota. Stara rādiusa robežu pieņem pozīcijā, kur gaismas intensitāte vienāda ar  $1/e^2$  no pīķa intensitātes  $I_0$  (Skat. 1.6. Att.).



1.6. Att. Stara rādiuss  $w(z)$



1.7. Att. Gausa stara fokusēšana

1.7. Att. redzama Gausa stara fokusēšanas fokusēts Gausa stars, kur  $w_0$  ir stara izmērs fokusa punktā,  $f$  - lēcas fokusa attālums,  $R$  - stara rādiuss pirms lēcas,  $\theta$  - noliekšanās leņķis. Stara izmērs fokusa punktā ir atkarīgs no lēcas fokusa attāluma. Sakarība attēlota vienādojumā (1.15).

$$w_0 = \frac{\lambda}{\pi\theta} = \frac{\lambda f}{\pi R} \quad (1.15)$$

Stara izmērs  $w(z)$  atkarībā no stara noietā attāluma  $z$  izsakāms ar vienādojumu:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{\lambda^2 z^2}{\pi^2 w_0^4}} \quad (1.16)$$

Literatūrā tiek ieviests lielums  $z_R$  jeb Releja attālums [10]. Releja attālums ir stara noietais ceļš, kurā stara izmērs palielinās  $\sqrt{2}$  reizes. No vienādojuma (1.16) Releja attālumu var izteikt sekojoši:

$$2w_0^2 = w_0^2 \cdot \left(1 + \frac{\lambda^2 z_R^2}{\pi^2 w_0^4}\right)$$

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (1.17)$$

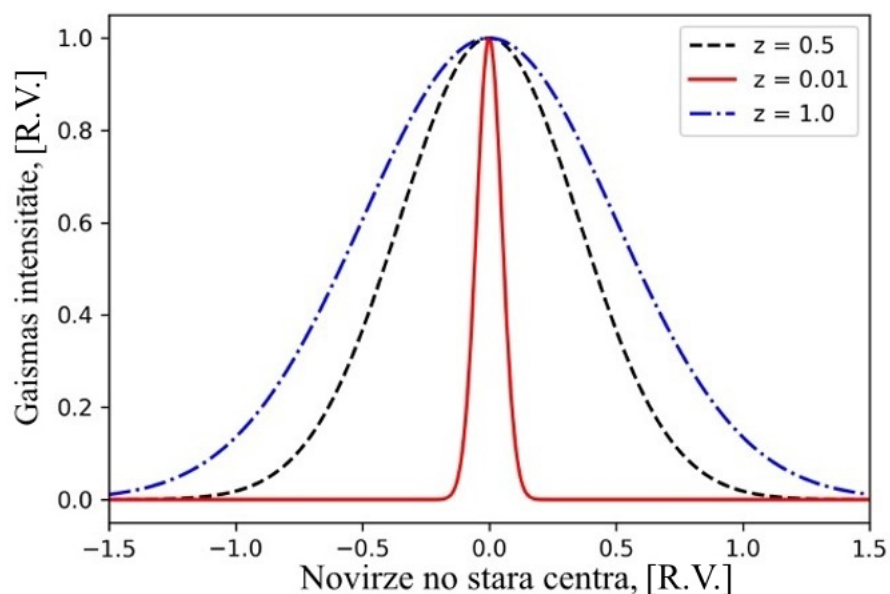
Ievietojot vienādojumu (1.17) atpakaļ vienādojumā (1.16), iegūst vienādojumu:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \quad (1.18)$$

Vienādojumu (1.18), ievietojot vienādojumā (1.14), iegūstam sakarību:

$$I(r, z) = I_0 \exp\left(-2 \frac{r^2}{w_0^2} \frac{1}{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}\right) \quad (1.19)$$

Iegūtais vienādojums (1.19) ir būtisks tāpēc, ka tajā parādās stara izmēra atkarība no stara noietā ceļa un  $w_0$  (Skat. 1.8. Att.).



*1.8.Att.* **Gaismas intensitāte atkarībā no stara noietā ceļa un attāluma līdz stara centram**

## 1.6. Absorbcijas piesātināšanās

Lineārās optikas kontekstā tādi materiāla raksturlielumi kā gaismas laušanas koeficients un optiskās absorbcijas koeficients nav atkarīgi no pieliktā elektriskā lauka intensitātes. Optiskā absorbcija noris, elektroniem absorbējot fotonus un pārejot augstākā enerģijas līmenī. Notiekot intensīvai absorbcijai, pamata enerģijas līmenī rodas elektronu iztrūkums, tādējādi samazinot materiāla spēju absorbēt gaismu. Lai gan šis efekts pēc dabas ir nelineārs, jo tas ir atkarīgs no starojuma intensitātes (Skat. vienādojums 1.20), nav korekti apgalvot, ka lineārās absorbcijas koeficients nav konstants nelineāri optisko jeb augstākas kārtas efektu dēļ.

$$\alpha(I) = \frac{\alpha_0}{1 + I/I_s} \quad (1.20)$$

Vienādojumā (1.20)  $I_s$  - materiālam raksturīga piesātinājuma intensitāte.

Līdzīgi kā lineāro absorbciju, 2FA iespējams piesātināt, taču 2FA piesātināšanās matemātiskais apraksts ir komplicētāks. 2FA piesātināšanās modeļi aprakstīti literatūrā [11].

Literatūrā piedāvāti četri 2FA piesātināšanās modeļi (absorbcijas aprakstīšanai izmanto diferenciālvienādojumu):

1. Modelis, kurā netiek ņemta vērā piesātināšanās -  $\frac{dI}{dL} = \alpha_2 I^2$ ;
2. Hiperboliskais modelis -  $\frac{dI}{dL} = \frac{\alpha_2 I}{1 + \frac{I}{I_S}} I^2$ ;
3. Homogēnais modelis -  $\frac{dI}{dL} = \frac{\alpha_2}{1 + \left(\frac{I}{I_S}\right)^2} I^2$ ;
4. Nehomogēnais modelis -  $\frac{dI}{dL} = \frac{\alpha_2}{\sqrt{1 + \left(\frac{I}{I_S}\right)^2}} I^2$ .

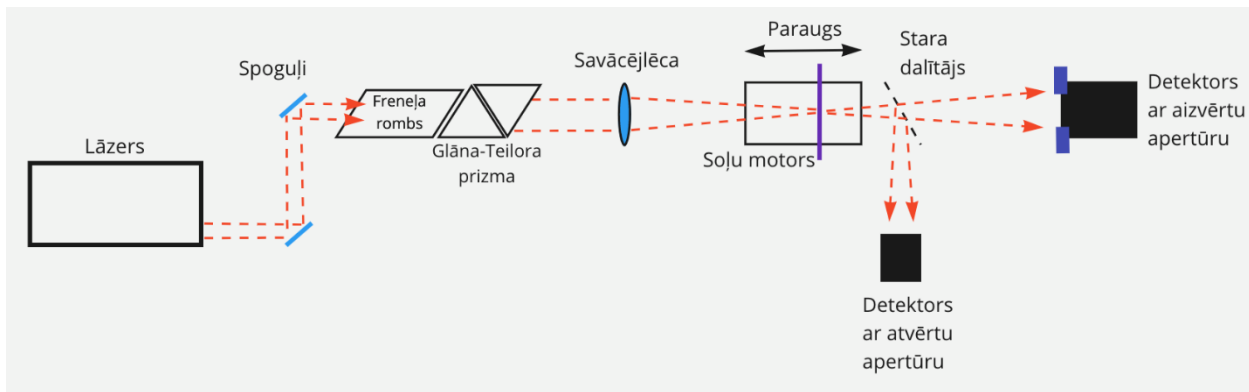
Modeļi atšķiras ar to, kādā pakāpē  $I_S$  atkarīgs no  $I$ . Homogēnajā modelī atkarība no abiem parametriem ir kvadrātiska. Literatūrā aprakstīts, ka homogēnais modelis ir vienīgais, kurš precīzi apraksta 2FA piesātināšanās procesu.

## 2. EKSPERIMENTĀLĀ DAĻA

### 2.1. Eksperimentālā iekārta un *Z-Scan* metode

*Z-Scan* metodē tiek ekspluatēts fakts, ka, fokusējot Gausa staru un bīdot paraugu caur stara fokusu, gaismas intensitāte uz paraugu izsakāma kā funkcija no parauga pozīcijas (Skat. apakšnodaļu 1.5). Šīs metodes priekšrocība ir tāda, ka tā ļauj mērīt 2FA un Kerra koeficientus vienlaicīgi. [9]

Kā starojuma avots tika izmantots 1 [kHz] 35 [ps] lāzers ar maināmu viļņa garumu. Lāzera stara profils atbilst Gausa sadalījumam. Izmantojot divus spoguļus, lāzera stars tiek ievadīts *Z-Scan* iekārtā (Skat. 2.1. Att.).



2.1. Att. *Z-Scan* eksperimentālā iekārta

Pirmā mērījumu iekārtas komponente ir jaudas kontroles bloks, kas sastāv no Freneļa romba un Glāna-Teilora prizmas. Freneļa rombs ir optiska ierīce, kura maina gaismas polarizāciju atkarībā no rotācijas leņķa. Glāna-Teilora prizma tiek izmantota kā polarizējošs staru dalītājs, kas cauri laiž horizontālo polarizētu staru un atstaro vertikāli polarizēto staru. Rotējot Freneļa rombu, iespējams regulēt stara jaudu, kas ieiet sistēmā.

Otrā komponente ir savācējlēca, kas fokusē staru. Eksperimentālajā iekārtā tika izmantota lēca ar fokusa attālumu 11[cm].

Paraugam cauri izgājušais starojums tiek sadalīts divos ar stara dalītāju. Dalīšana tiek panākta, izmantojot daļēji atstarošu stikla plāksni. Viena no stara komponentēm tiek mērīta ar atvērtas apertūras detektoru, savukārt otra - ar aizvērtas apertūras detektoru.

Kerra koeficienta  $n_2$  mērīšanai izmanto aizvērtas apertūras detektoru. Detektors ar neliela izmēra apertūru priekšā tiek nopozicionēts pret krītošā stara centru. Ja materiālā tiek ierosināts Kerra efekts, materiāls sāk funkcionēt kā lēca (Skat. apakšnodaļu 1.3), jo notiek gaismas laušanas koeficienta izmaiņas atbilstoši vienādojumam (1.11). Šī iemesla dēļ caurejošā stara izmērs mainīsies. Paraugā ierosinātājam gaismas laušanas koeficienta sadalījumam (un atbilstoši izveidotās lēcas fokusa garumam un caurejošā stara izmēram) būs novērojama atkarība no parauga pozīcijas, līdz ar to, bīdot paraugu caur stara fokusu, mainīsies stara izmērs uz detektora. Jo lielāks būs stara izmērs uz detektora, jo mazāks būs nomērītais signāls un otrādi. [9]

2FA koeficienta  $\alpha_2$  mērīšanai izmanto detektoru bez apertūras (atvērtās apertūras detektors), jo šajā gadījumā svarīga ir caurejošā signāla jaudas izmaiņa, kā rezultātā nepieciešams mērīt visu stara profilu.

