

VILNIAUS UNIVERSITETAS  
FIZIKOS FAKULTETAS  
LAZERINIŲ TYRIMŲ CENTRAS

Laboratorinis darbas Nr. KS – 3

**MEDŽIAGŲ SAVYBIŲ TYRIMAS ŠVIESOS INDUKUOTŲ  
DINAMINIŲ GARDELIŲ METODU**

Metodiniai nurodymai



**Dėmesio! Darbo metu naudojami lazerinės spinduliuotės šaltiniai – būtina susipažinti ir griežtai laikytis atitinkamų saugos reikalavimų**

**Būtina naudoti apsauginius akinius**

## **1. Darbo tikslas**

Susipažinti su šviesos indukuotų dinaminių gardelių formavimo metodiką ir dinaminių gardelių metodo panaudojimo galimybėmis tiriant molekulių gyvavimo trukmes.

## **2. Kontroliniai klausimai:**

1. Laikinės skyros spektroskopijos metodai.
2. Kas yra šviesos indukuotų dinaminių gardelių spektroskopinis metodas ir kam jis naudojamas?
3. Kaip susidaro amplitudinė ir fazinė gardelės?

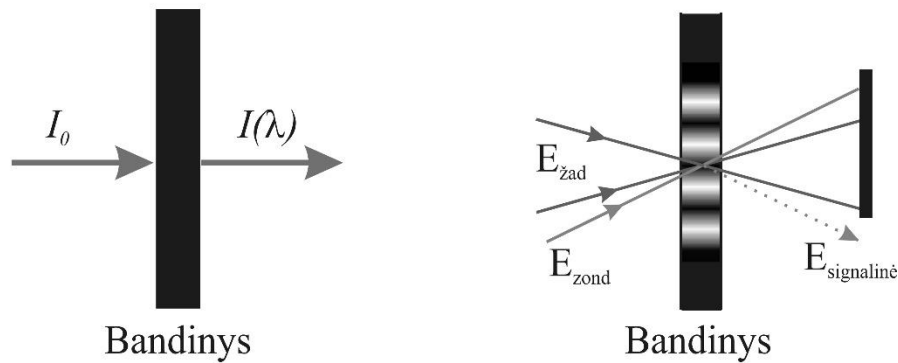
## **3. Darbo užduotys:**

1. Išsiaiškinti šviesos indukuotų dinaminių gardelių formavimo lazerio spinduliuote principus.
2. Susipažinti su eksperimento metu naudojama laboratorine įranga.
3. Ištirti dinaminės difrakcinės gardelės formavimąsi Rhodamine 6G etanolio tirpale .
4. Ištirti dinaminės gardelės formavimąsi: surasti suformuotos gardelės periodą.
5. Ištirti sužadintų būsenų laikines charakteristikas.
6. Ištirti dinaminės difrakcinės gardelės formavimąsi stikluose su puslaidininkiniais nanokristalitais(kvantiniais taškais). Ištirti sužadintų būsenų laikines charakteristikas.

## **4. Teorinis įvadas**

### **4.1.Šviesos indukuotų dinaminių gardelių metodas**

Tradiciniai sugerties spektroskopijos metodai pagrįsti tiesiogiai pro bandinį praėjus spinduliuotės tyrimu. Tačiau medžiagoms, kurių optinis tankis yra mažesnis nei  $\sim 10^{-5}$ , klasikinė sugerties spektroskopija tampa nebetinkama (nepakankamas matavimo jautrumas). Tokiais atvejais galima taikyti dinaminės gardelės spektroskopiją.



1 pav. Kairėje: tradicinės sugerties spektroskopijos metodo principinė schema.  $I_0$  - į bandinį krintančios šviesos intensyvumas;  $I(\lambda)$  - bandinį praėjusios šviesos intensyvumas. Dešinėje: dinaminės gardelės spektroskopijos metodo principinė schema.  $E_{\text{žad}}$  - du vienodo intensyvumo žadinančios spinduliuotės pluoštai;  $E_{\text{zond}}$  - zonduojančios spinduliuotės pluoštas;  $E_{\text{signalinė}}$  - registruojamas signalas (nuo gardelės difragavęs pluoštas)

Šviesos indukuota dinaminė gardelė yra keturbangio maišymo procesas – keturių bangų sąveikos rezultatas netiesinėje medžiagoje su trečios eilės poliarizacija. Trys skirtingų dažnių bangos gali kurti naujo dažnio bangą:

$$P_i^{(3)}(\omega_4) = \chi_{ijkl}^{(3)} E_j(\omega_3) E_k(\omega_2) E_l(\omega_1), \quad (1)$$

