



**Linards Kalvāns**

Promocijas darba kopsavilkums

Magneto-optisko rezonanšu signālu  
īpatnību izpēte sārnu metālu tvaikos

Doktora zinātniskā grāda iegūšanai fizikā

Apakšnozare: lāzeru fizika un spektroskopija

Rīga, 2010

## Anotācija

Promocijas darbs ir veltīts sārnu metālu  $D_1$  spektrālajā līnijā novērojamo gaišo un tumšo magneto-optisko rezonansu teorētiskajai modeļēšanai. Darbā tiek izmantots teorētiskais modelis, kas balstīts uz Zēmana koherenču dinamikas vienādojumiem. Šis teorētiskais modelis ir iegūts no optiskajiem Bloha vienādojumiem, izmantojot rotējošo viļņu tuvinājumu un stohastisku diferenciālvienādojumu dekorelācijas pieeju.

Teorētiskais modelis promocijas darba ietvaros tiek pielāgots tam, lai ar to varētu aprakstīt magneto-optiskās rezonanses, kuras tiek novērotas atomāros sārnu metālu tvaikos, kas atrodas vai nu parasta izmēra stikla šūnā, vai arī īpaši plānā šūnā, kuras izmēri ir salīdzināmi ar ierosinošā starojuma viļņa garumu. Darbā ir izstrādāta metodika teorētiskā modeļa parametru novērtēšanai abiem eksperimentālajiem apstākļiem.

Pielāgots teorētiskais modelis tiek pārbaudīts, salīdzinot tā sniegtos rezultātus ar eksperimentāli reģistrētajiem. Eksperimentālie rezultāti iegūti ierosinot atomus ar lāzera starojumu un novērojot fluorescences signāla atkarību no magnētiskā lauka  $^{85}\text{Rb}$ ,  $^{87}\text{Rb}$  un Cs atomāriem tvaikiem. Rubīdija tvaikiem eksperimenti tiek veikti abu veidu šūnās, bet cēzija tvaikiem – tikai parasta izmēra šūnās. Kopumā teorētiskā modeļa rezultāti sniedz labu eksperimentālo rezultātu aprakstu.

Papildus eksperimentu aprakstam, teorētiskais modelis tiek izmantots kā patstāvīgs instruments, veicot tumšo magneto-optisko rezonansu kontrasta piesātināšanās un t.s. tumšo stāvokļu veidošanās izpēti.

# Saturs

Promocijas darba mērķis	2
Promocijas darba uzdevumi	2
<b>1. Ievads. Literatūras apskats</b>	<b>3</b>
1.1. Magneto-optiskie efekti . . . . .	3
1.2. Magneto-optisko rezonanšu teorētiskais apraksts . . . . .	5
<b>2. Teorētiskā modeļa pielāgošana</b>	<b>7</b>
2.1. Dinamikas vienādojumu iegūšana no optiskajiem Bloha vienādojumiem . . . . .	7
2.2. Magnētiskā lauka iedarbība . . . . .	12
2.3. Šūnas ar izmēru daži centimetri . . . . .	14
2.4. Īpaši plānas šūnas . . . . .	14
<b>3. Teorētiskā modeļa pārbaudes</b>	<b>17</b>
3.1. Eksperimenta norise . . . . .	17
3.2. Lāzera inducētā fluorescences sārņu metālu $D_1$ līnijās . . . . .	18
3.2.1. Sagaidāmie rezultāti . . . . .	18
3.3. Teorētiskā modeļa pārbaudes parastā šūnā . . . . .	20
3.4. Teorētiskā modeļa pārbaudes īpaši plānās šūnās . . . . .	23
<b>4. Teorētiskais pētījums: tumšo rezonanšu piesātināšanās</b>	<b>29</b>
Rezultātu kopsavilkums	34
Promocijas darbā iekļautās publikācijas	36
Ziņojumi zinātniskās konferencēs	36
Literatūras saraksts	37

## Promocijas darba mērķis

Veikt detalizētu magneto-optisko rezonansu izpēti sārnu metāli  $D_1$  spektrālajās līnijās, izmantojot uz Zēmana koherenču dinamikas vienādojumiem balstītu teorētisko modeli.

## Promocijas darba uzdevumi

1. Pielāgot uz Zēmana koherenču dinamikas vienādojumiem balstīto modeli, magneto-optisko rezonansu aprakstam sārnu metālu  $D_1$  līnijās šādos apstākļos:
  - (a) parastās atomāro tvaiku šūnās, kuru izmērs ir daži centimetri;
  - (b) īpaši plānās atomāro tvaiku šūnās.
2. Pārbaudīt pielāgoto modeli, izmantojot eksperimentālos rezultātus, kas iegūti pie dažādām eksperimentālo parametru vērtībām, starp kuriem ir
  - (a) ierosmes jaudas blīvums;
  - (b) caurlidošanas relaksācijas ātrums;
  - (c) izskaņošanas vērtībām attiecībā pret precīzu atomārās pārejas frekvenci;
  - (d) citi eksperimentālie parametri.
3. Veikt teorētiskus pētījumus par kontrasta piesātināšanos tumšajās magneto-optiskajās rezonansēs atkarībā no supersīkstruktūras pāreju izšķiršanas efektivitātes.

# 1. Ievads. Literatūras apskats

Šajā promocijas darbā ir pētīta tumšo un gaišo magneto-optisko rezonansu modelēšana sārnu metālu  $D_1$  līnijās. Šīs rezonanses tiek saistītas ar pamatstāvokļa Hanlē efektu, tās izraisa izmaiņas atoma enerģētiskajā struktūrā, kuras ir pat par divām lieluma kārtām mazākas kā dabiskais līnijas platums aplūkotojās pārejās. Līdz ar to tās var uzskatīt par ļoti precīzu instrumentu, kas ļauj pilnveidot un pārbaudīt priekšstatus par atoma enerģētisko līmeņu uzbūvi un mijiedarbību ar ārējiem laukiem. Šīs rezonanses uzskata par vienu no magneto-optiskajiem efektiem, kurš tiek novērots kā fluorescences signāla atkarība no ārēja magnētiskā lauka. Kopsavilkuma ievadā ir sniegts pārskats par magneto-optiskajiem efektiem, 2. nodaļā ir aprakstīts darbā izmantotais teorētiskais modelis un tā adaptācija dažādiem eksperimentālajiem apstākļiem, 3. nodaļā ir aprakstītas teorētiskā modeļa pārbaudes eksperimentos, visbeidzot 4. nodaļā ir izklāstīti teorētiskie pētījumi, izmantojot izstrādāto un pārbaudīto modeli.

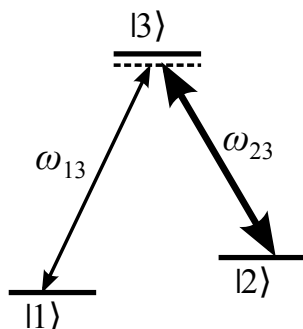
## 1.1. Magneto-optiskie efekti

Magneto-optiskie efekti veidojas gaismai mijiedarbojoties ar vidi ārēja magnētiskā lauka klātbūtnē, magnētiskais lauks ietekmē kādu makroskopiski novērojamu parametru, piemēram gaismas absorbcijas koeficientu, caurizgājušās gaismas polarizāciju u.c. Vislabāk zināmā šāda veida parādība ir Faradeja efekts [1], kurā magnētiskais lauks pagriež polarizācijas plakni gaismai, kas izplatās vidē.

Pēc parādības rakstura magneto-optiskos efektus iedala lineārajos un nelineārajos [2]. Pirmajā gadījumā makroskopiski novērojamie parametri ir lineāri atkarīgi no ārējā magnētiskā lauka intensitātes un/vai starojuma intensitātes, kas tiek izmantoti eksperimentos, pie tam var uzskatīt, ka gaisma būtiski neietekmē vides īpašības. Par nelineāriem savukārt tiek uzskatīti tādi procesi, kuros starojums būtiski ietekmē izmantotās vides īpašības. Nelineārie procesi parasti tiek novēroti, ja eksperimentā izmantotā starojuma kvantu enerģija ir tuva vai sakrīt ar izvēlētajā vidē iespējamo radiējošo pāreju enerģijām. Līdz ar to parasti šie efekti ir novērojami izmantojot šaura spektra koherentus gaismas avotus (lāzerus), tiesa gan virkne pētījumu ir veikti arī izmantojot spektrālās lampas. Piemēram, darbā [3], izmantojot augstas intensitātes nekoherentus gaismas avotus, tika pētīti līmeņu krustošanās signāli rubīdija un cēzija tvaikos, kas pēc sava rakstura ir tuvi šajā promocijas darbā pētītajām rezonansēm un tiek uzskatīti par pirmajiem tumšo magneto-optisko rezonansu novērojumiem.

Promocijas darbā pētītās magneto-optiskās rezonanses var asociēt ar *koherentu apdzīvotības slazdošanu* (KAS) [4], kuras rezultātā optiskā vide ar gaismas palīdzību tiek slazdota stāvoklī, kurā ievērojami mainās tās mijiedarbība ar to pašu vai citu starojumu. Tipiskā gadījumā tiek izmantota trīs līmeņu (divi pamata –  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$  un viens ierosinātais –  $|3\rangle$  stāvoklis) shēma, kurā tiek variēti divu fotonu rezonanses nosacījumi. Iespējams zināmākais šāda efekta veids ir *elektromagnētiski inducētā caurspīdība* (EIC) [5], kas ir novērojama minētajā trīs līmeņu sistēmā (att. 1.). Līmeņu  $|1\rangle$  un  $|2\rangle$  enerģijas ir atšķirīgas, pie tam starpība ir tik liela, lai līmenis  $|2\rangle$  nebūtu apdzīvots, sistēmai nepieva-dot papildus enerģiju. Tuvu vienas pārejas enerģijai ( $\omega_{23}$ ) ir noskaņots spēcīgs ierosinošais lāzers, savukārt vājš analizējošais lāzers tiek skanēts otras pārejas tuvumā, brīdī, kad izpildās divu fotonu rezonanses nosacījums, analizējošā stara absorbcija vidē ievērojami samazinās. Ierosinošais lāzers izveido tādu stāvokļu

$|2\rangle$  un  $|3\rangle$  superpozīciju, kurā esošie atomi nespēja absorbēt analizējošo lāzeru pārejā  $\omega_{13}$ , lai arī apdzīvotība pamatā atrodas stāvoklī  $|1\rangle$ .



**Attēls 1.** Elektromagnētiski inducētā caurspīdība. Trīs līmeņu sistēmā spēcīgs ierosinošais lāzers noskaņots tuvu pārejai no neapdzīvota pamatstāvokļa  $|2\rangle$  uz ierosināto stāvokli  $|3\rangle$ , analizējošo lāzeru skanējot frekvences  $\omega_{13}$  tuvumā, tā absorbcijā veidojas minimums, brīdī, kad izpildās divu fotonu rezonances nosacījums.

Šajā promocijas darbā pētītās rezonances pēc sava veidošanās mehānisma ir ļoti tuvas iepriekš aprakstītajai EIC parādībai, tomēr ir dažas būtiskas atšķirības – pirmkārt, pamatstāvokļiem ir vienādas enerģijas, tiem atbilst atomārās supersīkstruktūras (SSS) magnētiskie apakšlīmeņi. Otrkārt, tiek izmantots tikai viens lāzera stars un tiek novērota tā inducētā fluorescence. Šādos apstākļos izpildās divu fotonu rezonances nosacījums, kuru var izmainīt ar ārēja magnētiskā lauka palīdzību, kas izjauc magnētisko apakšlīmeņu deģenerāciju, tāpēc novērotie efekti ir pieskaitāmi pie magneto-optiskajām parādībām. Sīkāks magneto-optisko rezonansu kvalitatīvs skaidrojums ir sniegts 3.2.1. nodaļā.