Jāņem vērā, ka šos abus efektus - atkarībā no pētāmā materiāla - iespējams novērot vienlaikus. Kerra efekts nerada izmaiņas absorbcijas mērījumos, kamēr stara profila izmērs nepārsniedz detektora izmēru, savukārt absorbcijas izmaiņa ietekmē aizvērtās apertūras detektora signālu. Tas ir jāņem vērā, tāpēc, rēķinot Kerra koeficientu, aizvērtās apertūras mērījumi jānormē pret atvērtās apertūras mērījumiem.[9]

Lai aprakstītu atvērtās apertūras mērījumus, tiek aplūkots sekojošs vienādojums:

$$\frac{dI}{dL} = -(\alpha_0 + \alpha_2 I)I \quad (2.2)$$

kurā tiek aprakstīta intensitātes izmaiņa, staram ejot caur paraugu. Analītiski risinot šo diferenciālvienādojumu, iegūst:

$$\begin{aligned} - \int_I^{I_e} \frac{dI}{(\alpha_0 + \alpha_2 I)I} &= \int_0^L dL \rightarrow \\ I_e &= \frac{I e^{-\alpha_0 L}}{1 + \alpha_2 I \frac{1 - e^{-\alpha_0 L}}{\alpha_0}} = \frac{I e^{-\alpha_0 L}}{1 + \alpha_2 I L_{eff}} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Vienādojumā (2.3)  $I_e$  raksturo gaismas intensitāti, izejot cauri paraugam. Tiek ieviests arī parauga efektīvais biezums  $L_{eff}$ . Jāņem vērā, ka izmantojam Gausa staru, kura intensitāti apraksta sekojoši:

$$I(z, r, t) = I_0 \left( \frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} \quad (2.4)$$

kur  $\tau$  apraksta lāzera impulsa garumu. Ievietojot vienādojumu (2.4) vienādojumā (2.3) iegūst izejas intensitāti Gausa staram. Jāņem vērā, ka *Z-Scan* mērījumos tiek mērītas jaudas izmaiņas caurizgājušajā gaismā. Integrējot vienādojumu (2.3), kurā ņemts vērā Gausa sadalījums profilā, iegūst izejas jaudu. Izejas jauda  $W_e$  attēlota vienādojumā:

$$W_e = I_0 \frac{\pi w_0^2}{2} e^{-\alpha_0 L} \frac{\log \left( \frac{\alpha_2 I_0 L_{eff} w_0^2}{w^2(z)} e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} + 1 \right)}{\frac{\alpha_2 I_0 L_{eff} w_0^2}{w^2(z)}} \quad (2.5)$$

Pieņem, ka izmaiņas caurejošās gaismas jaudā izraisa tikai 2FA, tāpēc transmisiju iegūstam kā izejas jaudas integrāli pēc laika, normētu pēc jaudas integrāļa gadījumā, kad 2FA nenotiek ( $\alpha_2=0$ ). Rezultātā iegūst analītisko vienādojumu priekš atvērtās apertūras mērījumiem:

$$T = \frac{w^2(z)}{\alpha_2 I_0 L_{eff} w_0^2} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \log \left( \frac{\alpha_2 I_0 L_{eff} w_0^2}{w^2(z)} e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} + 1 \right) dt}{\sqrt{\pi} \tau} \quad (2.6)$$

Lai aprakstītu aizvērtās apertūras mērījumus, aplūko vienādojumu:

$$\frac{d(\Delta\phi)}{dL} = kn_2 I \quad (2.7)$$

Vienādojumā (2.7) ņem vērā, ka absorbcijas efekti ietekmē caurejošās gaismas intensitāti, kura būs nolasāma ar aizvērtās apertūras detektoru, tāpēc vienādojumā (2.7) ievieto vienādojumu (2.3), lai iegūtu vienādojumu:

$$\frac{d(\Delta\phi)}{dL} = kn_2 I_e = kn_2 \frac{I e^{-\alpha_0 L}}{1 + \alpha_2 I \frac{1 - e^{-\alpha_0 L}}{\alpha_0}} \quad (2.8)$$

Analītiski atrisinot diferenciālvienādojumu, iegūst:

$$\Delta\phi = kn_2 \frac{\log(1 + \alpha_2 I L_{eff})}{\alpha_2} \quad (2.9)$$

Turpmākajos aprēķinos pieņem, ka 2FA efekts ir vērā neņemams. Izmantojot robežteoriju, vienādojumu (2.9) iespējams pārveidot:

$$\Delta\phi = kn_2 I L_{eff} \quad (2.10)$$

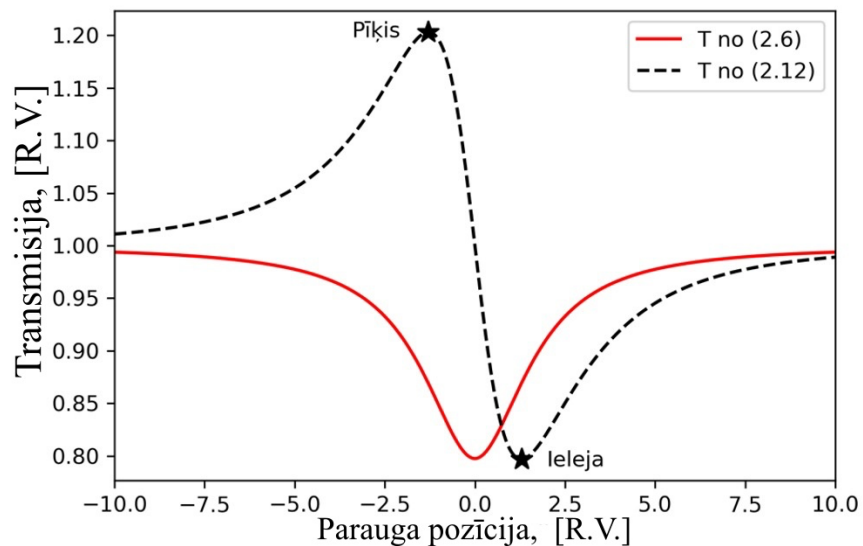
Tā kā fāzu nobīde atkarīga no intensitātes, tad tā atkarīga arī no attāluma līdz stara centram, tāpēc vienādojumu (2.10) vispārīgā gadījumā pārveido sekojošā formā:

$$\Delta\phi(z, r) = \frac{\Delta\phi}{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} e^{\frac{-2r^2}{w^2(z)}} = \frac{kn_2 I_0 L_{eff}}{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} e^{\frac{-2r^2}{w^2(z)}} \quad (2.11)$$

Līdzīgi kā atvērtās apertūras gadījumā, kur analītiskais vienādojums tika iegūts, normējot jaudas integrāli pēc laika gadījumā, kad tiek novērots 2FA efekts pēc integrāļa, kad efekts netiek novērots, analītiskais gadījums tiek iegūts, normējot elektriskā lauka integrāli gadījumā, kad efekts tiek novērots pret integrāli gadījumā, kad netiek.

$$T = \frac{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_0^{r_a} E^2(r, z, t, \Delta\phi) r dr d\varphi dt}{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_0^{r_a} E^2(r, z, t, \Delta\phi = 0) r dr d\varphi dt} \quad (2.12)$$

Vienādojumā (2.12)  $r_a$  apraksta apertūras rādiusu. Vienādojumu (2.6) un (2.12) matemātiski tuvinājumi tiek izmantoti, lai aprakstītu attiecīgi atvērtās un normētus aizvērtās apertūras mērījumus.



## 2.2. Att. Atvērtas un aizvērtas apertūras mērījumu analītisko modeļu grafiskais attēlojums

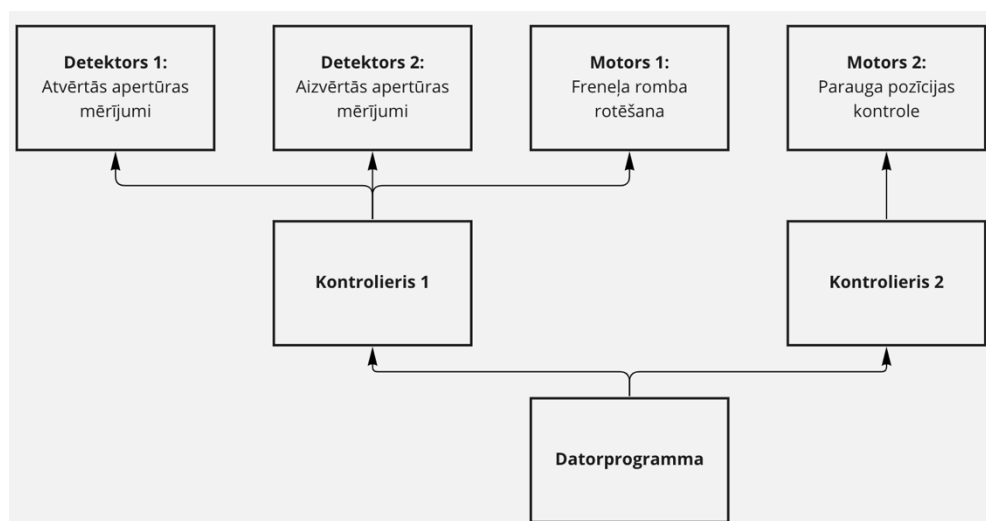
Aizvērtas apertūras mērījumos tiek detektētas izmaiņas stara izmērā, tāpēc jāņem vērā, ka apertūras izmērs būtiski ietekmē mērījumu precizitāti. Literatūrā aprakstīta aizvērtas apertūras mērījumu jutība pret apertūras izmēru [9]. Piedāvāts skaitliski iegūts vienādojums, ar kuru apraksta attālumu no detektētā signāla pīķa līdz ielejai (Skat. Att. 2.2), respektīvi, nomērīto signālu atkarībā no apertūras izmēra un gaismas ierosinātas fāzes nobīdes:

$$\Delta T \approx 0.406(1 - S)^{0.25} \Delta \phi \quad (2.1)$$

kur  $S$  – apertūras caurlaidība, kura atkarīga no apertūras izmēra. Redzams, ka, lai palielinātu mērījuma signālu, jāsamazina  $S$ .

## 2.2. Elektroniskā shēma un eksperimenta vadības programma

Eksperimentālā iekārta ir automatizēta. 2.3. Att. redzama iekārtas elektroniskā shēma.



2.3. Att. Eksperimentālās iekārtas elektroniskā shēma

Elektroniskajā shēmā lietoti divi kontrolieri. Ar *Kontrolieri 1* tiek vadīts *Motors 1* un ielasīti dati no *Detektora 1* un *Detektora 2*. *Motors 1* paredzēts Freneļa romba rotēšanai, lai regulētu stara jaudu, kas tiek izmantota eksperimentālajā mērījumā. *Detektors 1* paredzēts atvērtās apertūras mērījumiem, savukārt *Detektors 2* - aizvērtās apertūras mērījumiem. Ar *Kontrolieri 2* tiek vadīts *Motors 2*, kurš paredzēts parauga virzīšanai caur stara fokusu.

Abi kontrolieri tiek vadīti caur *Visual Basic* programmu. Zemāk norādīts vadības programmas darbības princips:

- 1) Tiek ievadīti nepieciešamie parametri:
  - a) *Motora 1* sākuma pozīcija, beigu pozīcija, pozīcijas solis;
  - b) *Motora 2* sākuma pozīcija, beigu pozīcija, pozīcijas solis;
  - c) Datu ielasīšanas no abiem detektoriem reižu skaits katrā pozīcijā (turpmāk šīs apakšnodaļas ietvaros  $N$ ), no kuriem tiek aprēķināta vidējā vērtība attiecīgajā pozīcijā.
- 2) Tiek uzsākta programmas darbība, izmantojot specificētos parametrus.
- 3) Tiek izveidota *Microsoft Excel* tabula, kurā tiks saglabāti mērījuma dati, kā arī grafiks, kurā uz abscisu ass attēlota *Motora 2* pozīcija, uz ordinātu - mērījuma vērtības no abiem detektoriem, lai varētu mērījumam sekot reāllaikā.
- 4) *Motors 1* tiek novirzīts uz sākuma pozīciju.
- 5) *Motors 2* tiek novirzīts uz sākuma pozīciju.
- 6) Tiek uzsākta algoritmiska eksperimenta kontrole:
  - a) *Motors 2* tiek pavirzīts par pozīcijas soli;

- b)  $N$  reizes tiek ielasītas vērtības no abiem detektoriem;
  - c) Ielasītās vērtības tiek vidējotas;
  - d) Vidējotās vērtības tiek saglabātas *Microsoft Excel* tabulā un attēlotas grafikā.
- 7) Piektajā punktā raksturotās darbības tiek atkārtotas līdz tiek sasniegta *Motora 2* beigu pozīcija.
  - 8) Mērījuma dati tiek izņemti no grafika un tiek izveidota jauna tabula, lai reģistrētu nākošo mērījumu.
  - 9) *Motors 1* tiek pavirzīts par pozīcijas soli un tiek atkārtoti soļi 5-8, kamēr tiek sasniegta *Motora 1* gala pozīcija.