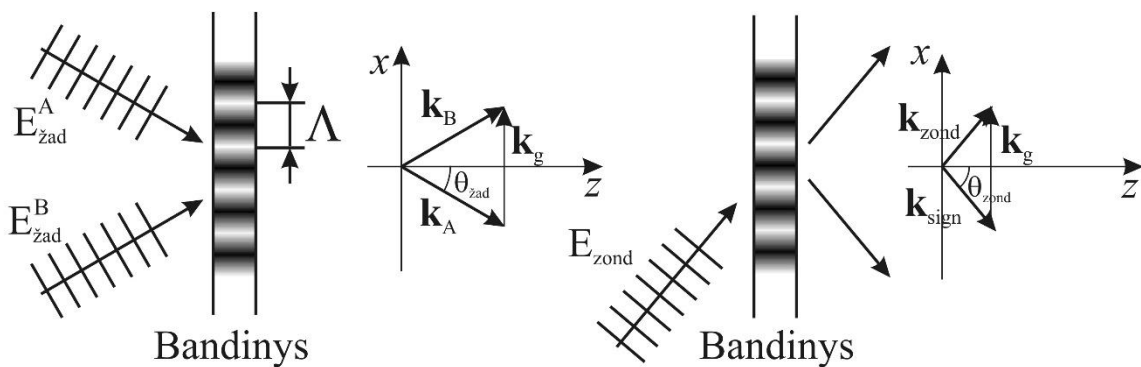
kur  $P_i^{(3)}(\omega_4)$  yra trečios eilės poliarizacijos amplitudė dažnio  $\omega_4$ .  $E_j, E_k, E_l$  krintančios spinduliuotės elektrinio lauko amplitudės,  $\chi_{ijkl}^{(3)}$  yra trečios eilės jautrio tenzoriaus  $ijkl$  elementas.

Šviesos indukuoti medžiagos optinių savybių pokyčiai yra sąlygojami medžiagos sužadinimu dėka sugerties. Pagrindinis dinaminės gardelės spektroskopijos metodo principas pateiktas 1 paveiksle (dešinėje). Bandinys yra sužadinamas dviem koherentiniais vienodo intensyvumo lazerio impulsais, bandinio sugerties juostos ruože, kurie sklisdami skirtingomis kryptimis susikerta tarpusavyje bandinio tūryje tam tikru kampu  $2\theta_{\text{žad}}$ . Jei vėlinimo trukmė mažesnė nei fazės relaksacijos trukmė, tuomet šie pluošteliai interferuoja ir sukuria interferencinį vaizdą – bandinio sužadinimo vaizdą. Intensyvumo pasiskirstymas žadinančių pluoštų interferencijos srityje apibrėžiamas:

$$I(x) = 2I_{\text{žad}} \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right) \right], \quad (2)$$

kur  $\Lambda = \lambda_{\text{žad}} / (2 \sin \theta_{\text{žad}})$  yra gardelės periodas,  $\lambda_{\text{žad}}$  - žadinančios spinduliuotės bangos ilgis,  $I_{\text{žad}}$  - vieno iš žadinančios spinduliuotės pluošto intensyvumas.

Sužadimas gali pasireikšti kaip periodiškai kintantis pralaidumas (amplitudinė gardelė) arba lūžio rodiklis (fazinė gardelė). Gardelės vektorius apibrėžiamas:  $k_g = k_A - k_B$ , kur  $k_{A,B}$  žadinančios spinduliuotės sklidimo vektoriai bandinyje. Gardelės egzistavimas ir dinamika gali būti zonduojama difraguojant silpnam zonduojančiam šviesos pluoštui  $E_{\text{zond}}$ , kurio dažnis skirtingas nei dinaminę



2 pav. Dinaminės gardelės metodo principinė schema: kairėje – gardelės formavimas (žadimas); dešinėje – gardelės detektavimas (zondavimas)

gardelę sukūrusių lazerio pluoštų, ir krintančiam į sukurtą gardelę Bragg'o kampu  $\theta_B = \arcsin\left(\frac{\lambda_{\text{zond}}}{2\Lambda}\right)$  (2 pav.). Difrakcijos efektyvumas,  $\eta$ , priklauso nuo optinių parametų moduliacijos amplitudės. Esant nedideliame difrakcijos efektyvumui ( $\eta < 0,01$ ), sąryšis tarp difragavusio ir į bandinį kritusio zonduojančio pluošto intensyvumas nusakomas:

$$\eta = \frac{I_{\text{dif}}}{I_{\text{zond}}} \cong \left[ \left( \frac{\ln 10 \Delta A}{4 \cos \theta_B} \right)^2 + \left( \frac{\pi d \Delta n}{\lambda_{\text{zond}} \cos \theta_B} \right)^2 \right] \exp\left( - \frac{\ln 10 A}{\cos \theta_B} \right), \quad (3)$$

kur  $I_{\text{dif}}$  ir  $I_{\text{zond}}$  - yra difragavusio ir zonduojančio pluoštų intensyvumas,  $d$  - bandinio storis,  $A = 4\pi d K / (\lambda \ln 10)$  - sugerties koeficientas ( $K$  - silpimo konstanta).