Par pamatstāvokļa Hanlē efektu, kas ir magneto-optisko rezonansu cēlonis, 1964. ziņoja Lēmans (*Lehmann*) un Kohens-Tanoudži (*Cohen-Tannoudji*) [6]. Kā minēts, pirmo reizi tumšās magneto-optiskās rezonances novēroja Šmīders (*Schmieder*) ar līdzstrādniekiem 1970. gadā, izmantojot nekoherentu gaismas avotu [3]. Dažus gadus vēlāk pirmo reizi magneto-optisko rezonances tika reģistrētas fluorescences signālam, ierosmei notiekot ar koherentu (lāzera) starojumu [7]. 1978. gadā tika izstrādāts teorētiskais modelis, kas aprakstīja tumšo rezonansi pārejai  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$  nātrija atomos, balstoties uz optiskajiem Bloha vienādojumiem (OBV) [8]. Tikai 2000. gadā pirmo reizi tika novērotas gaišās magneto-optiskās rezonances [9]. Tās tika novērotas slēgtai supersīkstruktūras pārejai Rb  $D_2$  līnijā. Par slēgtām pārejām spektroskopijā tiek sauktas tādas, kurās visi atomi no ierosinātā stāvokļa atgriežas atpakaļ tajā pašā pamatstāvoklī, no kura notika ierosme, iepriekšminētās gaišās rezonances kontekstā ar pamata un ierosinātajiem stāvokļiem saprotot atsevišķus SSS līmeņus, uz kuru pāreju ir noskaņota lāzera ierosme. Slēgtās pārejās daudz efektīvāk darbojas koherentā apdzīvotības slazdošana, kas ir īpaši būtiski gaišajām magneto-optiskajām rezonansēm, jo tās izraisošie KAS procesi ir vāji izteikti. Jau šī promocijas darba ietvaros gaišā magneto-optiskā rezonanse tika reģistrēta atvērtai pārejai [P1].

## 1.2. Magneto-optisko rezonanšu teorētiskais apraksts

Magneto-optisko parādību aprakstam pie spēcīga ierosinošā starojuma labāko teorētisko aprakstu sniedz pieeja, kurā aplūko kvantu blīvuma matricu attīstību laikā. Kvantu blīvuma matrica ir daļēji klasisks veids, lai aprakstītu atoma enerģētiskos stāvokļus un to mijiedarbību ar ārējiem faktoriem, piemēram, stacionāriem vai laikā mainīgiem laukiem. Pirmajā šāda veida modelī tika izmantoti Zēmana koherenču dinamikas vienādojumi platas ierosinošās līnijas tuvinājumam [10], kas ilgstoši tika sekmīgi pielietoti dažādu magneto-optisko efektu aprakstam.

Šajā promocijas darbā izmantoto modeli 2004. gadā izstrādāja Kaspars Blušs un Mārcis Auziņš. Šis modelis sniedz iespēju aprakstīt atomu-lāzera mijiedarbību statistiskā elektriskā vai magnētiskā lauka klātbūtnē [11]. Modelis balstās uz Zēmana koherenču dinamikas vienādojumiem, kuri tika iegūti no optiskajiem Bloha vienādojumiem, kas apraksta atoma kvantu blīvuma matricas attīstību laikā. Sīkāks modeļa apraksts tiks sniegts 2.1. nodaļā, taču īsumā var atzīmēt, ka K. Bluša modelis sniedz dinamikas vienādojumus kvantu blīvuma matricai, kas apraksta Zēmana koherences divu vai vairāku līmeņu atomā. Šie vienādojumi nedaudz līdzinās minētajam platas ierosmes līnijas modelim. Abos gadījumos katrs vienādojuma loceklis apraksta kādu labi saprotamu daļu no lāzera-atomu mijiedarbības procesa. Izstrādājot K. Bluša modeli, tika pamatots, ka stacionāras ierosmes apstākļos šo modeli var izmantot patvaļīga ierosinošā lāzera līnijas platuma gadījumā, kas, protams, būtiski maina šo modeli un paplašina tā pielietojamības iespējas. Turklāt šajā modelī tiek ņemtas vērā ierosinošā starojuma optiskās īpašības (koherence). Modelis ir izmantots, lai aprakstītu vairākus eksperimentus, kas veikti Oklaholmas universitātē [12], Armēnijas Nacionālās zinātņu akadēmijas Fizikālo pētījumu institūtā [13, 14, 15, 16, 17], Latvijas Universitātē [18, 19, 20, 21, 22] un Bulgārijas zinātņu akadēmijas Elektronikas institūtā [23].

Pirms neilga laika modelis [11] tika veiksmīgi izmantots no kvazistacionāra elektriskā lauka atkarīgu fluorescences signālu aprakstam, kas iegūti, divu fotonu ierosmē ierosinot cēzija 7, 9 un 10  $D_{3/2}$  stāvokli [20]. Šajā pētījumā modelis tika pielāgots, lai aprakstītu trīs līmeņu atomu, kuru veido pamatstāvoklis ( $6S_{1/2}$ ), starpstāvoklis ( $6P_{3/2}$ ) un ierosinātais stāvoklis ( $nD_{3/2}$ ), savukārt fluorescences signāls tika modelēts pārejai uz neapdzīvotu beigu stāvokli ( $6P_{1/2}$ ). Tika ņemta vērā atomu supersīkstruktūras līmeņu sašķelšanās elektriskajā laukā jeb Štarka efekts, kā arī izmaiņas pāreju varbūtībās starp atsevišķiem Zēmana apakšlīmeņiem tā paša elektriskā lauka ietekmē. Šāds apraksts deva iespēju paredzēt līmeņu krustošanās signālu pozīcijas, profilus un relatīvās intensitātes. Analogisku līmeņu krustošanās signālu eksperimentāla reģistrēšana Cs atomos deva iespēju precizēt cēzija 7 un 9  $D_{3/2}$  stāvokļu tenzorās polarizējamības vērtības. Vēlāk [21] līdzīga pieeja kopā ar relativistiskiem vairāku ķermeņu aprēķiniem tika izmantota, lai pārbaudītu teorētiski iegūtās vērtības cēzija 7, 9 un 10  $D_{5/2}$  stāvokļu supersīkstruktūras konstantei A.

Citā Zēmana koherenču dinamikas vienādojumu pielietojumā tika pētīta rubīdija  $D_2$  līnijas ierosme, izmantojot dubultskanēšanas tehniku [16]. Šajā gadījumā modeli izmantoja divu līmeņu atoma aprakstam, ņemot vērā Doplera efekta ietekmi un veicot vidējošanu dažādām atomu ātrumu grupām. Šis modelis sniedz adekvātu tumšo un gaišo magneto-optisko rezonanšu eksperimentālo rezultātu aprakstu slēgtām pārejām rubīdija  $D_2$  spektrālajā līnijā. Analogas

slēgtās pārejas cēzija  $D_2$  līnijā, kas novērotas īpaši plānā šūnā ( $\bar{I}P\check{S}$ ), kuras biežums aptuveni sakrīt ar ierosinošā starojuma viļņa garumu, tika pētītas darbā [23]. Lai aprakstītu sagaidāmās gaišās rezonanses novēroto tumšo, modelī tika iekļauts neelastīgu atomu un šūnas sienīņu sadursmju procesa apraksts.

Minētie pētījumi iekļauj visus autoram zināmos dinamikas vienādojuma pielietojumus eksperimentu aprakstam brīdī, kad tika uzsākts darbs pie šī promocijas darba. Atomfizikā ir vēl daudz procesu, kuru pētīšanai būtu piemērots minētais modelis un kuros paveras plašas iespējas jauniem pētījumiem. Viens no tiem tika izvirzīts kā šī promocijas darba mērķis, darbā veicamos uzdevumus saskaņojot ar LU Lāzeru centrā notiekošajiem pētnieciskajiem projektiem.



## 2. Teorētiskā modeļa pielāgošana

### 2.1. Dinamikas vienādojumu iegūšana no optiskajiem Bloha vienādojumiem

Šajā nodaļā īsumā apskatīsim ceļu, kā no OBV tiek iegūti dinamikas vienādojumi Zēmana koherencēm [11]. Sākumā detalizēti izpētīsim optiskos Bloha vienādojumus, kas raksturo kvantu blīvuma matricas attīstību laikā [24]:

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [\hat{H}, \rho] + i\hbar \hat{R}\rho \quad (1)$$

Atoma, kas sastāv no pamata un ierosinātā stāvokļa (katrs no tiem satur vairākus supersīkstruktūras līmeņus) blīvuma matricu  $\rho$  veido četri galvenie bloki – divi bloki uz galvenās diagonāles apraksta koherences pamata ( $\rho_{g_i g_j}$ ) un ierosinātā ( $\rho_{e_i e_j}$ ) stāvokļa ietvaros, tās bieži tiek sauktas arī par *Zēmana koherencēm*, savukārt abi pārējie bloki raksturo, kā ierosinošais starojums saista pamata un ierosināto stāvokli, un tie tiek saukti par *optiskajām koherencēm* ( $\rho_{g_e}, \rho_{e_g}$ ). Šajā promocijas darbā analizējamo problēmu pilno atoma Hamiltoniānu veido trīs daļas:  $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_B + \hat{V}$ , kur  $\hat{H}_0$  ir neperturbēta atoma Hamiltoniāns,  $\hat{H}_B$  apraksta atoma mijiedarbību ar magnētisko lauku, bet  $\hat{V} = -\vec{d} \cdot \vec{E}(t)$  ir operators, kas raksturo oscilējošā elektriskā lauka mijiedarbību ar atomu dipola tuvinājumā. Relaksācija (operators  $\hat{R}$ ) notiek spontāno sabrukšanu ceļā (ātrums apzīmēts ar  $\Gamma$ ) un caurlidošanas un sadursmju rezultātā (ātrums apzīmēts ar  $\gamma$ ), kā tiks parādīts nodaļās 2.3. un 2.4., caurlidošanas un sadursmju relaksācijas ātrumi ir nozīmīgi parametri, modelējot konkrētu eksperimentu apstākļus. Katram blīvuma matricas blokam relaksācijas operatorus var uzrakstīt šādi:

$$\hat{R}\rho_{g_i g_j} = \sum_{e_k e_l} \Gamma_{g_i g_j}^{e_k e_l} \rho_{e_k e_l} - \gamma_g \rho_{g_i g_j} + \lambda \delta(g_i, g_j) \quad (2a)$$

$$\hat{R}\rho_{g_i e_j} = -\frac{\Gamma}{2} \rho_{g_i e_j} - \frac{\gamma_g + \gamma_e}{2} \rho_{g_i e_j} \quad (2b)$$

$$\hat{R}\rho_{e_i g_j} = -\frac{\Gamma}{2} \rho_{e_i g_j} - \frac{\gamma_g + \gamma_e}{2} \rho_{e_i g_j} \quad (2c)$$

$$\hat{R}\rho_{e_i e_j} = -\Gamma \rho_{e_i e_j} - \gamma_e \rho_{e_i e_j}. \quad (2d)$$

Atomārā sistēma tiek uzskatīta par slēgtu, līdz ar to visi spontāno pāreju ātrumi no noteikta ierosinātā stāvokļa  $|e\rangle$  uz visiem atļautajiem pamatstāvokļiem  $|g\rangle$  summā ir vienādi ar kopējo spontānās sabrukšanas ātrumu:  $\Gamma = \sum_g \Gamma_{gg}^{ee}$ .