### 2.3. CS<sub>2</sub> (oglekļa disulfīda) apraksts

CS<sub>2</sub> ir plaši pētīta viela nelineārajā optikā ar relatīvi lielu Kerra koeficienta vērtību priekš šķīduma. Šī iemesla dēļ CS<sub>2</sub> tika izmantota kā reference, lai pārlicinātos par *Z-Scan* eksperimentālās iekārtas precizitāti. Tabulā 2.1 attēloti CS<sub>2</sub> NLO parametri, kas tika izmantoti kā reference.

Tabula 2.1. CS<sub>2</sub> nelineārie parametri.

Parametrs	Lāzera pulsa garums	Gaismas viļņa garums, [nm]	Parametra vērtība	Kļūda, %	Atsauce
$n_2,$ $10^{-18}[m^2 W^{-1}]$	35 [ps]	532	5.19	-	[12]
$n_2,$ $10^{-18}[m^2 W^{-1}]$	1.6 [ps]	795	1.2	33.33%	[13]
$n_2,$ $10^{-18}[m^2 W^{-1}]$	300 [ps]	1064	3.2	50.00%	[13]
$\alpha_2,$ $10^{-13}[cm W^{-1}]$	110 [fs]	795	5	30.00%	[13]

CS<sub>2</sub> molmasa ir 76.13 [g · mol<sup>-1</sup>], blīvums ir 1.2927 [g · cm<sup>-3</sup>] (0°C) un 1.266 [g · cm<sup>-3</sup>] (25°C). Vielas viršanas temperatūra ir 46.24°C, ko ir būtiski ņemt vērā, apstarojot vielas paraugu ar lāzeru.

$CS_2$  paraugs tika pagatavots, vielu ielejot kvarca kivetē.

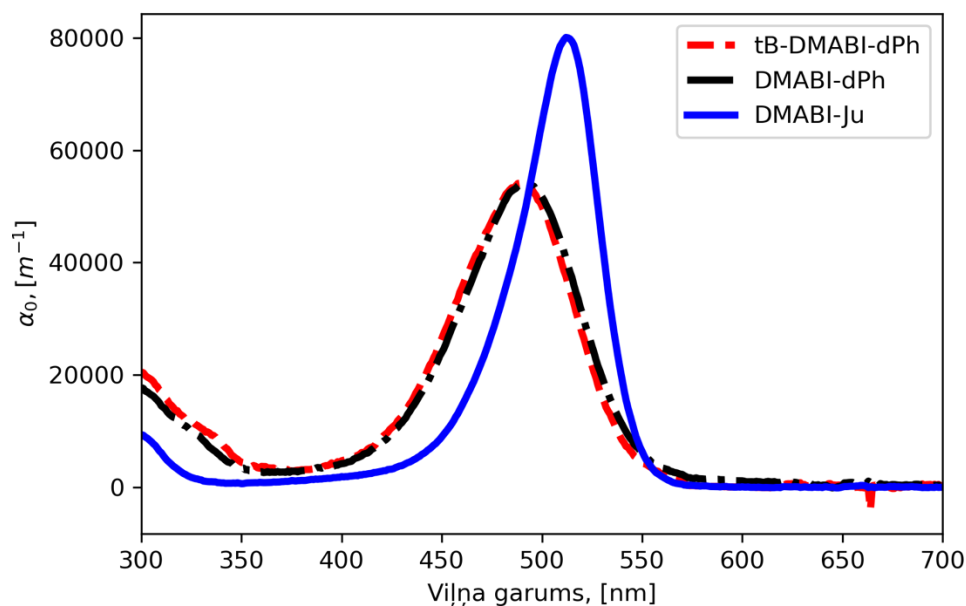
#### 2.4. $CHCl_3$ (trihlormetāna jeb hloroforma) apraksts

Hloroforms ir viela, kuru plaši lieto kā organisko vielu šķīdinātāju. Šādam nolūkam tas pielietots arī šī darba ietvaros, tāpēc, pētot citas vielas, nepieciešams ņemt vērā  $CHCl_3$  mijiedarbību ar intensīvu starojumu.

$CHCl_3$  Kerra koeficients, mērot pie 1064[nm] gaismas viļņa garuma ar 35[ps] lāzeru, ir  $1.7 \times 10^{-19} [m W^{-1}]$  [14], kas nozīmē, ka mērījumos hloroforms radīs fonu, taču nelielu.  $CHCl_3$  blīvums ir  $1.489 [g \cdot cm^{-3}]$  ( $25^\circ C$ ). Vielas viršanas temperatūra ir  $61.15^\circ C$ .

#### 2.5. Pētāmo indandionu atvasinājumu apraksts

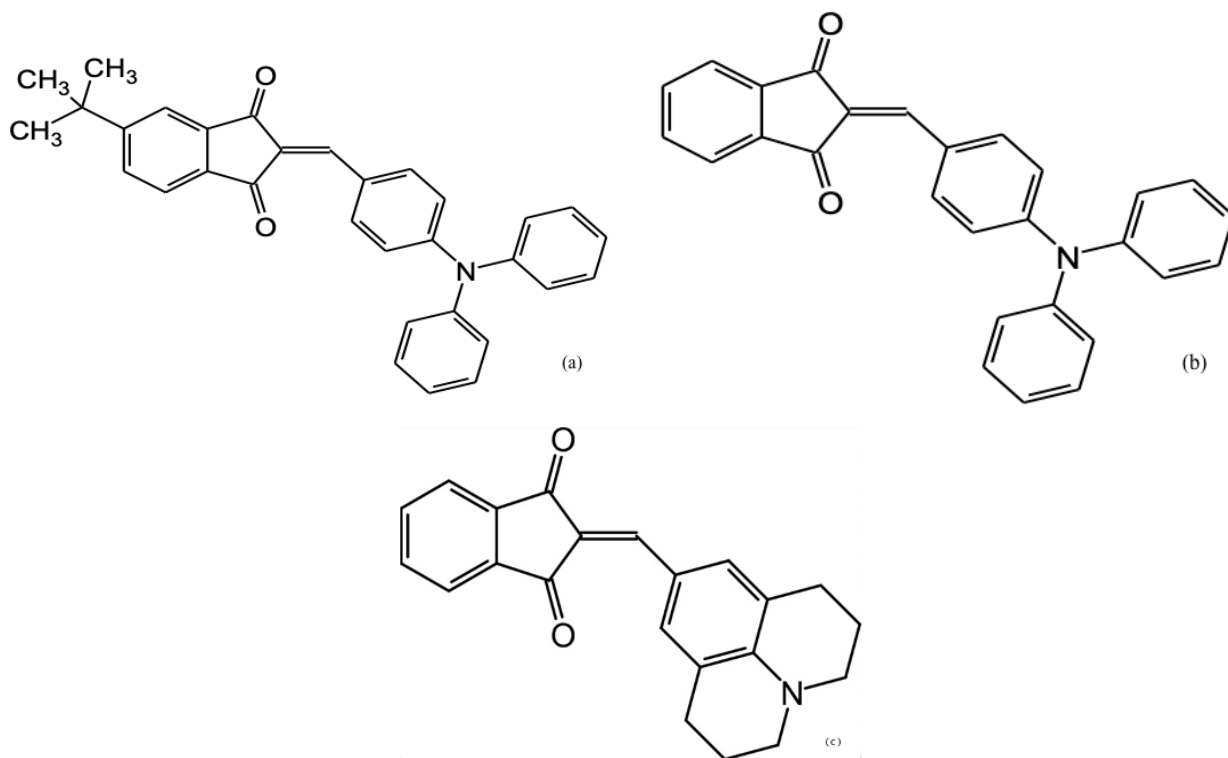
Darba ietvaros pētīti trīs indandionu atvasinājumi: *DMABI-dPh*, *tB-DMABI-dPh*, *DMABI-Ju*. Literatūrā aprakstīts, ka šīs vielas varētu būt pielietojamas kā NLO materiāli [15], taču pētījumi pārsvarā veikti pie 1064[nm] gaismas viļņa garuma. Nepieciešams veikt spektrālos mērījumus, lai labāk novērtētu vielu pielietojamību. Attēlā 2.4 redzami šo vielu lineārās absorbcijas spektri pie divkārtšota gaismas viļņa garuma.



2.4. Att. Pētāmo indandionu atvasinājumu lineārās absorbcijas spektrs pie divkārtšota viļņa garuma

Redzams, ka *DMABI-Ju* ir izteiktāka lineārā absorbcija, līdz ar to būtu sagaidāms, ka arī 2FA būtu izteiktāka.

2.5. Att. redzamas šo vielu struktūrformulas. Šo vielu struktūras veidotas pēc donora-akceptora principa.



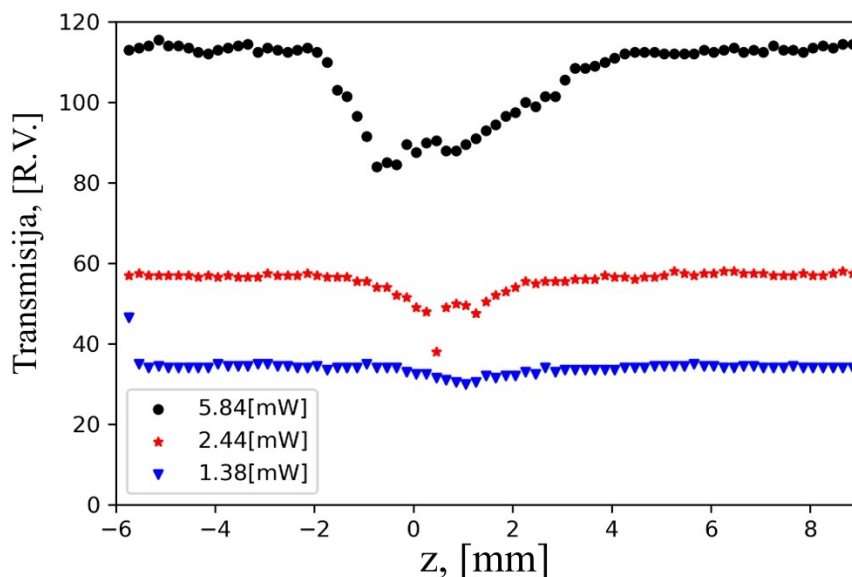
2.5. Att. Pētāmo vielu struktūrformulas; (2.5a) *tB-DMABI-dPh*;  
(2.5b) *DMABI-dPh*; (2.5c) *DMABI-Ju*

Paraugi tika sagatavoti, vielas šķīdinot  $CHCl_3$  un šķīdumus ielejot kvarca kivetēs.

### 3. REZULTĀTI UN DISKUSIJA

#### 3.1. Atvērtas apertūras mērījumi un $\alpha_2$ noteikšana

Kā mērījumu un datu apstrādes piemēri tiks aplūkoti *DMABI-dPh* atvērtās apertūras detektora mērījumi pie 1030[nm] viļņa garuma un dažādām jaudām. 3.1. Att. redzami neapstrādāti dati.



3.1. Att. Atvērtās apertūras mērījumi pie dažādām stara jaudām

Aplūkojot šos datus, uzreiz redzama efekta nelinearitāte, jo absorbcijas efekts pastiprinās nelineāri, jaudai palielinoties. Tāpat redzams, ka pie 1.38[mW] jaudas NLO efekts teju vairs nav novērojams. Turpmāk tiks aplūkots mērījums pie 5.84[mW] jaudas.

Lai datus apstrādātu, ielasītie dati tiek normēti. Redzams, ka ielasītie dati ir aptuveni konstanti intervālos, kur  $z$  mazāks par -2 vai lielāks par 4 (Skat. 3.1. Att.), tāpēc normēšanai iespējams izmantot vidējo vērtību abos šajos intervālos vai kādā no tiem. Datu normēšanai tika izmantota vidējā vērtība no pirmajiem septiņiem datu punktiem.