Pirmasis ir antrasis laužtinių skliaustų narys aprašo amplitudinės ir fazinės gardelių įtaką, o eksponentinis narys įskaito difragavusio pluošto reabsorbiciją bandinyje.

Pluoštų sąveikos sritis apibrėžia bandinio tūrį ir tuo pačiu pasiekiamą erdvinę skyrą. Dinaminės gardelės gyvuoja tik tol kol medžiaga veikiama lazerio spinduliuote.

Molekulių reorientacijos laikinė dinamika gali būti tiriama naudojant skirtingų poliarizacijų žadinimo ir zondavimo pluoštus. Kai dviejų žadinančių pluoštų poliarizacijos yra tiesinės ir lygiagrečios, pluoštų interferencijos srityje suformuojama intensyvumo gardelė – optinių terpės parametrų pokytį. Svarbu pažymėti, kad tik molekulės, kurių šuolio dipolinio momento kryptis sutampa su poliarizacijos kryptimi yra sužadintos.

Zonduojantis pluoštelis tos pačios poliarizacijos duos informaciją ne tik apie populiacijos dinamiką (pagrindinės būsenos atsistatymą ar sužadintos būsenos gyvavimo trukmę), bet taip pat ir reorientacijos dinamiką. Kai žadinančių ir zonduojančio pluošto poliarizacijos sutampa (t.y. lygiagrečios) difragavusio pluošto intensyvumo laikinė priklausomybė aprašoma:

$$I_{dif}^{||}(t) = K \exp[-2t/\tau_s] \{1 + 2r_0 \exp[-t/\tau_{rot}]\}^2. \quad (4)$$

Naudojant statmenos poliarizacijos zonduojantį pluoštą taip pat yra naudinga tirti kintančias bandinio savybes. Šiuo atveju difragavusio pluošto signalas išauga pradinėje laikinės kinetikos dalyje. Arti nulinės laiko vertės, visos sužadintos molekulės turi lygiagrečią orientaciją (žadinančio pluoštelio atžvilgiu), todėl statmenos poliarizacijos zonduojantis pluoštelis praktiškai nedifraguoja. Po kurio laiko orientacijos pasikeitimas padidins statmenai orientuotų molekulių skaičių, tuo pačiu padidinant difragavusio pluošto intensyvumą. Difragavusio pluošto intensyvumo laikinė priklausomybė esant statmenoms žadinančių ir zonduojančio impulsų poliarizacijai aprašoma:

$$I_{dif}^{\perp}(t) = K \exp[-2t/\tau_s] \{1 - r_0 \exp[-t/\tau_{rot}]\}^2. \quad (5)$$

Tačiau tai pasireiškia tik tuo atveju jei molekulių reorientacijos kitimo dinamika yra spartesnė nei sužadintų būsenų relaksacija. Sistemos anizotropija gali būti išreikšta:

$$r(t) = \frac{N_{||} - N_{\perp}}{N_{||} + 2N_{\perp}} = \frac{\sqrt{I_{dif}^{||}(t)} - \sqrt{I_{dif}^{\perp}(t)}}{\sqrt{I_{dif}^{||}(t)} + 2\sqrt{I_{dif}^{\perp}(t)}} = r_0 e^{-\frac{t}{\tau_{rot}}}, \quad (6)$$

kur  $I$  - difragavusio pluoštelio intensyvumas gautas esant statmenai ir lygiagrečiai poliarizacijoms zonduojančio pluoštelio lyginant su žadinančiu.  $\tau_{rot}$  - rotacinės relaksacijos trukmė tirpinio molekulių. Pradinė anizotropija  $r_0$  teikia informacijos apie šuolio dipolinio momento orientaciją. Jei zonduojamas dipolis yra lygiagretus žadinimui,  $r_0 = 0.4$  ir jei statmenas,  $r_0 = -0.2$ .

Sužadintos būsenos užpildos gyvavimo trukmė randama iš sumos:

$$S(t) = [I_{dif}^{11}(t)]^{1/2} + 2[I_{dif}^{\perp}(t)]^{1/2} = 3K^{1/2} \exp(-t/\tau_s). \quad (7)$$

Apskaičiavus skirtumą tarp difragavusio pluošto intensyvumų atitinkančių skirtingas poliarizacijas randama molekulių persiorientavimo trukmė:

$$D(t) = [I_{dif}^{11}(t)]^{1/2} - [I_{dif}^{\perp}(t)]^{1/2} = 3K^{1/2} r_0 \exp(-t/\tau_{rot}) \exp(-t/\tau_s). \quad (8)$$