Tiek pieņemts, ka pamatstāvokli (vien. 2a) papildina nepolarizēti atomi, kas termiskās kustības rezultātā ierodas no mijiedarbības apgabala ārpusē ar ātrumu  $\lambda$ .

Ierosinošais starojums tiek aprakstīts klasiskā veidā un tiek raksturots ar tā oscilējošo elektrisko lauku:

$$\vec{E}(t) = \varepsilon(t)\vec{e} + \varepsilon^*(t)\vec{e}^* \quad (3a)$$

$$\varepsilon(t) = |\varepsilon_{\vec{\omega}}| e^{-i\Phi(t) - i(\vec{\omega} - \vec{k}_{\vec{\omega}} \cdot \vec{v})}, \quad (3b)$$

kura vidējā frekvence ir  $\bar{\omega}$  un kura nepastāvīgā fāze  $\Phi$  noved pie starojuma frekvenču sadalījumu ar pilnu platumu pie puses maksimuma  $\Delta\omega$ . Atomi kustas ar noteiktu ātrumu  $\vec{v}$ , kas rada Doplera nobīdi lāzera frekvencei  $\bar{\omega} - \vec{k}_{\bar{\omega}}\vec{v}$ , kuru "redz" attiecīgā atomu ātruma grupa,  $\vec{k}_{\bar{\omega}}$  apzīmē ierosinošā starojuma viļņu vektoru.

Izrakstot optiskos Bloha vienādojumus izvērsti blīvuma matricas elementiem, tiek iegūtas šādas sakarības:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} &= \frac{i}{\hbar} [\hat{\vec{d}} \cdot \vec{E}(t), \rho_{ij}] + \frac{i}{\hbar} [(\hat{H}_0 + \hat{H}_B), \rho_{ij}] + \hat{R}\rho_{ij} = \\ &= \frac{i}{\hbar} \sum_k [\varepsilon(t)d_{ik}\rho_{kj} + \varepsilon^*(t)d_{ik}^*\rho_{kj} - \varepsilon(t)d_{kj}\rho_{ik} - \varepsilon^*(t)d_{kj}^*\rho_{ik}] - \\ &\quad - i\omega_{ij}\rho_{ij} + \hat{R}\rho_{ij}, \end{aligned} \quad (4)$$

kur  $\omega_{ij}$  apraksta enerģiju starpību starp magnētiskajiem apakšlīmeņiem  $|i\rangle$  un  $|j\rangle$ , ko rada gan neperturbēta atomārā struktūra, gan tās mijiedarbība ar ārējo magnētisko lauku,  $d_{ij}$  ir dipola pārejas matricas elements, kuru var aprēķināt, izmantojot leņķiskā momenta teoriju, detalizētai informācijai skatīt Vignera-Ekarta teorēmu [25]. Visbeidzot jāatceras, ka relaksācijas operators  $\hat{R}$  ir izsakāms kā norādīts (2). Ņemot to visu vērā, ir iespējams izrakstīt OBV atsevišķi katrai kvantu blīvuma matricas daļai:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{g_i g_j}}{\partial t} &= \frac{i}{\hbar} \sum_{e_k} [\varepsilon(t)d_{g_i e_k}\rho_{e_k g_j} + \varepsilon^*(t)d_{g_i e_k}^*\rho_{e_k g_j} - \varepsilon(t)d_{e_k g_j}\rho_{g_i e_k} - \\ &\quad - \varepsilon^*(t)d_{e_k g_j}^*\rho_{g_i e_k}] - i\omega\rho_{g_i g_j} + \sum_{e_k e_l} \Gamma_{g_i g_j}^{e_k e_l} \rho_{e_k e_l} - \gamma_g \rho_{g_i g_j} + \lambda\delta(g_i, g_j) \end{aligned} \quad (5a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{g_i e_j}}{\partial t} &= \frac{i}{\hbar} \sum_{e_k} [\varepsilon(t)d_{g_i e_k}\rho_{e_k e_j} + \varepsilon^*(t)d_{g_i e_k}^*\rho_{e_k e_j}] - \sum_{g_k} [\varepsilon(t)d_{g_k e_j}\rho_{g_i g_k} + \\ &\quad + \varepsilon^*(t)d_{g_k e_j}^*\rho_{g_i g_k}] - i\omega\rho_{g_i e_j} - \frac{\Gamma + \gamma_g + \gamma_e}{2} \rho_{g_i e_j} \end{aligned} \quad (5b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{e_i g_j}}{\partial t} &= \frac{i}{\hbar} \sum_{g_k} [\varepsilon(t)d_{e_i g_k}\rho_{g_k g_j} + \varepsilon^*(t)d_{e_i g_k}^*\rho_{g_k g_j}] - \sum_{e_k} [\varepsilon(t)d_{e_k g_j}\rho_{e_i e_k} + \\ &\quad + \varepsilon^*(t)d_{e_k g_j}^*\rho_{e_i e_k}] - i\omega\rho_{e_i g_j} - \frac{\Gamma + \gamma_g + \gamma_e}{2} \rho_{e_i g_j} \end{aligned} \quad (5c)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{e_i e_j}}{\partial t} &= \frac{i}{\hbar} \sum_{g_k} \left\{ \varepsilon(t)[d_{e_i g_k}\rho_{g_k e_j} - d_{g_k e_j}\rho_{e_i g_k}] + \varepsilon^*(t)[d_{e_i g_k}^*\rho_{g_k e_j} - \right. \\ &\quad \left. - d_{g_k e_j}^*\rho_{e_i g_k}] \right\} - i\omega\rho_{e_i e_j} - (\Gamma + \gamma_e)\rho_{e_i e_j} \end{aligned} \quad (5d)$$

Tālāk tiek pielietots vispārīgs rotējoša viļņa tuvinājums, respektīvi, tiek pieņemts, ka:

$$\rho_{g_i g_j} = \widetilde{\rho_{g_i g_j}} = \rho_{g_i g_j} \quad (6a)$$

$$\rho_{g_i e_j} = \widetilde{\rho_{g_i e_j}} e^{i(\bar{\omega} - \vec{k}_{\bar{\omega}}\vec{k})t + i\Phi(t)} = \widetilde{\rho_{g_i e_j}} \frac{\varepsilon^*(t)}{|\varepsilon_{\bar{\omega}}|} \quad (6b)$$

$$\rho_{e_i g_j} = \widetilde{\rho_{e_i g_j}} e^{-i(\bar{\omega} - \vec{k}_{\bar{\omega}}\vec{k})t - i\Phi(t)} = \widetilde{\rho_{e_i g_j}} \frac{\varepsilon(t)}{|\varepsilon_{\bar{\omega}}|} \quad (6c)$$

$$\rho_{e_i e_j} = \widetilde{\rho_{e_i e_j}} = \rho_{e_i e_j} \quad (6d)$$

Šīs substitūcijas dod iespēju neņemt vērā locekļus, kas oscilē ar divkārtu ierosinošā starojuma frekvenci. Šādā veidā tiek iegūti stohastiski diferenciālvienādojumi ar stohastisku fāzes mainīgo  $\partial\Phi(t)/\partial t$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{g_i g_j}}{\partial t} = & \frac{i}{\hbar} |\varepsilon_{\bar{\omega}}| \sum_{e_k} [d_{g_i e_k}^* \widetilde{\rho_{e_k g_j}} - d_{e_k g_j} \widetilde{\rho_{g_i e_k}}] - \\ & - i \omega \rho_{g_i g_j} + \sum_{e_k e_l} \Gamma_{g_i g_j}^{e_k e_l} \rho_{e_k e_l} - \gamma_g \rho_{g_i g_j} + \lambda \delta(g_i, g_j) \end{aligned} \quad (7a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \widetilde{\rho_{g_i e_j}}}{\partial t} = & \frac{i}{\hbar} |\varepsilon_{\bar{\omega}}| \left[ \sum_{e_k} d_{g_i e_k}^* \rho_{e_k e_j} - \sum_{g_k} d_{g_k e_j}^* \rho_{g_i g_k} \right] - i (\bar{\omega} - \vec{k}_{\bar{\omega}} \vec{v} + \omega_{g_i e_j}) - \\ & - \frac{\Gamma + \gamma_g + \gamma_e}{2} \widetilde{\rho_{g_i e_j}} - i \frac{\partial \Phi(t)}{\partial t} \widetilde{\rho_{g_i e_j}} \end{aligned} \quad (7b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \widetilde{\rho_{e_i g_j}}}{\partial t} = & \frac{i}{\hbar} |\varepsilon_{\bar{\omega}}| \left[ \sum_{g_k} d_{e_i g_k} \rho_{g_k g_j} - \sum_{e_k} d_{e_k g_j} \rho_{e_i e_k} \right] + i (\bar{\omega} - \vec{k}_{\bar{\omega}} \vec{v} - \omega_{e_i g_j}) - \\ & - \frac{\Gamma + \gamma_g + \gamma_e}{2} \widetilde{\rho_{e_i g_j}} + i \frac{\partial \Phi(t)}{\partial t} \widetilde{\rho_{e_i g_j}} \end{aligned} \quad (7c)$$

$$\frac{\partial \rho_{e_i e_j}}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} |\varepsilon_{\bar{\omega}}| \sum_{g_k} [d_{e_i g_k} \widetilde{\rho_{g_k e_j}} - d_{g_k e_j}^* \widetilde{\rho_{e_i g_k}}] - i \omega \rho_{e_i e_j} - (\Gamma + \gamma_e) \rho_{e_i e_j} \quad (7d)$$

Tā kā eksperimentos novērojami signāli (absorbīcija, fluorescences intensitāte u.c.) ir vidējoti laikā, kas iekļauj lielu skaitu ierosinošā starojuma svārstību periodus, optisko koherenču vienādojumi (7b) un (7c) tiek integrēti un tiek veikta formāla mainīgās fāzes statistiskā vidējošana:

$$\begin{aligned} \frac{\langle \partial \rho_{g_i g_j} \rangle}{\partial t} = & \frac{i}{\hbar} |\varepsilon_{\bar{\omega}}| \sum_{e_k} [d_{g_i e_k}^* \langle \widetilde{\rho_{e_k g_j}} \rangle - d_{e_k g_j} \langle \widetilde{\rho_{g_i e_k}} \rangle] - \\ & - i \omega \langle \rho_{g_i g_j} \rangle + \sum_{e_k e_l} \Gamma_{g_i g_j}^{e_k e_l} \langle \rho_{e_k e_l} \rangle - \gamma_g \langle \rho_{g_i g_j} \rangle + \lambda \delta(g_i, g_j) \end{aligned} \quad (8a)$$

$$\begin{aligned} \langle \rho_{g_i e_j} \rangle = & \frac{i}{\hbar} |\varepsilon_{\bar{\omega}}| \left[ \sum_{e_k} d_{g_i e_k}^* \int_{t_0}^t e^{[-i(\bar{\omega} - \vec{k}_{\bar{\omega}} \vec{v} + \omega_{g_i e_j}) - \frac{\Gamma + \gamma_g + \gamma_e}{2}](t-t')} \times \right. \\ & \times \left. \langle \rho(t')_{e_k e_j} e^{-i[\Phi(t) - \Phi(t')]} \rangle dt' - \sum_{g_k} d_{g_k e_j}^* \times \right. \\ & \times \left. \int_{t_0}^t e^{[-i(\bar{\omega} - \vec{k}_{\bar{\omega}} \vec{v} + \omega_{g_i e_j}) - \frac{\Gamma + \gamma_g + \gamma_e}{2}](t-t')} \langle \rho(t')_{g_i g_k} e^{-i[\Phi(t) - \Phi(t')]} \rangle dt' \right] \end{aligned} \quad (8b)$$