Normētie dati tiek aproksimēti ar vienādojuma (2.6) tuvinājumu. Tuvinājums tiek iegūts, pieņemot, ka  $|\alpha_2 I_0 L_{eff}| < 1$ . Ja izpildās šis nosacījums, tad iespējams veikt sekojošu pārveidojumu:

$$\log(1+x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1}}{k} x^k \quad (3.1)$$

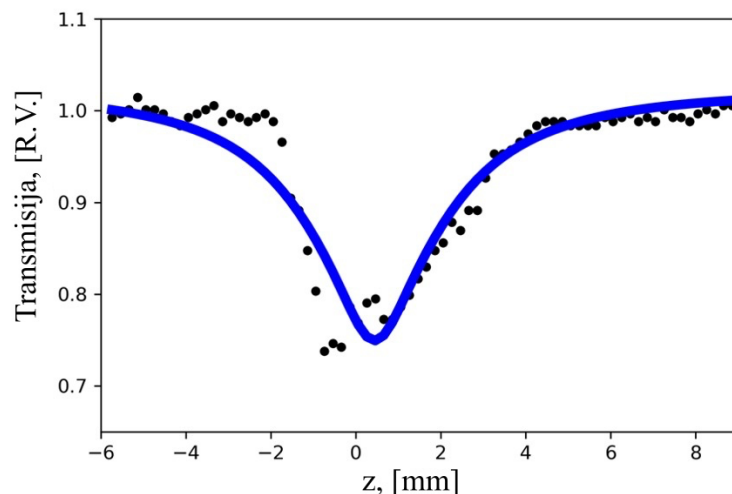
kur  $x$  ir  $\frac{\alpha_2 I_0 L_{eff} \omega_0^2}{\omega^2(z)} e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} \cdot \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)}$  var pārrakstīt kā  $\frac{1}{1+z^2/z_R^2}$ . Ievietojot vienādojumu (3.1) vienādojumā (2.6) un vienkāršojot, iegūst:

$$T = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(k+1)^{\frac{3}{2}}} \left( -\frac{\alpha_2 I_0 L_{eff}}{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \right)^k \quad (3.2)$$

Tā kā mērījumos mēdz būt fona starojums, tiek ieviests mainīgais  $T_{2PA}$ , lai to kompensētu, kā arī tiek ieviests mainīgais  $\Delta z$ , lai kompensētu to, ka stara fokuss eksperimentālajā iekārtā ne vienmēr atrodas punktā  $z=0$ . Efektīvākai modeļa aproksimēšanai, veic substitūciju  $\alpha_2 I_0 L_{eff} = q$ , jo visi šie lielumi fizikāli ir konstantes. Veicot šos pārveidojumus iegūst:

$$T = T_{2PA} + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(k+1)^{\frac{3}{2}}} \left( -\frac{q}{1 + \frac{(z + \Delta z)^2}{z_R^2}} \right)^k \quad (3.3)$$

Lai pietiekoši precīzi aproksimētu datus, pietiek ar pāris summas locekļiem. Piemērā, izmantoti pirmie četri. Aproksimācija notiek, meklējot funkcijas parametrus  $q$ ,  $T_{2PA}$ ,  $\Delta z$  un  $z_R$  tā, lai pēc iespējas samazinātu starpību starp normētajiem datiem un vienādojumu (3.3).



3.2. Att. Aproximēts atvērtās apertūras *DMABI-dPh* mērījums pie 5.84[mW], 1030[nm]

Pēc šī paša principa tiek iegūtas koeficientu vērtības arī pārējiem mērījumiem. Tabulā 3.1. redzamas skaitliski noteiktās koeficientu vērtības *DMABI-dPh* mērījumiem pie 1030[nm] gaismas viļņa garuma.

Tabula 3.1. *DMABI-dPh*, 1030[nm], atvērtās apertūras dati

Jauda, [mW]	Koeficienti			
	$\Delta z$	$z_R$	$q$	$T_{2PA}$
1.38	-0.77	0.95	0.40	-0.03
2.44	-0.21	0.68	0.86	0.01
3.67	0.31	1.17	0.79	0.01
4.84	-0.04	1.29	0.98	0.03
5.84	-0.44	1.66	1.03	0.02
6.65	-0.76	2.01	1.12	0.04
6.98	-0.80	2.22	1.17	0.05

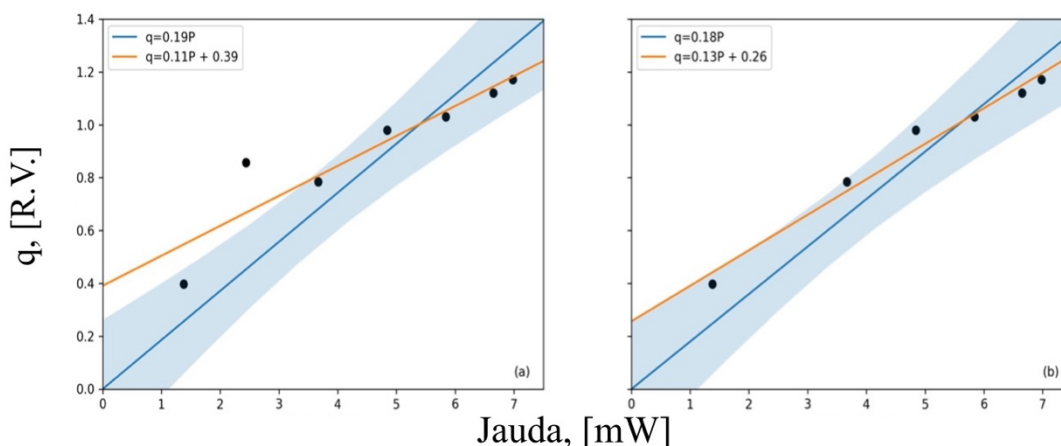
Būtiska ir tieši koeficienta  $q$  atkarība no jaudas, jo šajā koeficientā ietverts 2FA koeficients un gaismas intensitāte fokusa punktā. Gaismas intensitāti fokusa punktā iespējams izteikt sekojoši:

$$I_0 = \frac{2W}{\pi w_0^2 \tau \theta} \quad (3.4)$$

kur  $W$  – stara jauda,  $\tau$  - impulsa garums,  $\vartheta$  – impulsa atkārtotības frekvence. Vienādojumā (3.4) redzams, ka gaismas intensitāte fokusā lineāri atkarīga no stara jaudas, tāpēc arī skaitliski noteiktais koeficients  $q$  ir lineāri atkarīgs no jaudas, ko var izteikt ar vienādojumu:

$$q(P) = aP + b \quad (3.5)$$

Jāņem vērā, ka vienādojumā (3.5) koeficientam  $b$  vajadzētu būt vienādam ar nulli, jo pie neesošas jaudas koeficientam  $q$  jābūt vienādam ar nulli. Koeficienta  $q$  atkarība no jaudas tiek aproksimēta ar vienādojumu (3.5) gan, pieņemot, ka  $b$  vienāds ar nulli, gan skaitliski nosakot  $b$  vērtību.



**3.3. Att. Koeficienta  $q$  lineāra aproksimācija; (3.3a) Aproksimācija pirms nederīgo punktu atmešanas; (3.3b) Aproksimācija pēc nederīgo punktu atmešanas**

Koeficienti tiek noteikti divos veidos – pieņemot, ka  $b$  vienāds ar nulli, un pieņemot, ka mērījumus ietekmējis fona troksnis. Tiek pieņemts, ka koeficients  $a$  ir vidējais aritmētiskais starp noteiktajiem koeficientiem abos gadījumos. Tātad šajā piemērā:

$$a = \frac{0.19 + 0.11}{2} = 0.15$$

$$\Delta a = \left| \frac{0.19 - 0.15}{2} \right| = 0.02$$

Pieņemot, ka  $b$  ir vienāds ar nulli, no vienādojuma (3.5) izsaka  $\alpha_2$ :

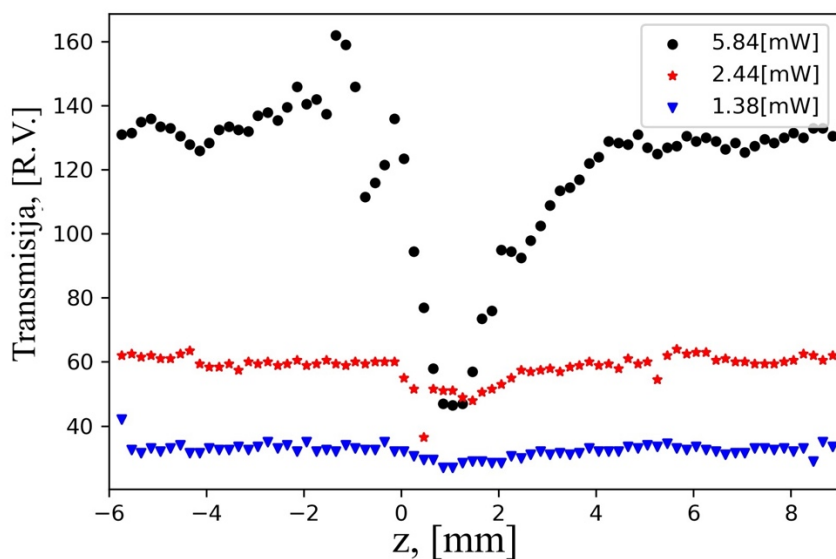
$$q = \alpha_2 I_0 L_{eff} = aW \rightarrow \alpha_2 = \frac{aW}{I_0 L_{eff}} = \frac{a\pi w_0^2 \tau \vartheta}{2L_{eff}} \quad (3.6)$$

Visi lielumi vienādojumā (3.6) ir zināmi:  $w_0$  ir 26[ $\mu\text{m}$ ],  $\tau$  ir 35[ps],  $\vartheta$  ir 1[kHz] un  $L_{eff} = 1$ [mm]. Tātad *DMABI-dPh* 2FA koeficients pie 1030[nm] viļņa garuma ir  $5.837 \times 10^{-12}$  [m W<sup>-1</sup>], 2FA koeficienta kļūda ir  $8.438 \times 10^{-13}$  [m W<sup>-1</sup>] jeb 14.456%, kas priekš šāda veida mērījumiem ir normāls kļūdas apjoms. 2FA koeficients tiek normēts pret parauga masas koncentrāciju. Parauga masas koncentrācija ir 0.002528, tātad  $\alpha_2$  ir  $2.31 \times 10^{-9}$ [m W<sup>-1</sup>].

Lai iegūtu 2FA koeficienta spektrālo atkarību, aprēķini tiek atkārtoti mērījumiem pie citiem gaismas viļņa garumiem.