Iš (6) ir (7) formulių apskaičiuojama anizotropijos laikinė priklausomybė:

$$R(t) = D(t)/S(t) = r_0 \exp(-t/\tau_{rot}). \quad (9)$$

Jei du lygiagretūs žadinimo pluošteliai ir zonduojantis pluoštelis yra poliarizuoti magiškuoju kampu:  $54,73^{\circ}$  (kadangi  $N_{||} \propto \cos^2 \theta$  ir  $N_{\perp} \propto \sin^2 \theta$ , magiškasis kampas gaunamas išsprendus  $N_{\perp} = 2N_{||}$ , iš kur seka  $\sin^2 \theta = 2 \cos^2 \theta$  arba  $\tan^2 \theta = 2$ ), tai tokia geometrija leidžia kompensuoti molekulių rotacinę įtaką ir užpildos relaksacijos trukmė gali būti tiesiogiai nustatyta net jei rotacinė reorientacija yra greitesnė.

$$I_{dif}^M(t) = K \exp[-2t/\tau_s]. \quad (10)$$

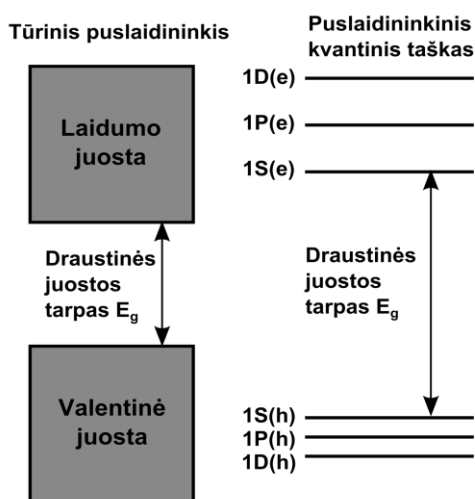
#### 4.2. Organinių molekulių Jablonskio diagrama

Pusiausvyros būsenoje dauguma molekulių užima pagrindinės (mažiausios energijos) singuletinės elektroninės būsenos mažiausios energijos virpesinius lygmenis. Molekulių pasiskirstymas pagal energijas pagrindinėje elektroninėje būsenoje pusiausvyros sąlygomis aprašomas Bolcmano pasiskirstymo funkcija. Dėl elektromagnetinės spinduliuotės sugerties molekulės yra sužadinamos į aukštesniąsias (arba sužadintas) didesnės energijos elektronines būsenas priklausomai nuo sugerto fotono energijos pakliūdamos į įvairius tų elektroninių būsenų virpesinius energijos lygmenis. Sužadintos elektroninės būsenos nėra pusiausvyros - molekulės per tam tikrą laiką sugrįžta į pagrindinę elektroninę būseną ir galų gale nusistovint pusiausvyrai dauguma jų atsiduria pagrindinės elektroninės būsenos žemiausios energijos virpesinėje būsenoje, t.y. toje, kurioje buvo iki šviesos kvanto sugerties. Šis pusiausvyros nusistovėjimo procesas vadinamas elektroninių sužadintų būsenų relaksacija ir paprastai yra sudėtingas keletą ar net daugelį stadijų turintis vyksmas, kuriame dalyvauja daugelis fizikinių procesų, apibūdinamų tikimybėmis. Be spontaninių spindulių šuolių, kurių tikimybė  $A_{21}$  griežtais sąryšiais (Einšteino sąryšiai) susijusi su kitais molekulės sąveiką su šviesa apibūdinančiais Einšteino koeficientais (sugerties  $B_{12}^V$  ir priverstinio spinduliavimo  $B_{21}^V$ ), galimi ir kiti būdai sugrįžti į pagrindinę elektroninę būseną, kurie vadinami nespinduliniais. Nors sužadinimo šuolio metu molekulės atomų branduolių koordinatės nepakinta, dėl išorinių elektronų



elektroninės savybės skiriasi nuo makroskopinių tūrinių puslaidininkių. Kvantinis elektrono ir skylės apribojimas visais trimis erdviniais matmenimis lemia diskrečią elektronų-skylių būsenų struktūrą, kurioje eksitoninės juostos pasislinkusios į trumpabangę spektrinę sritį lyginant su tūrinių puslaidininkiu. Skirtingi apribojimo lygiai yra apibrėžiami santykiais tarp nanokristalito dydžiu ir elektrono bei skylės Boro spinduliais. Jei nanokristalyto dydis yra mažesnis nei elektrono ir skylės Boro spinduliai, tai ir valentinė, ir laidumo būsenos yra diskrečios. Tarpinis apribojimo lygis yra, kai apribotas yra tik elektronai ir diskretinė būsenų struktūra būdinga tik laidumo juostai. Silpno apribojimo atvejis, kai nanokristalito dydis yra didesnis nei elektrono ir skylės Boro spinduliai. Šiuo atveju nei elektronai, nei skylės neturi diskrečios būsenos struktūros, tačiau eksitonas yra apribotas. Naudojantis šiomis savybėmis galima pagaminti įvairių dydžių nanokristalitus, kurių sugerties

juostos padėtį galima keisti plačioje spektrinėje srityje.