$$\begin{aligned} \langle \rho_{e_i g_j} \rangle = & \frac{i}{\hbar} |\varepsilon_{\bar{\omega}}| \left[ \sum_{g_k} d_{e_i g_k} \int_{t_0}^t e^{[i(\bar{\omega} - \vec{k}_{\bar{\omega}} \vec{v} - \omega_{e_i g_j}) - \frac{\Gamma + \gamma_g + \gamma_e}{2}](t-t')} \times \right. \\ & \times \left. \langle \rho(t')_{e_k e_j} e^{i[\Phi(t) - \Phi(t')]} \rangle dt' - \sum_{e_k} d_{e_k g_j} \times \right. \\ & \times \left. \int_{t_0}^t e^{[i(\bar{\omega} - \vec{k}_{\bar{\omega}} \vec{v} - \omega_{e_i g_j}) - \frac{\Gamma + \gamma_g + \gamma_e}{2}](t-t')} \langle \rho(t')_{g_i g_k} e^{i[\Phi(t) - \Phi(t')]} \rangle dt' \right] \end{aligned}$$

$$\times \int_{t_0}^t e^{[i(\bar{\omega} - \vec{k}_{\bar{\omega}} \vec{v} - \omega_{e_i g_j}) - \frac{\Gamma + \gamma_g + \gamma_e}{2}](t-t')} \langle \rho(t')_{g_i g_k} e^{i[\Phi(t) - \Phi(t')]} \rangle dt' \quad (8c)$$

$$\frac{\partial \langle \rho_{e_i e_j} \rangle}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} |\varepsilon_{\bar{\omega}}| \sum_{g_k} \left[ d_{e_i g_k} \langle \widetilde{\rho_{g_k e_j}} \rangle - d_{g_k e_j}^* \langle \widetilde{\rho_{e_i g_k}} \rangle \right] - i\omega \langle \rho_{e_i e_j} \rangle - (\Gamma + \gamma_e) \langle \rho_{e_i e_j} \rangle \quad (8d)$$

Tālāk ir iespējams pielietot dekorelācijas tuvinājumu [26], kurš spēkā Vīnera-Levi tipa fluktuācijām:

$$\langle \rho(t')_{ij} e^{\pm i[\Phi(t) - \Phi(t')]} \rangle = \langle \rho(t')_{ij} \rangle \langle e^{\pm i[\Phi(t) - \Phi(t')]} \rangle \quad (9)$$

Pielietojot vai nu fāžu lēcienus, vai fāzes difūzijas modeļus, tiek iegūts viens un tas pats rezultāts, novērtējot vienādojuma (9) pēdējo reizinātāju:

$$\langle e^{\pm i[\Phi(t) - \Phi(t')]} \rangle = e^{-\frac{\Delta\omega}{2}(t-t')} \quad (10)$$

Lai iegūtu optisko koherenču vienādojumus un būtu iespējams tos izslēgt no dinamikas vienādojumiem, ir jānovērtē integrālis:

$$\int_{t_0}^t e^{[\pm i(\bar{\omega} - \vec{k}_{\bar{\omega}} \vec{v} \mp \omega_{ij}) - \frac{\Gamma + \gamma_g + \gamma_e + \Delta\omega}{2}](t-t')} \langle \rho(t')_{ij} \rangle dt'. \quad (11)$$

Ja  $(\Gamma + \gamma_g + \gamma_e + \Delta\omega)(t - t') \gg 1$ , tad loceklis  $e^{-\frac{\Gamma + \gamma_g + \gamma_e + \Delta\omega}{2}(t-t')}$  liek integrālim (11) tiekties uz nulli. Līdz ar to integrālis (11) ir galīgs un no nulles atšķirīgs, ja

$$t - t' \gtrsim \frac{1}{\Gamma + \gamma_g + \gamma_e + \Delta\omega}. \quad (12)$$

Šis nosacījums izpildās, ja tiek izmantota plata ierosinošā lāzera līnija (liela  $\Delta\omega$  vērtība) vai arī ir spēkā stacionāras ierosmes nosacījumi (liels laika intervāls  $t - t'$ ). Ja izvēlēta nosacījuma raksturīgajos procesa laikos kāda lieluma  $f(t')$  izmaiņas nav vērtā ņemamas, šo lielumu ir iespējams izņest pirms integrāļa, kā tas tiek darīts ar blīvuma matricas elementiem  $\rho(t')_{ij}$ . Tādējādi tiek iegūti vienādojumi optiskajām koherencēm:

$$\widetilde{\rho_{g_i e_j}} = \frac{i}{\hbar} \frac{|\varepsilon_{\bar{\omega}}|}{\frac{\Gamma + \gamma_g + \gamma_e + \Delta\omega}{2} + i(\bar{\omega} - \vec{k}_{\bar{\omega}} \vec{v} + \omega_{g_i e_j})} \left( \sum_{e_k} d_{g_i e_k}^* \rho_{e_k e_j} - \sum_{g_k} d_{g_k e_j}^* \rho_{g_i g_k} \right) \quad (13a)$$

$$\widetilde{\rho_{e_i g_j}} = \frac{i}{\hbar} \frac{|\varepsilon_{\bar{\omega}}|}{\frac{\Gamma + \gamma_g + \gamma_e + \Delta\omega}{2} - i(\bar{\omega} - \vec{k}_{\bar{\omega}} \vec{v} - \omega_{e_i g_j})} \left( \sum_{g_k} d_{e_i g_k} \rho_{g_k g_j} - \sum_{e_k} d_{e_k g_j} \rho_{e_i e_k} \right), \quad (13b)$$

šeit un turpmāk vidējošanas iekavas tiek atnestas vienkāršākam pierakstam. Vienādojumus (13) ievietojot vienādojumos (8a) un (8d), tiek iegūti dinamikas vienādojumi Zēmana koherencēm:

$$\frac{\partial \rho_{g_i g_j}}{\partial t} = \left( \Xi_{g_i e_m} + \Xi_{e_k g_j}^* \right) \sum_{e_k, e_m} d_{g_i e_k}^* d_{e_m g_j} \rho_{e_k e_m} - \sum_{e_k, g_m} \left( \Xi_{e_k g_j}^* d_{g_i e_k}^* d_{e_k g_m} \rho_{g_m g_j} + \right.$$

$$+\Xi_{g_i e_k} d_{g_m e_k}^* d_{e_k g_j} \rho_{g_i g_m}) - i\omega \rho_{g_i g_j} + \sum_{e_k e_l} \Gamma_{g_i g_j}^{e_k e_l} \rho_{e_k e_l} - \gamma_g \rho_{g_i g_j} + \lambda \delta(g_i, g_j) \quad (14a)$$

$$\frac{\partial \rho_{e_i e_j}}{\partial t} = (\Xi_{e_i g_m}^* + \Xi_{g_k e_j}) \sum_{g_k, g_m} d_{e_i g_k} d_{g_m e_j}^* \rho_{g_k g_m} - \sum_{g_k, e_m} (\Xi_{g_k e_j} d_{e_i g_k} d_{g_k e_m}^* \rho_{e_m e_j} + \Xi_{e_i g_k}^* d_{e_m g_k} d_{g_k e_j}^* \rho_{e_i e_m}) - i\omega \rho_{e_i e_j} - (\Gamma + \gamma_e) \rho_{e_i e_j}, \quad (14b)$$

kur  $\Xi_{ij}$  ir saīsināts apzīmējums izteiksmei:

$$\Xi_{ij} = \frac{|\varepsilon_{\bar{\omega}}|^2}{\hbar^2} \frac{1}{\frac{\Gamma + \gamma_g + \gamma_e + \Delta\omega}{2} + i(\bar{\omega} - \vec{k}_{\bar{\omega}} \vec{v} + \omega_{g_i e_j})} \quad (15)$$

un apraksta lāzera inducēto atomāro pāreju ātrumus. Vērtība  $\frac{|\varepsilon_{\bar{\omega}}|}{\hbar}$  ir proporcionāla Rabi frekvencei, kas apraksta oscilējošā elektriskā lauka inducētās saites stiprumu starp izvēlētajiem atomārajiem stāvokļiem:

$$\Omega_R^2 = \frac{|\varepsilon_{\bar{\omega}}|^2}{\hbar^2} \|d\|^2, \quad (16)$$

kur  $\|d\|$  ir reducētais dipola pārejas matricas elements un ir vienāds visiem elementiem  $d_{ij}$  vienādojumos (14). Rabi frekvences kvadrāts ir proporcionāls ierosinošā starojuma jaudas blīvumam ar proporcionalitātes koeficientu  $k_{Rabi}$ :

$$I = k_{Rabi} \Omega_R^2, \quad (17)$$

un tā tiek izmantots kā modeļa parametrs, kas atbilst ierosinošā starojuma jaudas blīvumam.

Vienādojumiem (14) var viegli sniegt kvalitatīvu izskaidrojumu, jo katrs loceklis apraksta kādu pamatprocesu, kas notiek atomiem mijiedarbojoties ar lāzera starojumu. Tā vienādojumā (14a) pirmais loceklis apraksta ātrumu, ar kādu veidojas pamatstāvokļa Zēmāna koherences un apdzīvotība inducētās emisijas procesā no ierosinātā stāvokļa. Otrais loceklis atbilst ātrumam, ar kādu notiek starojuma absorbcijas process no pamata uz ierosināto stāvokli, samazinot pamatstāvokļa apdzīvotību un veidojot tajā koherences. Trešais loceklis apraksta koherenču izjaukšanu enerģijas starpības starp līmeņiem  $|g_i\rangle$  un  $|g_j\rangle$  dēļ. Ceturtais loceklis raksturo koherenču un apdzīvotības pārnesi no ierosinātā stāvokļa spontāno pāreju ceļā. Piektais loceklis apraksta pamatstāvokļa relaksāciju, un sestais – ātrumu ar kādu "jauni" atomi ierodas mijiedarbības apgabalā no ārpusē. Ja tiek pieņemts, ka atomu līdzsvara blīvums ārpus mijiedarbības apgabala ir normēts uz 1, tad  $\lambda = \gamma_g$ .

Vienādojumā (14b) pirmais loceklis apraksta koherenču veidošanos ierosinātajā stāvoklī starojuma absorbcijas procesā no pamatstāvokļa. Otrais loceklis atbilst ātrumam ar kādu koherences ierosinātajā stāvoklī tiek izjauktas stimulētās emisijas procesā. Trešais loceklis apraksta koherenču izjaukšanu enerģijas starpības starp līmeņiem  $|e_i\rangle$  un  $|e_j\rangle$  dēļ, un ceturtais – ierosinātā stāvokļa relaksāciju koherentu un nekoherentu procesu rezultātā.

Saskaņā ar nosacījumu (12), šaurai ierosinošā starojuma spektrālajai līnijai, vienādojumi (14) ir spēkā tikai stacionāriem ierosmes apstākļiem:

$$\frac{\partial \rho_{g_i g_j}}{\partial t} = \frac{\partial \rho_{e_i e_j}}{\partial t} = 0, \quad (18)$$

tādējādi vienādojumi (14) tiek pārveidoti lineāru vienādojumu sistēmā, kuru ir iespējams skaitliski atrisināt noteiktiem ierosmes apstākļiem, iegūstot kvantu blīvuma matricu elementus Zēmana koherencēm. Zinot šo blīvuma matricu, vienkāršā veidā ir iespējams aprēķināt novērojamo fluorescences signālu:

$$I_{fl}(\vec{e}) = \tilde{I}_0 \sum_{g_i, e_j, e_k} d_{g_i e_j}^{(ob)*} d_{e_k g_i}^{(ob)} \rho_{e_j e_k}, \quad (19)$$

kur  $\tilde{I}_0$  ir proporcionalitātes konstante. Izmantojot vienādojumu (19), iespējams definēt novērošanas virzienu un polarizāciju, izrakstot atbilstošus dipola pārejas matricas elementus  $d_{g_i e_j}^{(ob)}$ . Zēmana koherenču blīvuma matricas var izmantot arī, lai analizētu atomāros stāvokļus, kādus ir izveidojis lāzera starojums, kā tas tiek darīts 4. nodaļā.