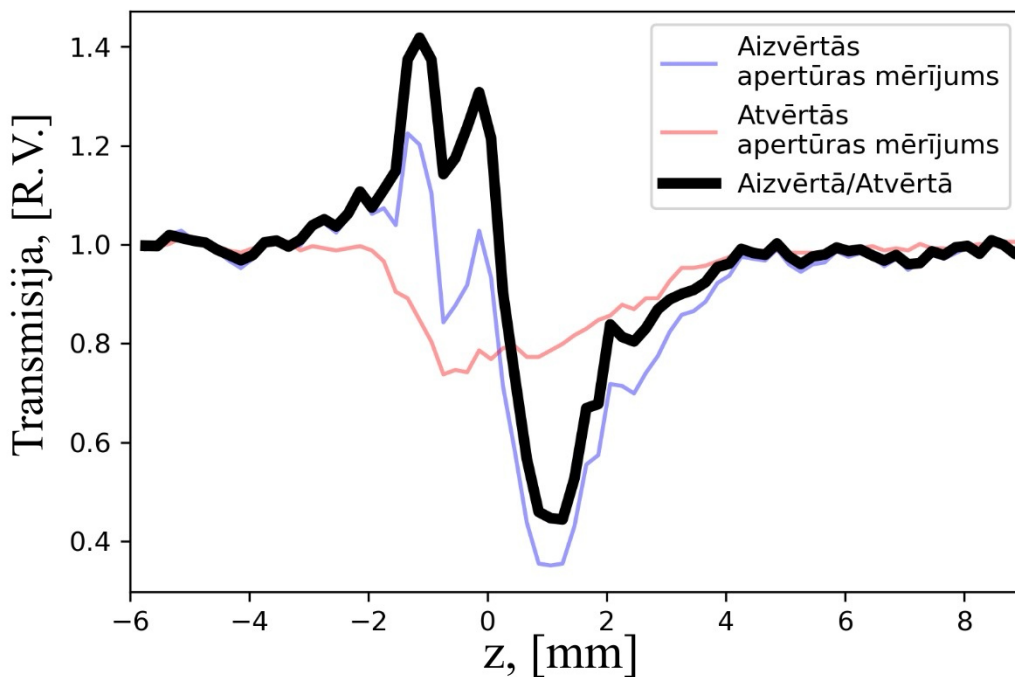
### 3.2. Aizvērtas apertūras mērījumi un $n_2$ noteikšana

Kā mērījumu un datu apstrādes piemēri tiks aplūkoti *DMABI-dPh* atvērtās apertūras detektora mērījumi pie 1030[nm] viļņa garuma un dažādām jaudām. 3.4. Att. redzami neapstrādāti dati.



3.4. Att. Aizvērtas apertūras mērījumi pie dažādām stara jaudām

Tālāk aplūkots mērījums pie 5.84[mW] jaudas. Datus normē pēc tā paša principa kā aprakstīts apakšnodaļā 3.1. Apakšnodaļā 3.1. tika noskaidrots, ka *DMABI-dPh* pie 1030[nm] viļņu garuma novērojama 2FA. Tā kā 2FA efekts novērojams gan ar atvērtās, gan aizvērtās apertūras detektoru, aizvērtās apertūras mērījums jānormē arī pēc atvērtās apertūras mērījuma.



3.5. Att. Pēc atvērtās apertūras mērījuma normēts  
aizvērtās apertūras mērījums

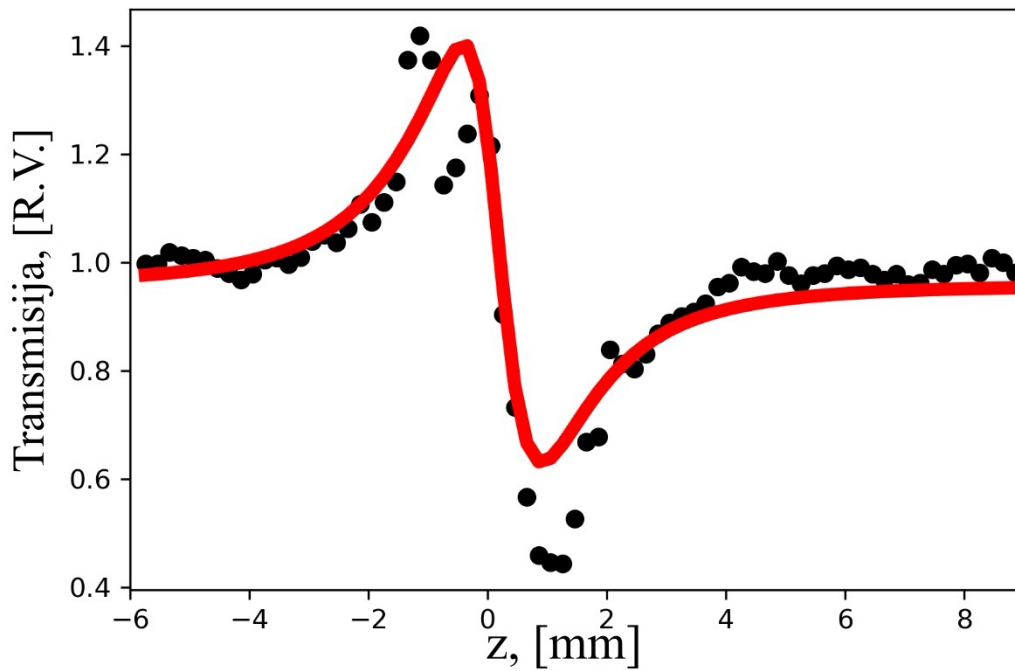
Normētie dati tiek aproksimēti ar vienādojuma (2.12) tuvinājumu. Tuvinājumu var izteikt kā integrāli no summas. Tiek aplūkoti pirmie divi summas locekļi.

$$T = 1 - \frac{4\Delta\phi \frac{z}{z_R}}{\left(\left(\frac{z}{z_R}\right)^2 + 1\right)\left(\left(\frac{z}{z_R}\right)^2 + 9\right)} - \frac{4\Delta\phi^2 \left(3\left(\frac{z}{z_R}\right)^2 - 5\right)}{\left(\left(\frac{z}{z_R}\right)^2 + 1\right)\left(\left(\frac{z}{z_R}\right)^2 + 9\right)\left(\left(\frac{z}{z_R}\right)^2 + 25\right)} \quad (3.7)$$

Tāpat kā 2FA arī šim vienādojumam ievieš mainīgo  $T_\phi$ , lai kompensētu fona starojumu, kā arī mainīgo  $\Delta z$ , lai kompensētu fokusa punkta nobīdi. Ievietojot šos mainīgos vienādojumā (3.7) iegūst:

$$T = 1 - \frac{4\Delta\phi \frac{z + \Delta z}{z_R}}{\left(\left(\frac{z + \Delta z}{z_R}\right)^2 + 1\right)\left(\left(\frac{z + \Delta z}{z_R}\right)^2 + 9\right)} - \frac{4\Delta\phi^2 \left(3\left(\frac{z + \Delta z}{z_R}\right)^2 - 5\right)}{\left(\left(\frac{z + \Delta z}{z_R}\right)^2 + 1\right)\left(\left(\frac{z + \Delta z}{z_R}\right)^2 + 9\right)\left(\left(\frac{z + \Delta z}{z_R}\right)^2 + 25\right)} + T_\phi \quad (3.8)$$

Līdzīgi kā atvērtās apertūras mērījumu gadījumā, vienādojums (3.8) tiek aproksimēts nomērītajiem datiem, cenšoties piemeklēt tādus parametrus  $\Delta z$ ,  $z_R$ ,  $T_\phi$  un  $\Delta\phi$ , lai starpība starp analītisko modeli un nomērītajiem datiem būtu minimāla.



3.6. Att. Aproksimēts aizvērtās apertūras *DMABI-dPh* mērījums pie 5.84[mW], 1030[nm]

Pēc šī paša principa tiek aproksimēti pārējie mērījumi, lai iegūtu parametru atkarību no jaudas.

Tabula 3.2. DMABI-dPh, 1030[nm], aizvērtās apertūras dati

Jauda, [mW]	Koeficienti			
	$\Delta z$	$z_R$	$\Delta\phi$	$T\phi$
1.38	-0.77	0.83	-0.20	0.01
2.44	-0.21	0.66	-0.31	-0.03
3.67	0.31	0.84	-0.51	-0.01
4.84	-0.04	0.81	-1.18	-0.01
5.84	-0.44	0.85	-1.75	-0.04
6.65	-0.76	0.93	-2.06	-0.07
6.98	-0.80	1.07	-1.78	-0.08

Būtiska ir parametra  $\Delta\phi$  jaudas atkarība, jo, izmantojot vienādojumu (1.12), var secināt, ka  $\Delta\phi$  lineāri atkarīgs no jaudas. Pārveidojot vienādojumu (1.12) atbilstošajai situācijai, iegūst:

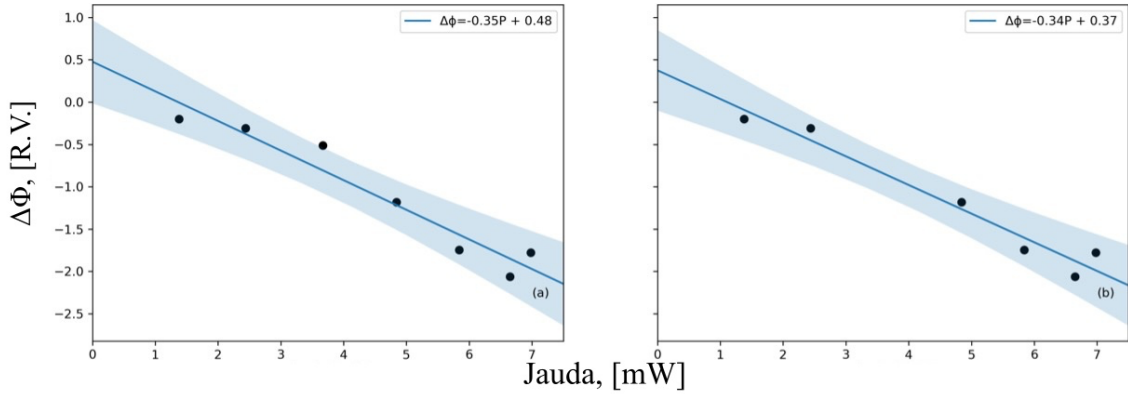
$$\Delta\phi(P) = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 \frac{P}{\frac{\pi w_0^2}{2} \tau \vartheta} L \quad (3.9)$$

Vienādojumu var pārrakstīt formā:

$$\Delta\phi(P) = aP + b \quad (3.9)$$

kur  $a = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_2 L}{\frac{\pi w_0^2}{2} \tau \vartheta}$  un  $b$  reprezentē pienesumu no šķīdinātāja, šajā gadījumā –  $CHCl_3$ . Skaitliski

noteiktie  $\Delta\phi$  tiek aproksimēti ar vienādojumu (3.9).



**3.7.Att. Koeficienta  $\Delta\phi$  lineāra aproksimācija; (3.7a) Aproksimācija pirms nederīgo punktu atmešanas; (3.7b) Aproksimācija pēc nederīgo punktu atmešanas**

Koeficienta  $a$  kļūda tiek noteikta no kovariācijas matricas, kura tiek iegūta, aproksimējot datus. Šajā gadījumā matrica ir  $(2 \times 2)$  izmērā un elements  $(1, 1)$  reprezentē koeficienta  $a$  kvadrātisko kļūdu un elements  $(2, 2)$  - koeficienta  $b$  kvadrātisko kļūdu. Kļūda tiek iegūta, aprēķinot kvadrātsakni no matricas diagonālajiem elementiem.

Zinot koeficienta  $a$  vērtību, iespējams izrēķināt  $n_2$  vērtību, kuru izsaka sekojoši:

$$n_2 = \frac{a\lambda w_0^2 \tau \vartheta}{4L} \quad (3.10)$$

Tātad *DMABI-dPh*  $n_2$  vērtība pie 1030[nm] viļņa garuma ir  $-2.064 \times 10^{-18} [\text{m}^2\text{W}^{-1}]$ ,  $n_2$  kļūda ir  $2.19 \times 10^{-19} [\text{m}^2\text{W}^{-1}]$  jeb 10.62%. Iegūtā  $n_2$  vērtība tiek normēta pret parauga masas koncentrāciju. Šī parauga masas koncentrācija ir 0.002528, tātad  $n_2$  ir  $-8.162 \times 10^{-16} [\text{m}^2\text{W}^{-1}]$ .