4 pav. Tūrinio puslaidininkio ir puslaidininkinio kvantinio taško būsenų diagrama

Silikatiniai stiklai legiruoti II-IV puslaidininkiniais nanokristalitais ( $CdS_xSe_{1-x}$ ,  $CdSe_xTe_{1-x}$ ) yra naudojami kaip optiniai filtrai, turintys statmeną sugerties kraštą geltonoje-raudonoje spektrinėje srityje. Šie stiklai yra gaminami pridedant kelis procentus kadmio, seleno, sieros, telūro ir jų junginių į 1300-1400°C temperatūros stiklo lydalą. Tolesnių gamybinių procesų metu 450-550°C temperatūroje vyksta aukštos kokybės optinio stiklo struktūros formavimasis (grūdinimas) ir

temperatūrinis apdorojimas, kurio metu inicijuojamas puslaidininkinių nanokristalitų formavimasis. Keičiant šio

proceso temperatūrą (600-700°C) ir trukmę galima kontroliuoti kvantinių taškų fizikines ir optines savybes.

Puslaidininkinių nanokristalitų dinaminės savybės buvo plačiai tiriama per praėjusius du dešimtmečius. Krūvininkų dinamiką įtakoja foto-sužadintų krūvininkų tarpusavio sklaida (elektroninė elektronų sklaida, elektroninė skylių sklaida, ir Auger sklaida) ir foto-sužadintų krūvininkų fononinė sklaida, bei krūvininkų pagavimas nanokristalitų defektuose ir nanokristalitų-stiklo sandūroje. Esant mažam krūvininkų tankiui dominuoja pagavimo rekombinacija, kuri yra nanosekundžių trukmės. Padidėjus krūvininkų tankiui pradeda dominuoti tarpjuostinė rekombinacija, kuri yra pikosekundžių eilės trukmės. Didėjant krūvininkų tankiui sumažėja tuneliavimo atstumas



krūvininkų rekombinacijai, bei padidėja elektroninės skylių rekombinacijos tikimybė. Tarp tokių procesų yra:

- 1) Eksitono-eksitono anihiliacija, kurios metu dėl eksitonų sąveikos vienas eksitonas rekombinuoja perduodamas energija kitam eksitonui, kuris relaksuoja dėl eksitono-eksitono sąveikos ar eksitono-fonono sąveikos.
- 2) Auger rekombinacija, kurios metu elektronas ir skylė rekombinuoja perduodami energija elektronui ar skylei.

Dėl optinio sužadavimo gali įvykti foto-tamsinimo procesas, kurio metu elektronai iš valentinės juostos yra sužadinti į laidumo juostą, kurioje kai kurie elektronai pagauti puslaidininkio-stiklo sandūroje esančių gaudyklių. Po kol elektronai nerekombinavo, kai kurie iš jų gali būti pakartotinai sužadinti į aukštesnes puslaidininkis-stiklas sandūros būsenas. Iš šių būsenų elektronai gali migruoti į stiklą, kur galiausiai relaksuoja į žemesnius lygmenys stikle.

## 5. Darbo priemonės ir prietaisai

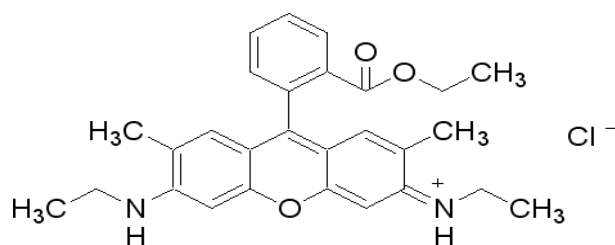
### 5.1. Optiniai elementai ir prietaisai

Laboratoriniame darbe naudojama: pikosekundinis sinchronizuotų modų  $\text{Nd}^{+3}:\text{IAG}$  lazeris PL2210( $\tau_{\text{FWHM}}=25\text{ps}$ );

veidrodžiai: M1( $\lambda=1064\text{nm}$ , ats. koef.= 99,9%, krit. kampas= $45^\circ$ ), M2 ( $\lambda=1064\text{nm}$ , ats.koef.=99,9%, krit.kampas= $45^\circ$ ), M3-M9(aliumininiai),