## 2.2. Magnētiskā lauka iedarbība

Izmantojot blīvuma matricu dinamikas vienādojumus sārnu metālu tvaika mijiedarbības ar lāzera starojumu aprakstam, kvantu stāvokļus reprezentē supersikstruktūras līmeņu  $F_i$  magnētiskie apakšlīmeņi  $|j\rangle = |(JI)F_i M_i\rangle$ . Supersikstruktūru savukārt veido atomāro stāvokļu sašķelšanās, mijiedarbojoties kopējam elektronu leņķiskajam momentam  $\vec{J}$  ar kodola spinu  $\vec{I}$ , kas kopā veido kopējo atoma leņķisko momentu  $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$ . Ja uz atomu iedarbojas ārējs magnētiskais lauks, tas iegūst papildus enerģiju, katram no leņķiskajiem momentiem mijiedarbojoties ar lauku:

$$E_B = g_J \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{J} \cdot \vec{B} + g_I \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{I} \cdot \vec{B} \quad (20)$$

Šī mijiedarbība rada dažādas enerģijas nobīdes dažādiem magnētiskajiem apakšlīmeņiem. Ja enerģijas nobīdes kļūst salīdzināmas ar supersikstruktūras sašķelšanos, tad saite starp  $\vec{J}$  un  $\vec{I}$  vājinās un  $F$  vairs nevar uzskatīt par *labu kvantu skaitli*. Šis process līdzinās labi zināmajam Pašēna-Baka efektam. Tādos apstākļos atoma enerģijas līmeņus var aprakstīt kā neperturbētu supersikstruktūras līmeņu, kuriem ir vienāda projekcija uz kvantēšanās ass (magnētiskais kvantu skaitlis), superpozīciju. Kvantitatīvam aprakstam ir nepieciešams izrakstīt Hamiltoniāna matricas elementus:

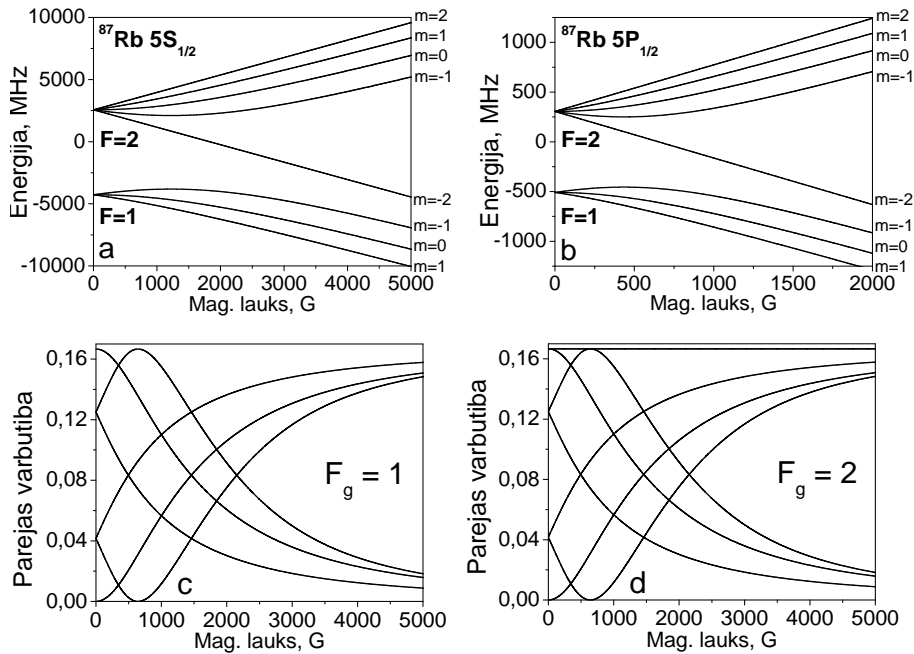
$$H_B = \langle (JI)F_i M_i | E_B | (JI)F_k M_k \rangle = g_J \frac{\mu_B}{\hbar} B \langle (JI)F_i M_i | \vec{J} | (JI)F_k M_k \rangle + g_I \frac{\mu_B}{\hbar} B \langle (JI)F_i M_i | \vec{I} | (JI)F_k M_k \rangle \quad (21)$$

Šos elementus var izteikt izvērstā formā, izmantojot Vīgnera-Ekarta teorēmu:

$$\begin{aligned} \langle (JI)F_i M | \vec{J} | (JI)F_k M \rangle &= (-1)^{J+I+F_i+F_k-M+1} \times \\ &\times \sqrt{(2F_i+1)(2F_k+1)J(J+1)(2J+1)} \times \\ &\times \begin{pmatrix} F_i & 1 & F_k \\ -M & 0 & M \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} J & F_i & I \\ F_k & J & 1 \end{Bmatrix} \quad (22a) \\ \langle (JI)F_i M | \vec{I} | (JI)F_k M \rangle &= (-1)^{J+I+F_i+F_k-M+1} \times \\ &\times \sqrt{(2F_i+1)(2F_k+1)I(I+1)(2I+1)} \times \end{aligned}$$

$$\times \begin{pmatrix} F_i & 1 & F_k \\ -M & 0 & M \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} I & F_i & L \\ F_k & I & 1 \end{Bmatrix}, \quad (22b)$$

kur  $(\begin{smallmatrix} \bullet & \bullet & \bullet \\ \bullet & \bullet & \bullet \end{smallmatrix})$  apzīmē Vignera  $3j$ -simbolu, bet  $\{\begin{smallmatrix} \bullet & \bullet & \bullet \\ \bullet & \bullet & \bullet \end{smallmatrix}\}$  – Vignera  $6j$ -simbolu. Diagonalizējot enerģijas matricu, kas iegūta, kombinējot neperturbētu atoma Hamiltoniānu  $\hat{H}_0$  ar magnētiskā lauka Hamiltoniānu  $\hat{H}_B$ , tiek iegūtas īpašvērtības, kas atbilst magnētisko apakšlīmeņu stāvokļu enerģijām, un īpašvektori, kuru komponentes ir supersikstruktūras līmeņu sajaukšanās koeficienti. Detalizētākam aprakstam par magnētiskā lauka ietekmi uz atoma enerģētisko struktūru skatīt, piemēram [25]. Supersikstruktūras līmeņu sajaukšanās var būtiski ietekmēt pāreju varbūtības starp atsevišķiem magnētiskajiem apakšlīmeņiem. Īpaš-



**Attēls 2.** (a-b) Pamata ( $5S_{1/2}$  – a) un ierosinātā ( $5P_{1/2}$  – b) stāvokļa supersikstruktūras līmeņu sašķelšanās ārējā magnētiskā lauka ietekmē  $^{87}\text{Rb}$   $D_1$  spektrālajā līnijā. (c-d) Pāreju varbūtības starp magnētiskajiem apakšlīmeņiem  $^{87}\text{Rb}$   $D_1$  spektrālajā līnijā, supersikstruktūras pārejās  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1, 2$  (c) un  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2$  (d) atkarībā no ārējā magnētiskā lauka; ierosinošais starojums ir lineāri polarizēts, polarizācijas virziens ir perpendikulārs ārējam magnētiskajam laukam.

vērtību un īpašvektoru problēmas atrisinājuma piemēri ir redzami 2. attēlā, kur daļas (a) un (b) attēlo magnētiskā lauka radītās enerģijas izmaiņas  $^{87}\text{Rb}$   $D_1$  līnijas stāvokļos  $5S_{1/2}$  un  $5P_{1/2}$ , savukārt daļās (c) un (d) parādīts, kā magnētiskais lauks ietekmē pāreju varbūtības starp atsevišķiem magnētiskajiem apakšlīmeņiem. Abi šie efekti (enerģijas izmaiņas un līmeņu sajaukšanās) tiek ņemti vērā sastādot un atrisinot Zēmana koherenču dinamikas vienādojumus dažādām magnētiskā lauka intensitātes vērtībām.

### 2.3. Šūnas ar izmēru daži centimetri

”Šūna ar izmēru daži centimetri” (turpmāk tekstā saukta arī par ”parastu šūnu”) ir cilindriska,  $\sim 1$  cm diametrā un dažus centimetrus gara stikla caurulīte, kurā atrodas atomāri tvaiki. Eksperimentos, kas aplūkoti šajā promocijas darbā, šūnu apstaro ar lineāri polarizētu ierosinošo lāzera starojumu, un tiek novērota kopējā fluorescences vienā virzienā, ko rada atomārie tvaiki. Fluorescences signāls tiek reģistrēts kā funkcija no ārējā magnētiskā lauka, kura virziens ir perpendikulārs ierosinošā starojuma polarizācijas virzienam. Signāli tiek reģistrēti dažādos eksperimentālajos apstākļos, mainot ierosmes jaudas blīvumu un stara diametru kam atbilst caurlidošanas relaksācijas ātrums, kā arī ierosinošā starojuma frekvences izskaņošanās vērtību attiecībā pret precīzu atomārās pārejas frekvenci. Sīkāks eksperimenta apraksts ir atrodams 3.1. nodaļā.

Pielietojot dinamikas vienādojumus atomāram tvaikam parastā šūnā, pirmkārt, ir jāņem vērā nozīmīgais Doplera paplašinājums, kas ietekmē visas spektrālās pārejas, jo dažādas atomu ātruma grupas ”redz” atšķirīgu ierosinošā starojuma frekvenci. Tādējādi, lai pilnībā aprakstītu fluorescences signālu, ir jāveic integrēšana pa Doplera efekta nobīdīto frekvenču sadalījuma profilu:

$$I_{Dopp} = \int_{\bar{\omega}-n\sigma_{\omega}}^{\bar{\omega}+n\sigma_{\omega}} I(\omega) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\omega}} e^{-\frac{(\omega-\bar{\omega})^2}{2\sigma_{\omega}^2}} d\omega, \quad (23)$$

kur  $\omega$  ir reālā frekvence, ar kādu ierosinošais starojums iedarbojas uz atomu,  $\sigma_{\omega}$  ir normāli sadalīto frekvenču vērtību standartnovirze, bet  $n$  šī pētījuma ietvaros tiek izvēlēts vienāds ar 2, nodrošinot, ka tiek ņemti vērā 95% no iespējamajām ierosmes frekvencēm Doplera profilā,  $I(\omega)$  tiek aprēķināts tā, kā parādīts izteiksmē (19). Parastajā šūnā frekvenču sadalījuma standartnovirzi viennozīmīgi nosaka atomu termiskā kustība, kura savukārt ir atkarīga no atomārā tvaika temperatūras.