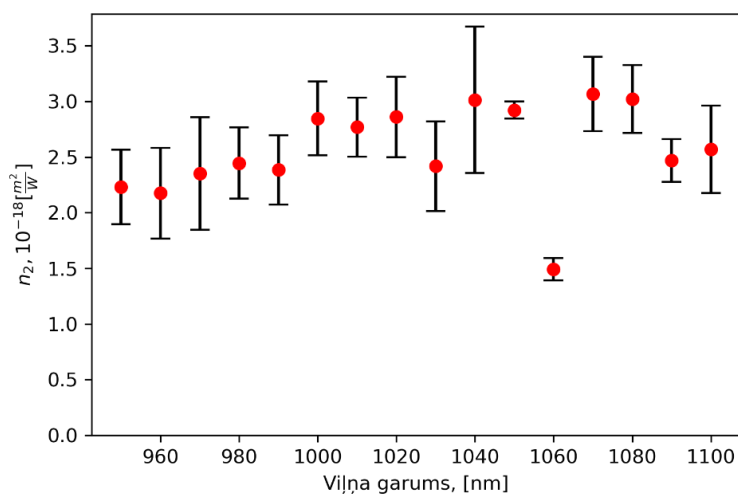
Lai iegūtu Kerra koeficienta spektrālo atkarību, aprēķini tiek atkāroti mērījumiem pie citiem gaismas viļņa garumiem.

### 3.3. $\text{CS}_2$ spektrālie mērījumi

$\text{CS}_2$  spektrālie mērījumi tika veikti, lai kalibrētu eksperimentālo iekārtu. Mērījumu laikā netika novērots 2FA efekts. Literatūras avotos minētie 2FA mērījumi tika veikti pie 795[nm] viļņa

garuma, kas ir ārpus darba ietvaros mērītā spektrālā intervālā.  $CS_2$  lineārās absorbcijas pīķis novērojams pie 320-380[nm] gaismas viļņa garuma, tātad 2FA varētu novērot pie aptuveni 700[nm] gaismas viļņa garuma.

Aprēķinātā Kerra koeficienta spektrālā atkarība redzama 3.8. Att. un tabulā 3.3.



3.8. Att.  $CS_2$  Kerra koeficienta spektrālā atkarība intervālā [950; 1100] [nm]

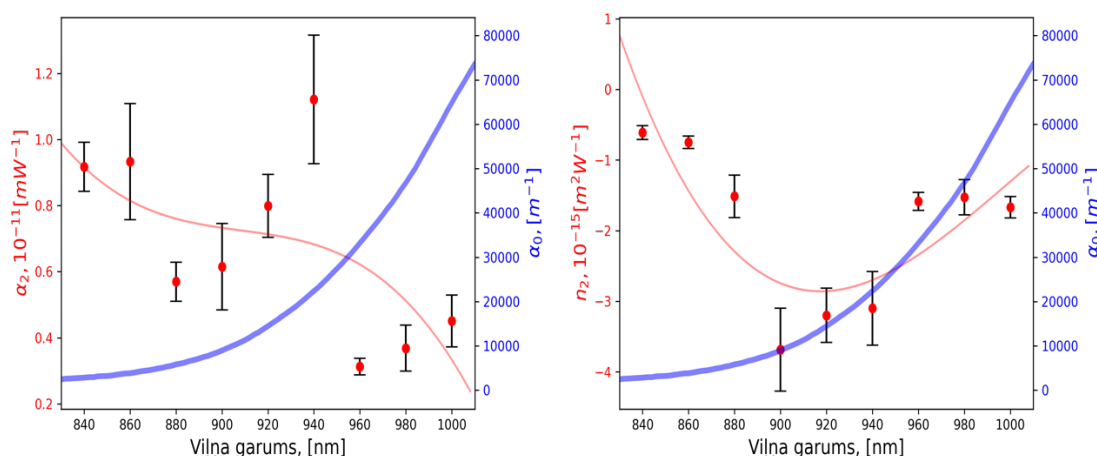
Tabula 3.3.  $CS_2$  Kerra koeficienta spektrālā atkarība intervālā [950; 1100] [nm]

Viļņa garums, [nm]	$n_2, 10^{-18} [m^2 W^{-1}]$	Kļūda, %
950	2.23	14.91
960	2.18	18.75
970	2.35	21.51
980	2.45	13.02
990	2.38	13.14
1000	2.85	11.64
1010	2.77	9.61
1020	2.86	12.63
1030	2.42	16.67
1040	3.01	21.84
1050	2.92	2.64
1060	1.49	6.62
1070	3.07	10.87
1080	3.02	10.09
1090	2.47	7.81
1100	2.57	15.32

Salīdzinot nomērītos Kerra koeficientus ar tabulā 2.1 attēlotajiem var secināt, ka nomērītie dati kļūdas ietvaros sakrīt ar literatūrā uzrādītajiem un apliecina, ka ar eksperimentālo iekārto veiktie mērījumi un to rezultāti ir ticami.

### 3.4. DMABI-dPh spektrālie mērījumi

Tika veikti *DMABI-dPh* spektrālie mērījumi un noteikts 2FA koeficients, kā arī Kerra koeficients. Mērījumu rezultāti redzami 3.9 Att., kā arī tabulā 3.4.



3.9. Att. DMABI-dPh NLO parametru spektrālās atkarības intervālā [840;1000] [nm]

Tabula 3.4. DMABI-dPh NLO parametru spektrālās atkarības intervālā [840;1000] [nm]

Viļņa garums, [nm]	$\alpha_2, 10^{-11}[\text{m W}^{-1}]$	$\alpha_2$ kļūda, %	$n_2, 10^{-15}[\text{m}^2 \text{W}^{-1}]$	$n_2$ kļūda, %
840	0.92	8.09	-0.61	16.00
860	0.93	18.80	-0.75	11.83
880	0.57	10.40	-1.52	19.91
900	0.62	21.23	-3.69	15.97
920	0.80	11.88	-3.20	11.96
940	1.12	17.35	-3.10	16.86
960	0.31	8.07	-1.59	8.18
980	0.37	18.89	-1.53	16.31
1000	0.45	17.39	-1.67	9.06

Salīdzinot iegūtos rezultātus ar attēlā 2.4 redzamo *DMABI-dPh* lineārās absorbcijas spektru pie divkāršota viļņa garuma, redzams, ka starp 2FA un lineāro absorbciju pie divkāršota viļņa garuma spektrāli nesakrīt - lineārās absorbcijas pīķis novērojams pie 984[nm] divkāršota viļņa

garuma, savukārt 2FA spektrā redzams pieaugums pie mazākiem viļņa garumiem. Iemesls tam varētu būt tāds, ka nereti organiskajos materiālos absorbcija efektīvāk notiek caur vibrāciju līmeņiem, kā rezultātā 2FA nobīdās uz spektra zilo pusi, attiecībā pret lineāro absorbciju. [16][17]

Mērījumu kļūdas ir normas robežās. Novērotās kļūdas absorbcijas mērījumos varēja radīt detektoru neprecizitāte un lāzera nestabilitāte

Literatūrā aprakstīti 2FA koeficienti tādiem materiāliem kā  $WS_2$  (volframa disulfīds) –  $43.24 \times 10^{-9} [m W^{-1}]$ ,  $MoS_2$  (molbdēna disulfīds) -  $42.23 \times 10^{-9} [m W^{-1}]$  [11]. *DMABI-dPh* 2FA koeficients ir vairākas kārtas mazāks.

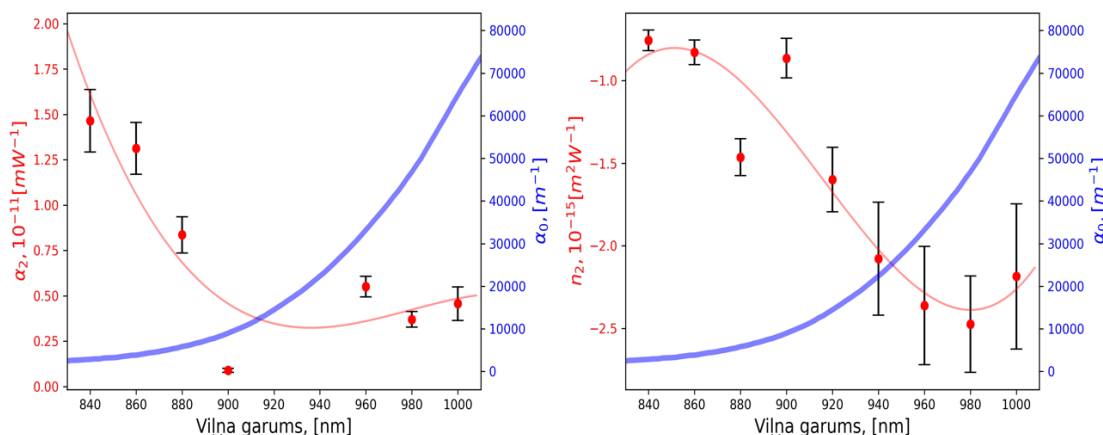
3.9. Att. redzams, ka Kerra koeficients palielinās (pēc absolūtās vērtības), tuvojoties lineārās absorbcijas pīķim.

Kerra efekta mērījumu gadījumā kļūdu varēja radīt termiskie efekti, kas rada papildu fonu mērījumos. Termiskos efektus var novērst, mērot ar mazāku gaismas intensitāti vai mērot ar mazāku impulsa atkārtotānās frekvenci. [18]

Literatūrā uzrādīts silīcija Kerra koeficients -  $3 \times 10^{-20} [m^2 W^{-1}]$  [19]. *DMABI-dPh* Kerra koeficients ir vairākas kārtas lielāks, kā arī tas ir lielāks nekā noteiktais  $CS_2$  Kerra koeficients.

### 3.5. *tB-DMABI-dPh* spektrālie mērījumi

Tika veikti *tB-DMABI-dPh* spektrālie mērījumi un noteikts 2FA koeficients, kā arī Kerra koeficients. Mērījumu rezultāti redzami 3.10. Att., kā arī tabulā 3.5.



3.10. Att. *tB-DMABI-dPh* NLO parametru spektrālās atkarības intervālā [840;1000] [nm]

Tabula 3.5. *tB-DMABI-dPh* NLO parametru spektrālās atkarības intervālā [840;1000] [nm]

Viļņa garums, [nm]	$\alpha_2, 10^{-11}[\text{m W}^{-1}]$	$\alpha_2$ kļūda, %	$n_2, 10^{-15}[\text{m}^2 \text{W}^{-1}]$	$n_2$ kļūda, %
840	1.47	11.73	-0.76	8.22
860	1.31	10.89	-0.83	8.93
880	0.84	11.96	-1.46	7.63
900	0.09	12.80	-0.86	13.87
920	-	-	-1.60	12.17
940	-	-	-2.08	16.46
960	0.55	10.24	-2.36	15.12
980	0.37	11.45	-2.47	11.77
1000	0.46	20.24	-2.18	20.14

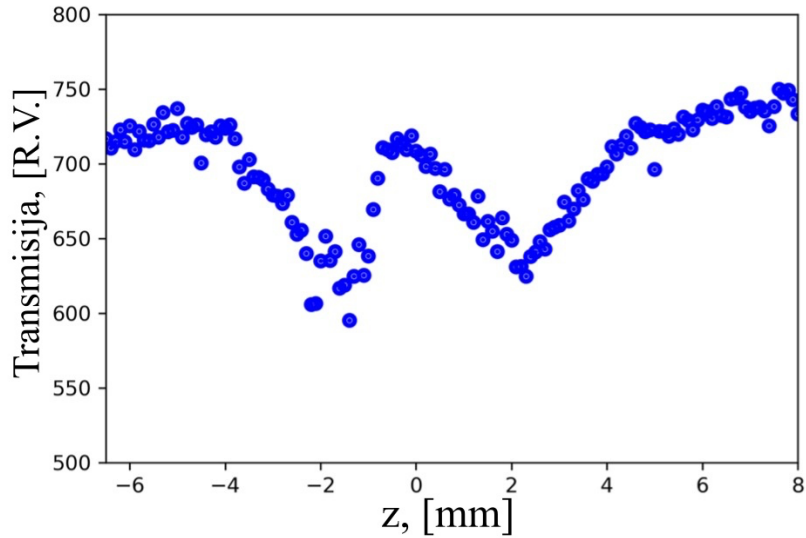
Līdzīgi kā ar *DMABI-dPh*, salīdzinot iegūtos rezultātus ar *tB-DMABI-dPh* lineārās absorbcijas spektru pie divkāršota viļņa garuma, redzams, ka starp 2FA un lineāro absorbciju pie divkāršota viļņa garuma nesakrīt, jo - līdzīgi kā *DMABI-dPh* – 2FA spektrs, iespējams nobīdīts uz spektra zilo daļu attiecībā pret lineārās attiecības spektru. Pie 920[nm] un 940[nm] viļņa garuma nav izdevies noteikt 2FA koeficientus, jo mērījumus nebija iespējams apstrādāt, izmantojot analītisko modeli. Mērījumu kļūdas ir normas robežās.