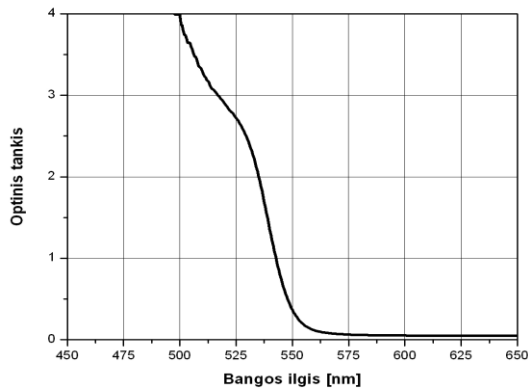
pluošto dalikliai: PD1( $\lambda=532\text{nm}$ , ats.koef.= 25%, pral.koef.=75%, krit.kampas= $45^\circ$ ), PD2 ( $\lambda=400\text{-}700\text{nm}$ , ats.koef.= 50%, pral.koef.=50%, krit.kampas= $45^\circ$ ), KDP kristalas – AHK; retroreflektoriai – RR1, RR1; 5cm vėlinimo linija su varikliu – VL1, 5cm mechaninė vėlinimo linija - VL2; lęšis – L1; fotodiodinis detektorius: FD1; irisinės diafragmos: ID1.

Bandinys 1: rudamino 6G etanolio tirpalas.



5 pav. Rudamino 6G struktūrinė formulė

## Bandinys 2: CdS<sub>x</sub>Se<sub>1-x</sub> legiruotas optinis filtras (OC-12).



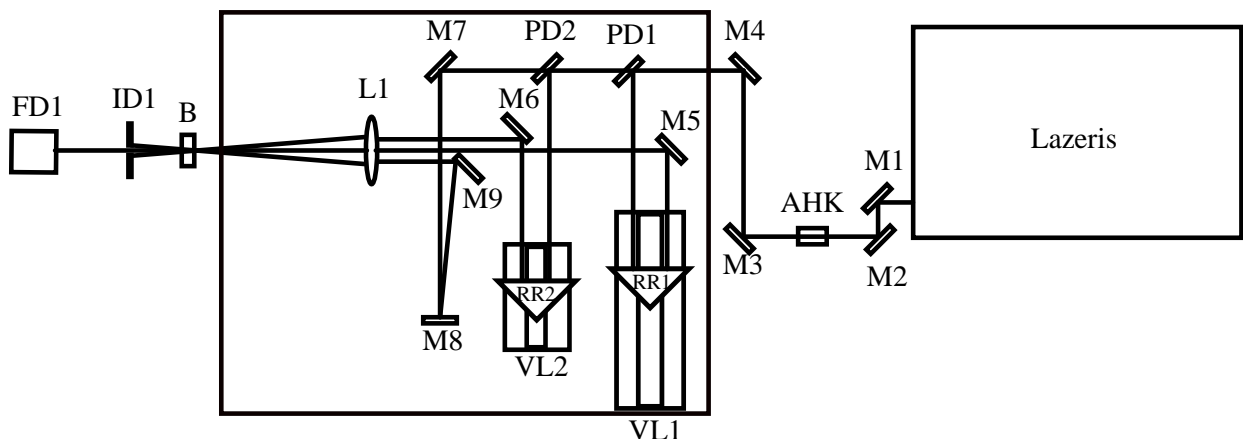
6 pav. CdS<sub>x</sub>Se<sub>1-x</sub> legiruoto optinio filtro (OC-12) sugerties spektras

### 5.2. Valdymo programa

Vėlinimo linijos valdymas vyksta kompiuterio pagalba. Vėlinimo linijos valdymas vykdomas Valdymo lange esančiais mygtukais. Langelyje „Padėtis(um)“ yra nurodoma vėlinimo linijos padėtis mikrometrais pasirinktos pradinės padėties atžvilgiu. Naujos vėlinimo linijos pradinės padėties pasirinkimas atliekamas paspaudus mygtuką „Nulio nustatymas“. Langelyje „Paskirties padėtis(um)“ galima nurodyti padėtį į kurią vėlinimo linija pavažiuotų paspaudus mygtuką „Važiuoti“. Paspaudus mygtukus „Važiuoti pirmyn“ ir „Važiuoti atgal“ vėlinimo linija pavažiuos į vieną ar kitą pusę per nurodytą langelyje „Žingsnis(um)“ ilgį. Paspaudus mygtuką „IŠEITI“ išinama iš programos aktyvaus veikimo režimo.

\* Norint sustabdyti vėlinimo linijos veikimą reikia paspausti mygtuką „Stop“.