Atomu termiskā kustība nosaka arī atomu caurlidošanas relaksācijas ātrumus ( $\gamma_g$  un  $\gamma_e$ ), kura notiek atomiem izlidojot no mijiedarbības apgabala. Ātrumi  $\gamma_g$  un  $\gamma_e$  ir vienādi un ir atkarīgi no lāzera stara diametra ( $D$ ) un atomu termiskās kustības ātruma. Pirmajā tuvinājumā var pieņemt, ka

$$\gamma_g = \gamma_e = \frac{v_{th}}{D}. \quad (24)$$

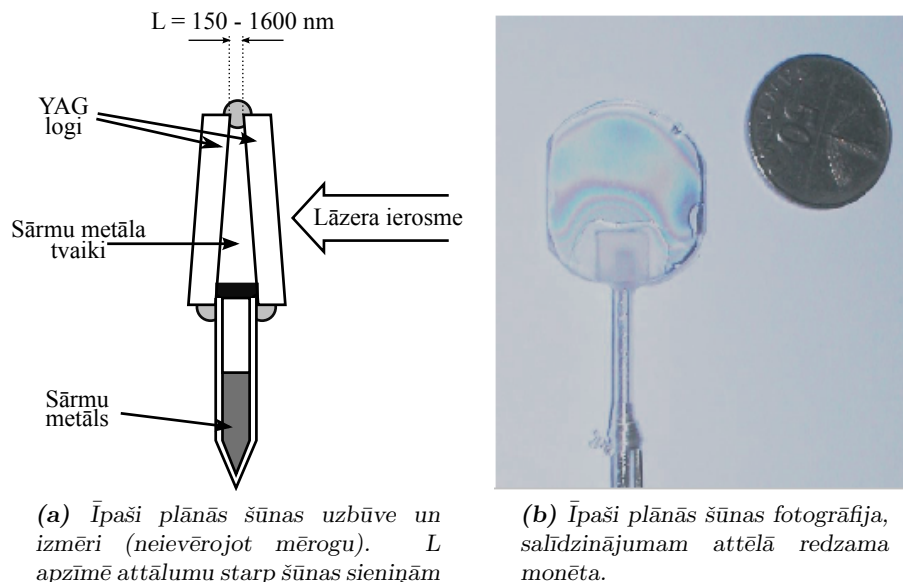
Šajā pētījumā analizētajos eksperimentos tipiskie atomu blīvumi ir tādi, ka var pieņemt atomu savstarpējo sadursmju frekvenci par niecīgu salīdzinājumā ar caurlidošanas frekvenci, sadursmju efektus neņemot vērā ne pamata, ne ierosinātajā stāvoklī.

### 2.4. Īpaši plānas šūnas

Īpaši plāno šūnu (ĪPŠ) [27] (att. 3.) veido divi YAG kristāla logi un sānu kājiņa, kurā atrodas sārnu metāls. Attālums starp YAG logiem mainās robežās no 150 līdz 1600 nanometriem, ievērojami ierobežojot atomu kustību logiem perpendikulārā virzienā. Arī ierosinošais lāzera stars tiek raidīts logiem perpendikulārā virzienā, līdz ar to tiek ievērojami samazināta Doplera efekta ietekme ierosmē. Fluorescenci novēro logiem paralelā virzienā, un līme, ar kuru



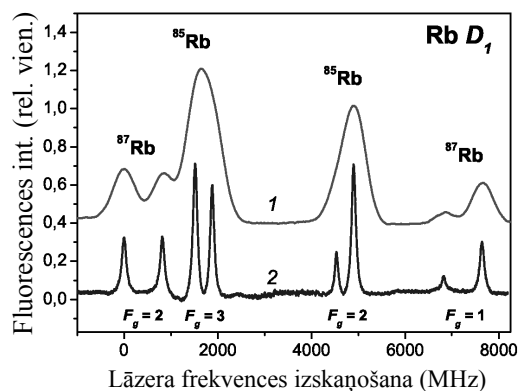
ir salīmēti YAG logi, kā arī atstarošanās pret logiem rada nozīmīgu izkliedi fluorescences starojumā, veidojot būtisku eksperimentālā signāla fonu. ĪPŠ, kas izmantota šajos pētījumos, tika izgatavota Armēnijas Nacionālās zinātņu akadēmijas Fizikālo pētījumu institūtā.



Attēls 3. Īpaši plānā šūna (ĪPŠ).

Kā minēts, īpaši plānajā šūnā ir ievērojami samazināts atomu kustības ātrums paralēli ierosinošā lāzera stara izplatīšanās virzienam, ievērojami sašaurinot Doplera profilu, kā redzams 4. attēlā. Aproximējot ĪPŠ reģistrēto fluorescences ierosmes signālu (att. 4.) ar Foigta profilu [28], kurš apraksta Lorenca un Gausa profila superpozīciju, ir iespējams noteikt līnijas homogēno (atbilst profila Lorenca daļai) un nehomogēno (atbilst profila Gausa daļai) paplašinājumu. Pēdējais norāda, kāds ir atlikušais Doplera paplašinājums īpaši plānā šūnā. Šādā veidā ir iespējams noteikt atlikušā frekvenču sadalījuma standartnovirzi un veikt vidējošanu pa to, kā norādīts izteiksmē (23), aizstājot "normālā" Doplera efekta frekvenču standartnovirzi ar atbilstošu sašaurinātā profila vērtību. Turklāt, ja ir zināms ĪPŠ Doplera profila platums, ir iespējams noteikt fluorescences signālu veidojošo atomu vidējo kustības ātrumu šūnas logiem perpendikulārā virzienā. Šis ātrums savukārt ļauj novērtēt pamatstāvokļa caurlidošanas relaksācijas ātrumu  $\gamma_g$ , kuru šajos apstākļos nosaka atoma un šūnas sienīņu savstarpējo sadursmju biežums. Šo vērtību var iegūt, izmantojot izteiksmi (24), kurā stara diametru aizstāj šūnas biežums, bet termiskās kustības ātrumu – efektīvais kustības ātrums šūnas logiem perpendikulārā virzienā. Tipiskas  $\gamma_g$  vērtības plānajā šūnā ir aptuveni par divām lieluma kārtām lielāka kā parastajā šūnā.

Minētā aproksimēšana ar Foigta profilu ĪPŠ reģistrētajam fluorescences ierosmes signālam tiek izmantota arī, lai noteiktu nekoherentās relaksācijas ātrumu ierosinātajam stāvoklim  $\gamma_e$ , kurš kopā ar līnijas dabisko platumu  $\Gamma$  veido Foigta profila Lorenca daļu. Eksperimentālie dati liecina, ka ĪPŠ apstākļos  $\gamma_e$  vērtība varētu būt lielāka kā  $\gamma_g$ , lai arī fizikālie procesi, kas par to ir at-



**Attēls 4.** Rubīdija  $D_1$  līnijas profils parastā (izmērs - daži cm; augšējā līkne) un īpaši plānā (Šūnas biezums  $L = \lambda/2$ ; apakšējā līkne) šūnā.

bildīgi, detalizēti nav izskaidroti. Galvenais iemesls varētu būt tas, ka  $nP_{1/2}$  stāvokļiem ir iespējamas spina apmaiņas sadursmes un tie spēcīgāk mijiedarbojas ar šūnas sienām, tādējādi to nekoherentās relaksācijas ātrums ir lielāks kā  $nS_{1/2}$  stāvokļiem. Tipiskas  $\gamma_e$  vērtības plānajās šūnās ir līdz pat trim lieluma kārtām augstākas kā parastajās šūnās.

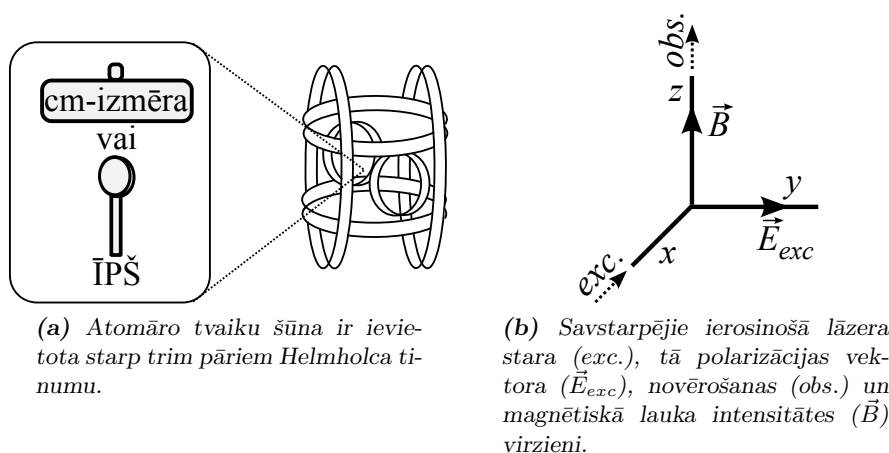
### 3. Teorētiskā modeļa pārbaudes

Teorētiskais modelis tika pārbaudīts trīs eksperimentos:

- Magneto-optisko rezonansu pētījumi cēzija atomu  $D_1$  ierosmē ar izšķirtām supersīkstruktūras pārejām parastās šūnās (3.3. nodaļa) [P1];
- Magneto-optisko rezonansu pētījumi rubīdija atomu  $D_1$  ierosmē ar daļēji izšķirtām un neizšķirtām supersīkstruktūras pārejām parastās šūnās (3.3. nodaļa) [P2];
- Magneto-optisko rezonansu pētījumi rubīdija atomu  $D_1$  ierosmē ar izšķirtām supersīkstruktūras pārejām īpaši plānās šūnās (3.4. nodaļa) [P3, P4].

#### 3.1. Eksperimenta norise

Principālā norise bija vienāda visos trijos eksperimentos. Sārnu metāla atomāro tvaiku šūna tika ievietota starp trim pāriem Helmholca tinumu, no kuriem divi kompensēja laboratorijā esošo magnētisko lauku, savukārt trešais pāris tika izmantots, lai radītu kontrolētu ārējo magnētisko lauku (att. 5a). Strāvu trešajā Helmholca tinumu pāri radīja bipolārs strāvas avots, kuru savukārt kontrolēja analogs signāls no datora. Parasti eksperimentos magnētiskais lauks tika mainīts pie konstanta ierosinošā viļņa garuma, tomēr dažkārt tika izmantota arī dubultās skenēšanas tehnika [29], kurā strauji mainot magnētisko lauku, lēnām tiek skenēta lāzera frekvence.



**Attēls 5.** Eksperimenta norises shēma

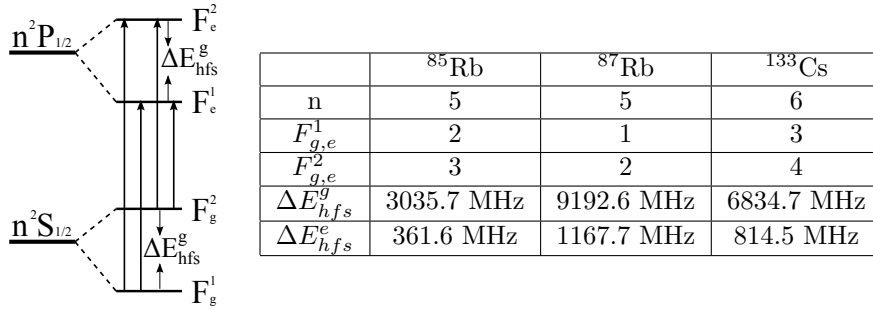
Ierosmes un novērošanas ģeometrija ir parādīta attēlā 5b, ierosinošā lāzera stara, tā polarizācijas vektora un ārējā magnētiskā lauka intensitātes virzieni bija savstarpēji perpendikulāri, bet novērošana tika veikta gar to pašu asi, kur bija pielikts ārējais magnētiskais lauks. Ierosmes starojums visos eksperimentos bija lineāri polarizēts. Ierosme tika veikta ar ārējā rezonatora diožu lāzeru, kura viļņa garumu bija iespējams mainīt, lai varētu ierosmi noskaņot uz jebkuru izvēlētas spektrālās līnijas supersīkstruktūras pāreju. Kā etalons eksperimentiem parastajās šūnās supersīkstruktūras pāreju noteikšanai tika izmantots

piesātinātās absorbcijas spektrs [30]. Lāzera stara profils tika veidots, izmantojot lēcu sistēmu, lai tas aptuveni atbilstu Gausa profilam, lai iegūtu precīzu informāciju par stara profilu, tika izmantota stara profila mērīšanas ierīce. Lai mainītu ierosmes jaudas blīvumu, tika izmantoti neitrālie filtri.