3.10. Att. redzams, ka Kerra koeficients palielinās (pēc absolūtās vērtības), tuvojoties lineārās absorbcijas pīķim.

Salīdzinot ar literatūrā uzrādītajiem volframa disulfīda un molbdēna disulfīda 2FA koeficientiem, *DMABI-dPh* noteiktais koeficients ir vairākas kārtas mazāks, savukārt Kerra koeficients ir vairākas kārtas lielāks nekā literatūrā uzrādītais silīcija Kerra koeficients. [11][19]

### 3.6. DMABI-Ju spektrālie mērījumi

Veicot *DMABI-Ju* mērījumus, tika ievērots, ka pie relatīvi mazām jaudām novērojama absorbcijas piesātināšanās. Kā piemērs izmantots *DMABI-Ju* atvērtās apertūras mērījums pie 750[nm] viļņa garuma, 4.02[mW]. Neapstrādāts mērījums redzams 3.11. Att.



3.11. Att. *DMABI-Ju* atvērtās apertūras mērījums, 4.02[mW], 750[nm]

Redzams, ka mērījums pēc formas līdzinās 3.1. Att. redzamajam mērījumam, taču šajā gadījumā pie  $z$  vērtības -2 caurejošās gaismas intensitāte sāk palielināties un pēc tam atkal samazināties punktā 0 līdz sasniedz minimumu punktā 2, pēc kura atkal pieaug līdz sasniedz sākotnējo vērtību. Šāds mērījums liecina par 2FA piesātināšanos.

Mērījums tiek normēts līdzīgi kā apakšnodaļā 3.1, taču datu aproksimēšanai jāizmanto cits modelis. 2FA piesātināšanās mērījumu apstrādei tiek izmantots literatūrā piedāvātais homogēnais modelis [11], pārveidots diferenciālā formā:

$$\frac{dI}{dL} = \frac{\alpha_2 I^2}{1 + \left(\frac{I}{I_s}\right)^2} \quad (3.11)$$

Vienādojumu (3.11) integrē, lai iegūtu un izsaka  $I_e$ . Iegūto izdala ar  $I$ , lai iegūtu transmisijas funkciju.  $I$  aizvieto ar vienādojumu (2.4), kur  $\frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)}$  pārrakstīts kā  $\frac{1}{1+z^2/z_R^2}$ . Rezultātā iegūst sekojošu sakarību:

$$T = \frac{1}{2} \left( \sqrt{\left( \frac{\alpha_2 L I_S^2}{I_0} \left( 1 + \frac{z^2}{z_R^2} \right) + \left[ \frac{I_S}{I_0} \left( 1 + \frac{z^2}{z_R^2} \right) \right]^2 - 1 \right)^2 + 4 \left[ \frac{I_S}{I_0} \left( 1 + \frac{z^2}{z_R^2} \right) \right]^2 - \frac{\alpha_2 L I_S^2}{I_0} \left( 1 + \frac{z^2}{z_R^2} \right)} - \left[ \frac{I_S}{I_0} \left( 1 + \frac{z^2}{z_R^2} \right) \right]^2 + 1 \right)$$

Lai vienādojumu aproksimētu, ar  $x$  apzīmēta funkcija  $\frac{I_S}{I_0} \left( 1 + \frac{z^2}{z_R^2} \right)$ , ar  $q$  apzīmēts reizinājums  $\alpha_2 I_S L$ .

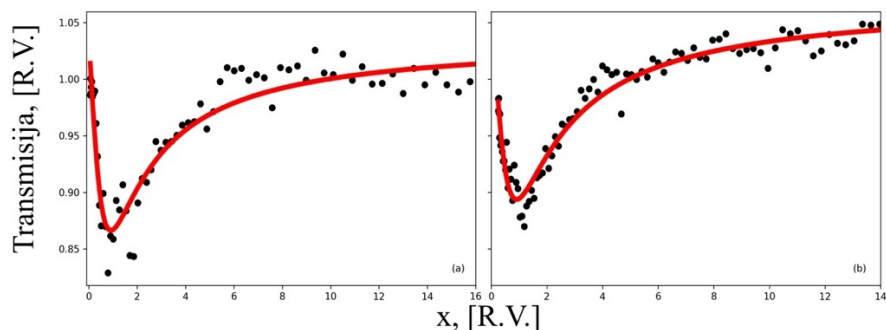
Tiek ieviests arī parametrs  $T_{S2PA}$ , lai kompensētu fonu mērījumā. Rezultātā iegūst:

$$T(x) = \frac{1}{2} \left[ \sqrt{(qx + x^2 - 1)^2 + 4x^2} - qx - x^2 + 1 \right] + T_{S2PA} \quad (3.13)$$

Šo modeli aproksimējot, tiek noteikti četri parametri:  $I_S/I_0$ ,  $z_R$ ,  $q$  un  $T_{S2PA}$ . Atšķirībā no apakšnodaļās 3.1 un 3.2 aprakstītajām metodēm, šajā gadījumā netiek ieviests mainīgais  $\Delta z$ , kurš raksturo fokusa punkta nobīdi pa  $z$  asi tāpēc, ka fokusa punkts tiek noteikts manuāli. Jāatzīmē arī fakts, ka šajā gadījumā tiek aproksimēta gan transmisijas funkcija, gan funkcijas mainīgais, jo tas satur nosakāmos parametrus.

Fokusa punktā mērījums tiek sadalīts uz pusēm. Tā kā attēlā 3.11. redzamais mērījums ir simetrisks ap fokusa punktu (aptuveni punkts, kur  $z$  vienāds ar nulli) un paraugam pieliktā jauda ap fokusa punktu arī samazinās simetriski, tad, sadalot mērījumu uz pusēm un uz  $Ox$  ass atliekot funkciju  $\frac{I_S}{I_0} \left( 1 + \frac{z^2}{z_R^2} \right)$  (3.12. Att. – x), kura raksturo normētu attālumu no fokusa punkta, abām mērījuma daļām jaunajās asīs pēc parametru noteikšanas jābūt vienādām. Protams, nosakot fokusa punktu manuāli un ņemot vērā, ka reālos datos ir fona trokšņi abas mērījuma daļas – pirms un pēc fokusa – atšķirsies.

Aproksimācija tiek veikta, piemeklējot atbilstošus parametrus tā, lai starpība starp nomērītajiem un analītiskā modeļa datiem būtu minimāla.



3.12. Att. Aproximēts 2FA piesātināšanās mērījums; (3.12a)

Mērījums pirms fokusa; (3.12b) Mērījums pēc fokusa

Noteiktie parametri attiecīgajam mērījumam attēloti tabulā 3.6. Kļūda rēķināta kā vidējā starp noteikto vērtību pirms un pēc fokusa. Kļūda, kas rodas no aproksimācijas neprecizitātes ir salīdzinoši maza un nedod vērā ņemamu pienesumu.

Tabula 3.6. DMABI-Ju, 750[nm], 4.02[mW], skaitliski noteiktie parametri

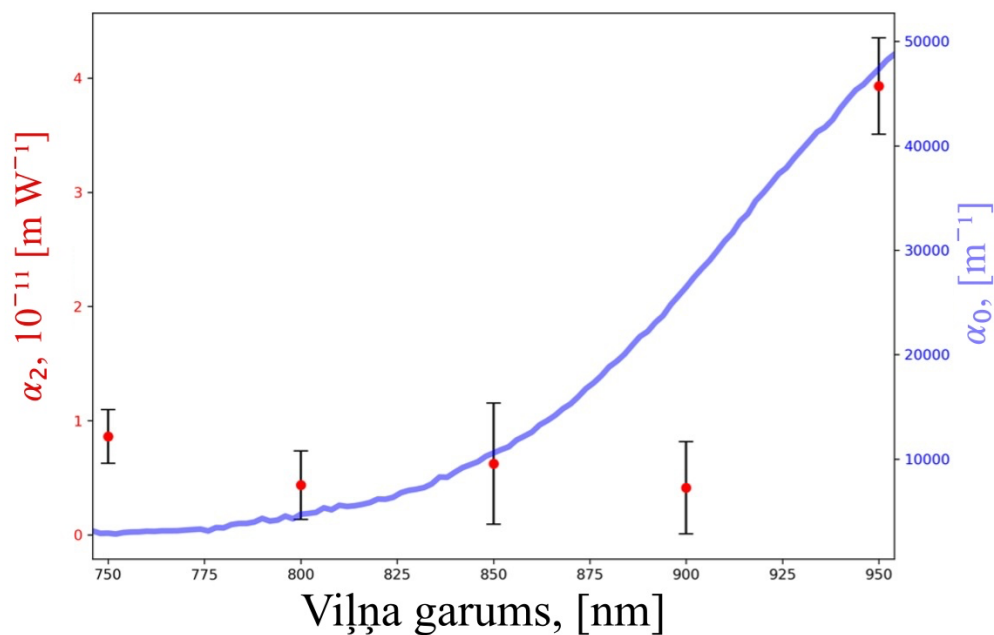
Parametrs	Mērījums pirms fokusa	Mērījums pēc fokusa	Vidējā vērtība	Parametra kļūda
$I_S/I_0$	0.06	0.25	0.15	61.14%
$z_R$	0.40	1.18	0.79	49.36%
$q$	0.37	0.39	0.38	2.23%
$T_{S2PA}$	0.04	0.07	0.05	32.30%

Atkārtojot mērījumus pie vairākām jaudām nosaka šo parametru atkarību no jaudas. Rezultāti attēloti tabulā 3.7. Tabulā ņemtas vērā tikai parametru vidējās vērtības.

Tabula 3.7. DMABI-Ju, 750[nm], skaitliski noteiktie parametri

Jauda, [mW]	$I_S/I_0$	$z_R$	$q$	$T_{S2PA}$
1.31	0.94	0.91	0.45	0.03
1.73	0.59	0.87	0.38	0.03
2.21	0.51	1.01	0.31	0.03
2.66	0.33	1.01	0.36	0.04
3.12	0.21	0.78	0.34	0.07
3.57	0.16	0.76	0.34	0.06
4.02	0.15	0.79	0.38	0.05
4.47	0.15	0.79	0.38	0.05

Īpaši būtiski ir parametri  $I_S/I_0$  un  $q$ . Zinot  $I_0$  vērtību, no parametra  $I_S/I_0$  var izteikt piesātināšanās intensitāti. Savukārt no parametra  $q$ , iepriekš aprēķinot  $I_S$  un zinot parauga biezumu, var aprēķināt 2FA koeficientu. Pēc tam, vidējojot pa visām jaudām, iegūst  $\alpha_2$  un  $I_S$  vērtību pie attiecīgā gaismas viļņa garuma. Pēc šāda paša principa, atkārtojot mērījumus pie vairākiem viļņa garumiem, iegūst šo parametru spektrālās atkarības.



3.13. Att. *DMABI-Ju* 2FA un lineārās absorbcijas koeficientu spektrālā atkarība

3.13. Att. redzams, ka ar homogēno modeli noteiktā 2FA koeficienta spektrālā atkarība ir līdzīga lineārās absorbcijas spektrālajai atkarībai pie divkāršota gaismas viļņa garuma, kas norāda uz to, ka 2FA notiek caur tiem pašiem enerģijas līmeņiem caur kuriem lineārā absorbcija. Noteikti būtu nepieciešams spektrālos mērījumus veikt ar sīkāku viļņa garuma soli, lai iegūtu vairākus datu punktus.