### 6. Darbo schema

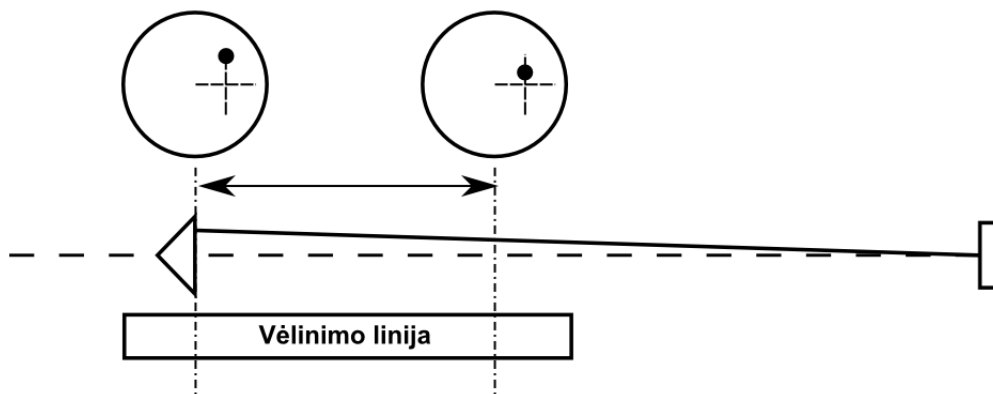


7 pav. Matavimo grandinė.

## 7. Darbo eiga

### 7.1. Matavimo schemos derinimas

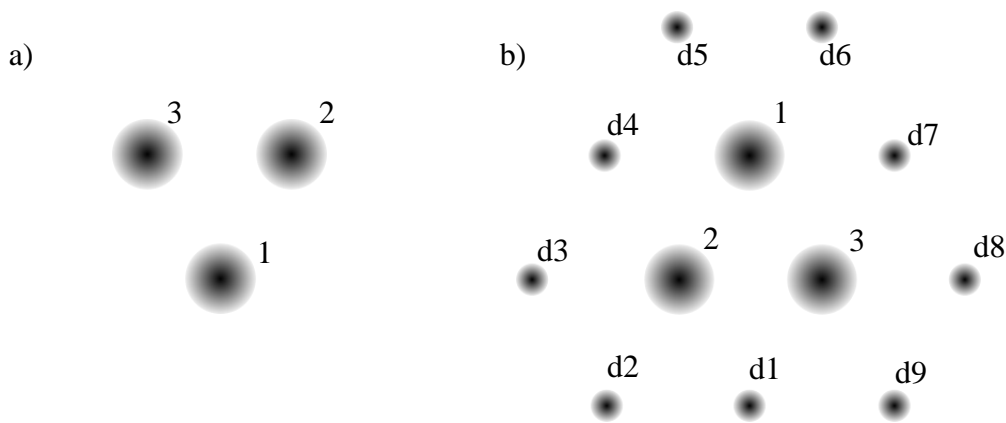
Pirmiausia, derinant M1 ir M2, reikia suderinti lazerio pluošto kryptį tokiu būdu, kad pluoštas eitų per antros harmonikos kristalo AHK centrą. Derinant M3 ir M4 nukreipti lazerio pluoštelį išilgai stalo. Pluoštas turi sklisti horizontaliai stalo plokštumai. Įstatyti pluošto daliklį PD1. Lazerio spindulio, atsispindėjusio nuo PD1, padėtis erdvėje per visą vėlinimo linijos VL1 ilgį turi nesikeisti. Tai pasiekama, kai spindulys PD1 yra nukreipiamas tiksliai lygiagrečiai VL1 judėjimo kryptčiai. Tokiu atveju pluoštas visą laiką patenka į tą pačią retroreflektoriaus RR1, įmontuoto ant VL1, vietą, o atsispindėjusio spindulio padėtis erdvėje nesikeičia. Retroreflektorius RR nukreipia spindulį  $180^\circ$  kampu kritusio spindulio atžvilgiu nepriklausomai nuo pradinio kritimo kampo. Atsispindėjęs nuo RR1 spindulys veidrodžiu M5 nukreipiamas lygiagrečiai optinio stalo paviršiui.



8 pav. Spindulio krypties derinimas

Praėjęs pro PD1 spindulys yra naudojamas dinaminės gardelės formavimui bandinyje. Pluošto dalikliu PD2 spindulys yra lygiagrečiai nukreipiamas į retroreflektorių RR2. Spindulys krentantis į RR2 turi būti nukreipiamas tiksliai lygiagrečiai vėlinimo linijos VL2 judėjimo kryptčiai. Spindulys M6 nukreipiamas lygiagrečiai zonduojančiam spinduliui. Praėjęs pro PD2 spindulys yra veidrodžiais M7 – M9 nukreipiamas lygiagrečiai zonduojančiam spinduliui ir kitam žadinančiam spinduliui. Spinduliai turi atsidurti menamo lygiakraščio trikampio viršūnėse. Retroreflektorių RR1 ir RR2 ir veidrodžio M8 padėtys nustatomos tokios, kad zonduojančio ir žadinančių spindulių optiniai keliai beveik sutaptu, kai retroreflektoriaus RR1 padėtis yra netoli vėlinimo linijos VL1 kraštinės padėties. Nustačius spindulių lygiagretumą, jų kelyje statomas didelės apertūros lęšis L1. Patikrinama, ar visi trys spinduliai patenka į lęšį simetriškai optinės ašies atžvilgiu. Jeigu patenkantys į lęšį spinduliai nėra lygiagretūs, tai jų kirtimosi vieta nesutaps su lęšio židiniu, ir susikirtimo vietoje intensyvumas nebus didžiausias. Kai sistema gerai suderinta, spinduliai turi susikirsti už lęšio, jo židinyje.