Fluorescences radītais starojums tika fokusēts uz foto diodi, izmantojot divas lēcas, un iegūtais signāls tika apstrādāts ar datoru. Tika reģistrēts tikai kopējais fluorescences signāls virzienā, kas paralēls magnētiskajam laukam, neizdalot atsevišķas polarizācijas komponentes. Lai novērtētu izkliedes procesa radīto fonu no ierosmes starojuma, tika reģistrēti signāli apstākļos, kad ierosinošais starojums bija stipri izskaņots attiecībā pret absorbcijas līniju. Fluorescences signāla izkliedei netika veikti mērījumi, tomēr tika pieņemts, ka tas rada konstantu papildus fonu signālam, kas tika ņemts vērā salīdzinot eksperimentālos un teorētiskā modeļa rezultātus. Papildus detaļas par atsevišķu eksperimentu norisi ir pieejamas publikācijās [P1, P2, P3] un [P4].

### 3.2. Lāzera inducētā fluorescences sārņu metālu $D_1$ līnijās

Vispārīga sārņu metālu  $D_1$  spektrālās pārejas shēma, atbilstošie kvantu skaitļi un supersīkstruktūras sašķelšanās vērtības ir redzamas 6. attēlā. Gan pamata, gan ierosinātais stāvoklis ir sašķelti divās SSS komponentēs, tas nozīmē, ka kopā ir iespējamās četras dažādas supersīkstruktūras pārejas. Cēzija atomu gadījumā visas SSS pārejas ir izšķirtas. Attālumi starp šīm pārejām ir lielāki kā Doplera paplašinājums istabas temperatūrā.  $^{87}\text{Rb}$  izotopa SSS pārejas ir daļēji izšķirtas istabas temperatūrā, bet  $^{85}\text{Rb}$  izotopam Doplera paplašinājums padara SSS pārejas neizšķiramas. Tāpēc eksperimentos modelis vispirms tika pārbaudīts ar cēzija atomiem, kur tā pielietošana bija visvienkāršāka, bet vēlāk pārbaudes notika, izmantojot rubīdija atomus.



**Attēls 6.** Vispārīga sārņu metālu  $D_1$  spektrālās pārejas shēma, vertikālās bultas kreisajā pusē norāda atļautās pārejas. Labajā pusē norādītas kvantu skaitļu un supersīkstruktūras sašķelšanās vērtības saskaņā ar [31, 32, 33].

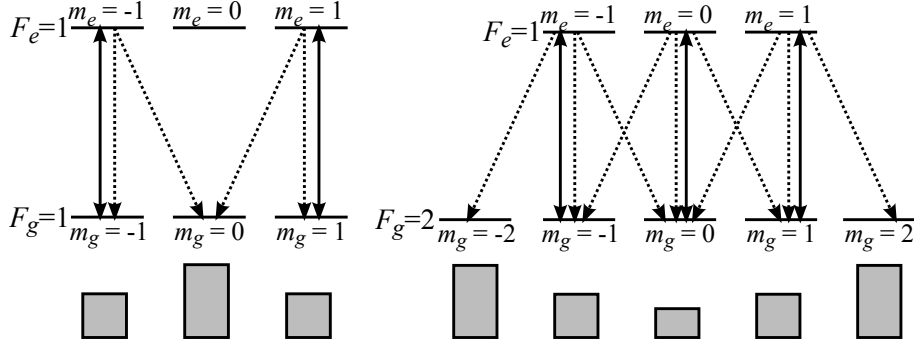
#### 3.2.1. Sagaidāmie rezultāti

Ir iespējams samērā vienkārši kvalitatīvi izskaidrot, kādi rezultāti varētu tikt iegūti katrai no supersīkstruktūras pārejām, reģistrējot fluorescenci kā funkciju no magnētiskā lauka intensitātes. Lai to izdarītu ir nepieciešams izprast tumšo un gaišo stāvokļu veidošanos supersīkstruktūras pārejas ietvaros.

Lai labāk kvalitatīvi izskaidrotu sagaidāmās rezonanses, izvēlēsimies kvantēšanās asi paralēli ierosinošā lāzera stara polarizācijas vektoram. Šādā konfigurācijā ierosinošā starojuma oscilējošo elektrisko lauku apraksta šādas normētas cikliskās komponentes [25]:

$$\varepsilon^{-1} = 0; \quad \varepsilon^0 = 1; \quad \varepsilon^{+1} = 0. \quad (25)$$

Šādas komponentes atļauj notikt tikai tādām lāzera inducētajām pārejām, kurās



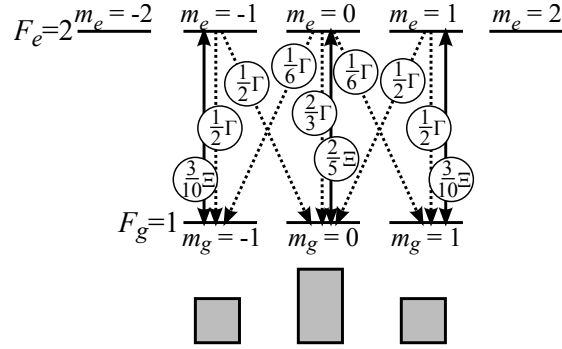
(a)  $F_g \rightarrow F_e = F_g$  pāreja: varbūtība pārejai starp magnētiskajiem apakšlīmeņiem ar kvantu skaitļiem  $m_g = 0$  un  $m_e = 0$  ir vienāda ar nulli; notiekot absorbcijai no apakšlīmeņiem  $m_g = \pm 1$  un spontānajām pārejām uz  $m_g = 0$ , atomi tiek optiski pumpēti uz šo neabsorbējošo apakšlīmeni.

(b)  $F_g \rightarrow F_e = F_g - 1$  pāreja: tā kā  $\varepsilon^{-1}$  un  $\varepsilon^{+1}$  cikliskās komponentes ir vienādas ar nulli, izvēlētajiem ierosmes un kvantēšanās apstākļiem, tad nenotiek gaismas absorbcija no magnētiskajiem apakšlīmeņiem  $m_g = \pm F_g$ ; notiekot spontānajām pārejām uz  $m_g = \pm$ , atomi tiek optiski pumpēti uz šiem neabsorbējošajiem magnētiskajiem apakšlīmeņiem

**Attēls 7.** Tumšo (neabsorbējošo) stāvokļu veidošanās. Nepārtrauktās bultas apzīmē lāzera inducētās pārejas, punktētās bultas – spontānās pārejas, pelēkie taisnstūri apzīmē salīdzinošo pamatstāvokļa magnētisko apakšlīmeņu apdzīvotību. Ārējais magnētiskais lauks nav pielikts.

magnētiskais kvantu skaitlis paliek nemainīgs  $\Delta m = 0$ . Vispirms aplūkosim SSS pāreju, kurā atoma kopējais leņķiskais moments paliek nemainīgs  $F_g \rightarrow F_e = F_g$ , kā piemērs tiek izmantota pārejā, kurā  $F_g = F_e = 1$  (att. 7a), taču secinājums var vispārināt patvaļīgām  $F_g$  un  $F_e$  vērtībām. Šādās sistēmās pāreju  $|F_g, m_g = 0\rangle \leftrightarrow |F_e, m_e = 0\rangle$  varbūtība ir vienāda ar nulli, un, notiekot spontānajām pārejām no ierosinātā stāvokļa magnētiskajiem apakšlīmeņiem  $m = \pm 1$ , palielinās magnētiskā apakšlīmeņa  $m_g = 0$  apdzīvotība, atomā notiek *optiskā pumpēšana* [25]. Tās rezultātā atomi nonāk stāvoklī, kurā tie nevar absorbēt ierosinošo starojumu un līdz ar to arī radīt fluorescenci, var teikt, ka ir izveidots tumšais stāvoklis. Ja tiek pielikts ārējs magnētiskais lauks perpendikulāri izvēlētajai kvantēšanās asij, tas izlīdzina apdzīvotību starp dažādiem magnētiskajiem apakšlīmeņiem, palielinot atomu absorbcijas spēju un fluorescences signālu, tiek reģistrēta tumša magneto-optiskā rezonanse.

Samērā līdzīgi var skaidrot tumšo rezonansu veidošanos  $F_g \rightarrow F_e = F_g - 1$



**Attēls 8.** Gaišo stāvokļu veidošanās.  $F_g \rightarrow F_e = F_g - 1$  pāreja: spontāno pāreju relatīvie ātrumi nosaka, ka atomu apdzīvotība tiek optiski pumpēta uz magnētisko apakšlīmeni  $m_g = 0$ , šis līmenis vienlaikus ir tas, no kura notiek visspēcīgākā gaismas absorbcija pamatstāvoklī. Nepārtrauktās bultas – spontānās pārejas, pelēkie taisnstūri apzīmē salīdzinošo pamatstāvokļa magnētisko apakšlīmeņu apdzīvotību,  $\Xi$  apzīmē lāzera inducēto pāreju kopējo ātrumu,  $\Gamma$  – ierosinātā stāvokļa spontānās sabrukšanas ātrumu. Ārējais magnētiskais lauks nav pielikts.

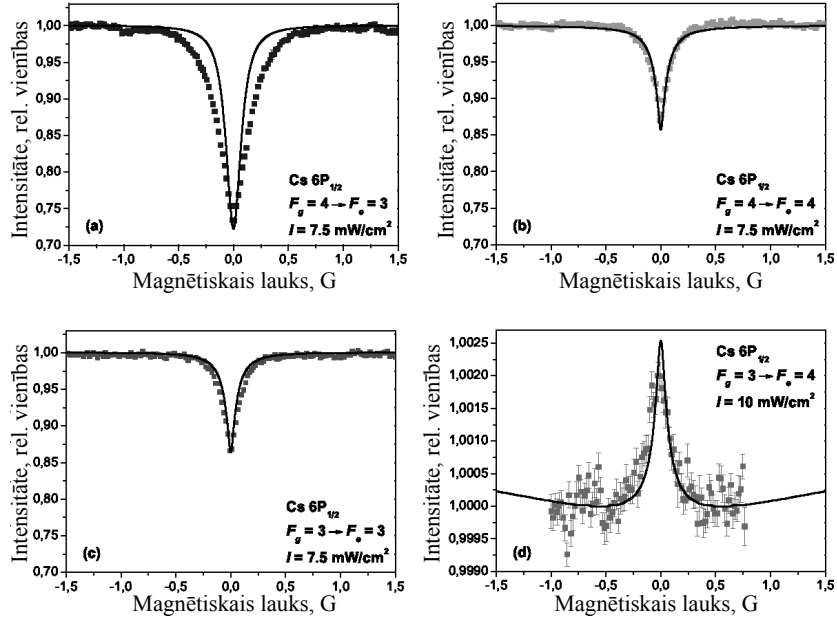
pārejā (att. 7b), šajā gadījumā ir divi neabsorbējoši magnētiskie apakšlīmeņi ( $m = \pm F_g$ ), kuru apdzīvotība pieaug optiskās pumpēšanas rezultātā.