Tabula 3.8. *DMABI-Ju*  $I_s$  un  $\alpha_2$  spektrālā atkarība intervālā [750; 950] [nm]

Viļņa garums, [nm]	$\alpha_2, 10^{-11}$ [m W <sup>-1</sup> ]	$\alpha_2$ kļūda, %	$I_s, 10^{13}$ [W m <sup>-2</sup> ]	$I_s$ kļūda, %
750	0.86	79.24	2.28	77.70
800	0.44	69.78	3.26	66.71
850	0.62	65.23	5.66	58.13
900	0.41	46.15	5.49	36.00
950	3.93	61.75	2.78	58.98

Literatūrā aprakstītas piesātināšanās intensitātes tādiem materiāliem kā  $WS_2$  (volframa disulfīds) –  $43.24 \times 10^{14}$  [W m<sup>-2</sup>],  $MoS_2$  (molbdēna disulfīds) -  $41.56 \times 10^{14}$  [W m<sup>-2</sup>] [11]. Tā kā *DMABI-Ju* piesātināšanās intensitāte ir zemāka par  $10^{14}$  [W m<sup>-2</sup>], tas būtu pielietojams kā materiāls ar izteiktu 2FA piesātināšanos.

*DMABI-Ju* 2FA koeficients šajā spektrālajā reģionā ir pietiekoši augsts – ar kārtu  $10^{-11}$  [m W<sup>-1</sup>], lai tas tiktu pielietots kā materiāls ar izteiktu 2FA.

## SECINĀJUMI

*Z-Scan* iekārta tika veiksmīgi nokalibrēta, izmantojot  $CS_2$  spektrālos mērījumus intervālā no 950[nm] līdz 1100[nm]. Tika iegūta  $CS_2$  Kerra koeficienta spektrālā atkarība. Noteiktās vērtības sakrīta ar literatūrā aprakstītajām vērtībām kļūdas robežās [13][12] (pie 1070[nm] viļņa garuma eksperimentālā vērtība -  $3.07 \times 10^{-18}[m^2W^{-1}]$ , savukārt literatūrā piedāvātā pie 1064[nm] viļņa garuma -  $3.2 \times 10^{-18}[m^2W^{-1}]$ ). Mērījumos netika novērots 2FA efekts.  $CS_2$  2FA absorbciju būtu jāmēra pie mazāka viļņa garuma, jo lineārās absorbcijas pīķis novērojams pie 320-380[nm] viļņa garuma, tātad divfotonu absorbcijas pīķis būs novērojams pie aptuveni 700[nm]. Literatūras avotos 2FA tika mērīta pie 795[nm] starojuma, kā arī literatūras avotos aprakstīts, ka šī darba ietvaros mērītajā spektrālajā diapazonā var novērot trīsfotonu absorbciju. [13] Lai mērītu 2FA spektrālo atkarību, jāpalielina mērījumu spektrālais diapazons uz spektra zilo pusi.

Tika veikti *DMABI-dPh* un *tB-DMABI-dPh* spektrālie mērījumi. Tika noteikti 2FA un Kerra koeficienti. 2FA koeficientu spektrālās atkarības tika salīdzinātas ar lineārās absorbcijas spektriem. Koeficientu pīķi spektrāli ir nobīdīti, kas norāda uz to, ka 2FA šīm vielām nenorisinās caur tiem pašiem enerģijas līmeņiem kā lineārā absorbcija. Nereti tieši organiskajām vielām 2FA absorbcija efektīvāk norisinās caur vibrāciju līmeņiem. [16][17] Mērījumu kļūdu varēja izraisīt vairāki faktori: parauga defekti, fona trokšņi mērījumu laikā, starojuma nestabilitāte. Šo paraugu 2FA koeficientu vērtības (ar kārtu  $10^{-11}[mW^{-1}]$ ) ir vairākas kārtas mazākas par literatūrā aprakstītajām  $WS_2$  ( $43.24 \times 10^{-9}[m W^{-1}]$ ) un  $MoS_2$  ( $42.23 \times 10^{-9}[m W^{-1}]$ ) 2FA koeficientu vērtībām. [11] Noteiktās Kerra pēc absolūtās vērtības palielinās, tuvojoties lineārās absorbcijas maksimumam. Koeficienta vērtības (ar kārtu  $10^{-15}[m^2W^{-1}]$ ) ir vairākas kārtas lielākas par literatūrā norādītajām silīcija Kerra koeficienta vērtībām ( $3.2 \times 10^{-20}[m^2W^{-1}]$ [19]), kā arī vairākas kārtas lielāks nekā nomērītie  $CS_2$  Kerra koeficienti – ar kārtu  $10^{-18}[m^2W^{-1}]$ ). Mērījumu kļūdu varēja izraisīt termiskie efekti, kurus var novērst, samazinot starojuma jaudu. [18] Būtu jāpaplašina mērījumu spektrālais diapazons, kā arī jāsamaina viļņa garuma solis, ar kuru tiek veikti mērījumi.

Tika veikti arī *DMABI-Ju* spektrālie mērījumi. Mērījumu laikā tika novērota 2FA piesātināšanās, līdz ar to datus bija jāapstrādā ar citu analītisko modeli. Tika izmantots literatūrā piedāvātais homogēnais modelis, kuru izmantojot varēja vienlaicīgi noteikt 2FA koeficientu un piesātināšanās intensitāti. [11] Noteiktā piesātināšanās intensitāte bija pietiekoši maza -  $3.26 \times 10^{13}[Wm^{-2}]$  pie 800[nm] viļņa garuma –, lai materiālu varētu izmantot tā zemās

piesātināšanās intensitātes dēļ. Noteikto 2FA koeficientu spektrālā atkarība vairāk korelēja ar lineārās absorbcijas spektrālo atkarību nekā *DMABI-dPh* un *tB-DMABI-dPh* gadījumā, kas liecina par to, ka 2FA šim materiālam norisinās pa tiem pašiem enerģijas līmeņiem kā lineārā absorbcija, taču, izmantojot homogēno modeli, koeficienta kļūda ir lielāka – aptuveni 60%. Būtu nepieciešams veikt detalizētāku salīdzinājumu starp abiem analītiskajiem modeļiem 2FA koeficienta noteikšanai, kā arī veikt mērījumus plašākā spektrālajā diapazonā.

## KONFERENCES

[1] Mareks Markāns un Arturs Bundulis, “Kerra efekta spektrālās dispersijas pētījumi organiskajos materiālos, izmantojot *Z-Scan* metodi”, 37. Latvijas Universitātes Cietvielu fizikas institūta konference, 2021.

[2] Mareks Markāns un Arturs Bundulis, “Divfotonu absorbcijas un tās piesātināšanās spektrālie pētījumi organiskajos materiālos, izmantojot *Z-Scan* metodi”, 38. Latvijas Universitātes Cietvielu fizikas institūta konference, 2022.

## IZMANTOTĀ LITERATŪRA

- [1] Our World in Data. Internet. URL <https://ourworldindata.org/internet> (piekļūts 30.05.2022).
- [2] University of North Carolina Wilmington. Optical Computers. URL [https://uncw.edu/phy/documents/raphael\\_06.pdf](https://uncw.edu/phy/documents/raphael_06.pdf) (piekļūts 30.05.2022).
- [3] Yanik, M.F., Fan, S., Soljačić, M., Joannopoulos, J.D. All-optical transistor action with bistable switching in a photonic crystal cross-waveguide geometry. *Optics Letters* 28, 2506. (2003)
- [4] Liu, C., Zhou, Z.-Q., Zhu, T.-X., Zheng, L., Jin, M., Liu, X., Li, P.-Y., Huang, J.-Y., Ma, Y., Tu, T., Yang, T.-S., Li, C.-F., Guo, G.-C. Reliable coherent optical memory based on a laser-written waveguide. *Optica* 7, 192. (2020)
- [5] Perry, J.W., Mansour, K., Lee, I.-Y.S., Wu, X.-L., Bedworth, P.V., Chen, C.-T., Ng, D., Marder, S.R., Miles, P., Wada, T., Tian, M., Sasabe, H. Organic Optical limiter with a strong nonlinear absorptive response. *Science* 273, 1533–1536. (1996)
- [6] England, D., Bouchard, F., Fenwick, K., Bonsma-Fisher, K., Zhang, Y., Bustard, P.J., Sussman, B.J. Perspectives on all-optical Kerr switching for Quantum Optical Applications. *Applied Physics Letters* 119, 160501. (2021)
- [7] Młyńczak, J., Kopczyński, K. Comparison of parameters of Q-switching saturable absorbers estimated by different models and the impact of accuracy of input data on the results of the estimation. *Optical Materials* 36, 867–872. (2014)
- [8] Boyd, R.W. *Nonlinear Optics*, 2nd edition. Academic Press. (2003)
- [9] Sheik-Bahae, M., Said, A.A., Wei, T.-H., Hagan, D.J., Van Stryland, E.W. Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam. *IEEE Journal of Quantum Electronics* 26, 760–769. (1990)
- [10] Kogelnik, H., Li, T. Laser beams and resonators. *Proceedings of the IEEE* 54, 1312–1329. (1966)

- [11] Dong, N., Li, Y., Zhang, S., McEvoy, N., Gatensby, R., Duesberg, G.S., Wang, J. Saturation of two-photon absorption in layered transition metal dichalcogenides: Experiment and Theory. *ACS Photonics* 5, 1558–1565. (2018)
- [12] Iliopoulos, K., Potamianos, D., Kakkava, E., Aloukos, P., Orfanos, I., Couris, S. Ultrafast third order nonlinearities of organic solvents. *Optics Express* 23, 24171. (2015)
- [13] Ganeev, R.A., Ryasnyanskiĭ, A.I., Kuroda, H. Nonlinear optical characteristics of carbon disulfide. *Optics and Spectroscopy* 100, 108–118. (2006)
- [14] Cassano, T., Tommasi, R., Ferrara, M., Babudri, F., Farinola, G.M., Naso, F. Substituent-dependence of the optical nonlinearities in poly(2,5-dialkoxy-P-phenylenevinylene) polymers investigated by the Z-Scan Technique. *Chemical Physics* 272, 111–118. (2001)
- [15] Bundulis, A., Nitiss, E., Mihailovs, I., Busenbergs, J., Rutkis, M. Study of structure–third order susceptibility relation of indandione derivatives. *The Journal of Physical Chemistry C* 120, 27515–27522. (2016)
- [16] Fischer, M., Georges, J. Fluorescence quantum yield of Rhodamine 6G in ethanol as a function of concentration using thermal lens spectrometry. *Chemical Physics Letters* 260, 115–118. (1996)
- [17] Xu, C., Webb, W.W. Measurement of two-photon excitation cross sections of molecular fluorophores with data from 690 to 1050 nm. *Journal of the Optical Society of America B* 13, 481. (1996)
- [18] Falconieri, M. Thermo-optical effects in Z -scan measurements using high-repetition-rate lasers. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 1, 662–667. (1999)
- [19] Ian R., W., Andrew M., M.D., Mark G., H., Samoc, M. Organometallic complexes in Nonlinear Optics II: Third-order nonlinearities and optical limiting studies. *Advances in Organometallic Chemistry* 349–405. (1999)

## **PATEICĪBA**

Izsaku pateicību savam darba vadītājam Dr. phys. Arturam Bundulim par milzīgo atbalstu un neskaitāmajiem ieteikumiem.

Ar savu parakstu apliecinu, ka pētījums veikts patstāvīgi, izmantoti tikai tajā norādītie informācijas avoti:

Autors: Mareks Markāns

Rekomendēju darbu aizstāvēšanai:

Darba vadītājs: Dr. phys. Arturs Bundulis (02.06.2022.)

Recenzente: Dr. phys. Inga Brice

Darbs iesniegts Fizikas nodaļā (02.06.2022.)

Dekāna pilnvarotā persona: Inita Šneidere

Darbs aizstāvēts bakalaura gala pārbaudījuma komisijas sēdē

\_\_\_\_\_ . prot. Nr. \_\_\_\_\_

Komisijas sekretārs: Ivars Driķis