Spindulių sankirta patikrinama judinant vėlinimo linijas VL1 ir VL2. Jeigu spinduliai visiškai



9 pav. Pluoštelių padėtys: a) prieš lęšį, b) už bandinio

nesusikerta arba išsisklaido judant vėlinimo linijoms, derinama pakartotinai. Jeigu šių problemų nėra, spindulių kirtimosi vietoje už lęšio yra pastatomas bandinys. Bandinys turi būti pastatytas taip, kad spindulių kirtimosi vieta būtų bandinio viduje. Uždengus zonduojantį spindulį, vėlinimo linijos VL2 padėtys nustatoma tokia, kad šoninių difragavusių spindulių (9 pav. b) d3 ir d8 spinduliai) intensyvumas būtų didžiausias. Difragavusių spindulių intensyvumas yra matuojamas už bandinio su fotodiodiniu detektoriumi FD1. Irisinė diafragma ID1 naudojama atskirti difragavusį pluoštelį nuo žadinančių pluoštelių. Elektriniai signalai iš fotodiodinio detektoriaus patenka į oscilografą. Jei fotodiodinių detektorių signalai yra per didelį prieš fotodiodinius detektorius reikia pastatyti papildomus neutralius filtrus. Atidengus zonduojantį spindulį ir suderinus vėlinimo linijos VL1 padėtį, turi būti stebimi keli difragavę spinduliai (9 pav. b)).

## 7.2. Matavimas

Suderinus matavimo schemą pradedamas matavimas. Uždengus atskirai zonduojantį pluoštą ir žadinančius pluoštus įvertinamas fotodiodinio detektoriaus fonas. Tiriant greitus procesus sužadavimo metu optinio kelio kitimo žingsnis tarp žadinančių ir zonduojančio impulso turi būti lygus 10-20 ps ar mažesnis. Esant didesniam vėlinimui tarp žadinančių ir zonduojančio impulsų, optinio kelio žingsnis gali būti didinamas. Vieno matavimo metu vidurkinamų impulsų skaičius turi būti daugiau nei 100.

Įstatyti rudamino 6G etanolio tirpalą. Nusibraizyti difragavusių spindulių schemą. Nustatyti kurie iš pradinių spindulių atsakingi dėl difragavusių spindulių susidarymo.

Išmatuoti difragavusio zonduojančio spindulio intensyvumo laikines priklausomybes.

Uždengus vieną iš žadinančių spindulių išmatuoti difragavusio zonduojančio spindulio intensyvumo laikines priklausomybes.

Apskaičiuoti dinaminės difrakcinės gardelės periodą.

$$\Lambda = \lambda_{\text{žad}}/2 \sin\alpha, \quad (11)$$

kur  $\lambda_{\text{žad}}$  – žadinančios spinduliuotės bangos ilgis,  $\alpha$  - spindulių susikirtimo kampas.

Pakartoti matavimus su  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$  legiruotu optiniu filtru (OC-12).

Atvaizduoti rezultatus grafiškai. Aproximavus daugiaekspONENTINE formule apskaičiuoti gyvavimo trukmes. Paaiškinti rezultatus.

## **8.Literatūra:**

1. E.Vauthey, Transient Holographic Grating Techniques in Chemical Dynamics, in: Encyclopedia of Modern Optics, Vol 1, ed. R.D.Guenther, D.G.Steel, L.Bayvel (Elsevier Ltd.,Oxford, 2004) pp.73-82.
2. J.-C.Diels, W.Rudolph, Ultrashort Laser Pulse Phenomena: Fundamentals, Techniques, and Applications on a Femtosecond Time Scale, (Academic Press, San Diego, 1996) pp.413-419.
3. W.Demtröder, Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentations, (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2003) pp. 675-677.
4. A.B.Myers, R.M.Hochstrasser, Comparison of four-wave mixing techniques for studying orientational relaxation, IEEE Journal of Quantum Electronics **QE-22**(8), 1482-1492(1986).
5. R.S.Moog, M.D.Edlger, S.G.Boxer, M.D.Fayer, Viscosity dependence of the rotational reorientation of Rhodamine B in mono- and polyalcohols. Picosecond transient grating experiments, J.Phys.Chem. **86**(24), 4694-4700(1982).