Trešais atšķirīgais SSS pārejas veids ir tāds, kurā ierosinātajā stāvoklī atoma pilnais leņķiskais moments ir lielāks kā pamatstāvoklī  $F_g \rightarrow F_e = F_g + 1$  (att. 8.). Saskaņā ar spontāno pāreju relatīvajiem ātrumiem starp dažādiem magnētiskajiem apakšlīmeņiem, notiek atomu optiskā pumpēšana uz pamatstāvokļa magnētisko apakšlīmeni  $m_g = 0$ , no kura notiek arī visspēcīgākā gaismas absorbcija. Līdz ar to apstākļos, kad nav ārējā magnētiskā lauka atomi atrodas stāvoklī, kurā tie var radīt lielāko fluorescences intensitāti. Pieliekot ārējo magnētisko lauku, tas atomu sadalījumu pamatstāvokļa magnētiskajos apakšlīmeņos izlīdzina, līdz ar to samazinās fluorescences intensitāte, tiek reģistrēta gaišā magneto-optiskā rezonanse.

Apkopojot iepriekš teikto, var secināt, ka katrā sārnu metālu  $D_1$  spektrālajā līnijā var sagaidīt trīs tumšās un vienu gaišo magneto-optisko rezonansi, atkarībā no izvēlētajā SSS pārejas. Tiesa gan, jāņem vērā, ka augstāk esošie spriedumi ir kvalitatīvi un tajos nav ņemta vērā pārējo supersikstruktūras līmeņu ietekme, gan kā iespējamā pāreju pārklāšanās Doplera efekta rezultātā, gan spontāno pāreju un optiskās pumpēšanas process uz otru pamatstāvokļa SSS līmeni.

### 3.3. Teorētiskā modeļa pārbaudes parastā šūnā

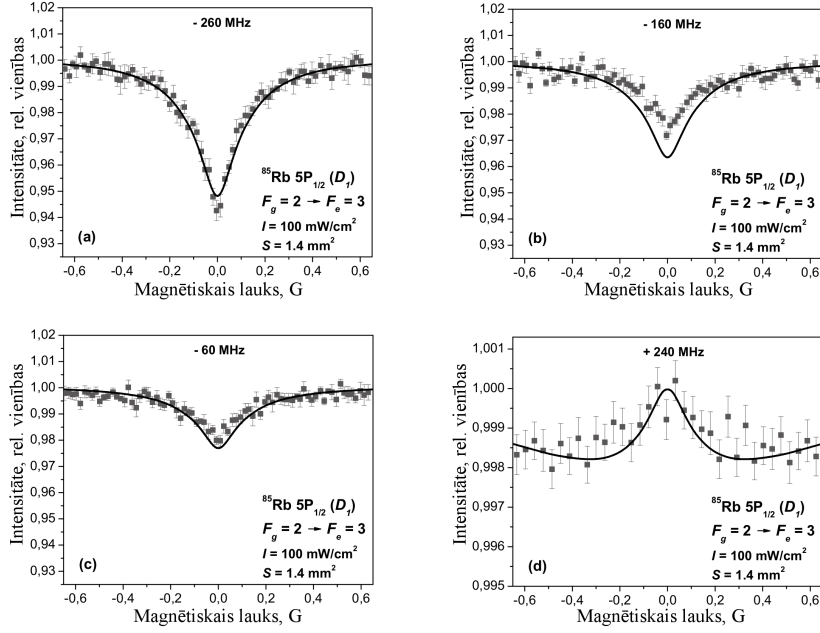
Atomāro tvaiku šūnās, kuru izmērs ir daži centimetri, tika veikti eksperimenti, izmantojot cēziju un abus divus rubīdija izotopus, eksperimentu detalizēts apraksts ir atrodams publikācijās [P1] un [P2]. Kopā tika pētītas 12 atomārās supersikstruktūras pārejas pie dažādiem ierosinošā starojuma jaudas blīvumiem. Tipisks rezonansu piemērs ir redzams 9. attēlā, tajā ir attēloti eksperimentāli reģistrētie un ar teorētisko modeli iegūtie magneto-optisko rezonansu profili visām četrām cēzija supersikstruktūras pārejām. Kā var redzēt,



**Attēls 9.** Gaišā un tumšās rezonanses cēzija  $D_1$  pārejā. Lāzera inducētās fluorescences intensitāte relatīvās vienībās ir attēlota atkarībā no magnētiskā lauka, kas pielikts gar novērošanas virzienu. Rezultāti parādīti pārejām (a)  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$ , (b)  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 4$ , (c)  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$ , un (d)  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ . Punkti – eksperimentālais signāls; nepārtrauktā līnija – teorētiskā modeļa rezultāti. Ievērojiet, ka vertikālā ass ir vienā mērogā daļās (a-c), bet citā – daļā (d).

visām SSS pārejām ir reģistrētas kvalitatīvi paredzētās magneto-optiskās rezonanses un rezultātus apstiprina kvantitatīvi teorētiskā modeļa aprēķini. Īpaši jāatzīmē, ka tumšo rezonansu kontrasts izmantotajam ierosmes jaudas blīvumam attēlos 9a-c ir par divām lieluma kārtām lielāks kā gaišajai rezonansei (att. 9d), kuras kontrasts sastāda tikai aptuveni 0,2% no kopējā signāla. Pat šādām vājām gaišajām rezonansēm teorētiskais modelis sniedz ļoti labu eksperimenta aprakstu. Līdzīgi rezultāti tika iegūti abiem rubīdija izotopiem un ir pieejami publikācijā [P2].

Paši interesantākie rezultāti tika iegūti  $^{85}\text{Rb}$  izotopa  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$  pārejai, kurā saskaņā ar kvalitatīvajiem spriedumiem būtu jānovēro gaišā rezonanse, tomēr eksperimentā tika reģistrēta vāja tumšā rezonanse, ko apstiprināja arī teorētiskā modeļa aprēķini. Skaidrojot šos rezultātus, jāatceras, ka  $^{85}\text{Rb}$   $D_1$  līnijas supersīkstruktūra nav izšķirta zem Doplera paplašinājuma, līdz ar to minētajai gaišajai rezonansei blakus atrodas tumšā rezonanse  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$ . Tā kā tumšo rezonansu kontrasti par divām lieluma kārtām pārsniedz gaišo rezonansu kontrastu, tad nav pārsteigums, ka, abām rezonansēm pārklājoties, dominē tieši tumšā. Lai to pārbaudītu, eksperimentā tika reģistrēti signāli, izskaņojot ierosinošā starojuma frekvenci uz abām pusēm no precīzas pārejas  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$  enerģijas. Ja ierosmes frekvence tika tuvināta pārejai  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$ , tumšā rezonanse kļuva izteiktāka, savukārt veicot izskaņošanu uz otru pusi, tumšā rezonanse pamazām pārvērtās par gaišo. Šos



**Attēls 10.** Fluorescences intensitāte atkarībā no magnētiskā lauka  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$   $^{85}\text{Rb}$  pārejai pie dažādām lāzera izkļaušanās vērtībām attiecībā pret precīzu pārejas  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$  frekvenci. Punkti – eksperiments; nepārtrauktā līnija – teorija.

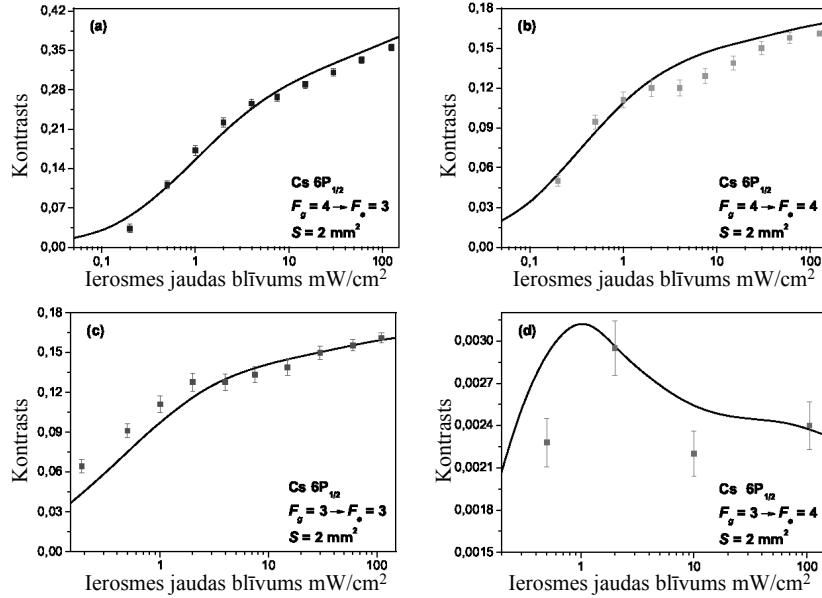
eksperimentālos datus ļoti labi aprakstīja arī teorētiskais modelis, un rezultātu kopsavilkums ir redzams 10. attēlā.

Veicot modelēšanu, tika novērtēta teorētisko parametru kopa, kas tika izmantota, lai aprakstītu eksperimentālos datus dažādām supersīkstruktūras pārejām, ierosmes jaudas blīvumiem un lāzera stara diametriem. Modelējot viena atoma visas SSS pārejas, parametru kopa tika saglabāta nemainīga. Arī abiem rubīdija izotopiem tika izmantoti vienādi modelēšanas parametri. Ierosinošā starojuma spektrālās līnijas platums tika novērtēts kā  $\Delta\omega = 10$  MHz visos eksperimentos. Caurlidošanas relaksācijas ātrums  $\gamma$  tika noteikts saskaņā ar izteiksmi (24), izmantojot atbilstošo termiskās kustības ātrumu (ņemot vērā, ka visi eksperimenti tika veikti istabas temperatūrā – 293 K) un lāzera stara diametru, tipiska  $\gamma$  vērtība bija aptuveni  $10^{-2}$  MHz. Koeficienta  $k_{Rabi}$ , kas saista Rabi frekvenci un ierosmes jaudas blīvumu (v-ms 17), teorētiskais novērtējums liecināja, ka tam jābūt aptuveni vienādam ar  $1 \text{ mWcm}^{-2}\text{MHz}^{-2}$  gan cēzija, gan rubīdija  $D_1$  līnijām. Precīza teorijas un eksperimenta saskaņošana liecināja, ka vērtības, kas ļauj iegūt labākos teorētiskos rezultātus ir  $0.75 \text{ mWcm}^{-2}\text{MHz}^{-2}$  un  $1 \text{ mWcm}^{-2}\text{MHz}^{-2}$  attiecīgi cēzija un rubīdija pētījumiem atbilstošajos eksperimentālajos apstākļos. Šīs vērtības bija iespējams saskaņot, ņemot vērā kontrasta maiņas dinamiku (att. 11.). Tika pieņemts, ka eksperimentālais fons sastāda 10% no signāla cēzija atomu un 20% – rubīdija atomu pētījumos, arī šīs vērtības tika novērtētas, saskaņojot eksperimentāli iegūtās un teorētiski modelētās rezonansu kontrastu vērtības.

Par teorētiskā modeļa efektivitāti plašā ierosmes jaudas blīvumu apgabalā



liecina rezonansu kontrastu vērtību atkarības no ierosmes jaudas blīvuma eksperimentālo un teorētisko rezultātu salīdzinājums. Rezultāti, kas iegūti cēzija  $D_1$  supersīkstruktūras pārejās, ir parādīti 11. attēlā. Līdzīgi rezultāti ir iegūti arī abiem rubīdija izotopiem, tie redzami publikācijā [P2]. Noslēgumā jāpiebilst, ka neliela nesakrītība starp teorētiskajiem un eksperimentālajiem rezultātiem bija vērojama, analizējot rezonansu platumu, sīkākas detaļas par to skatīt [P2].



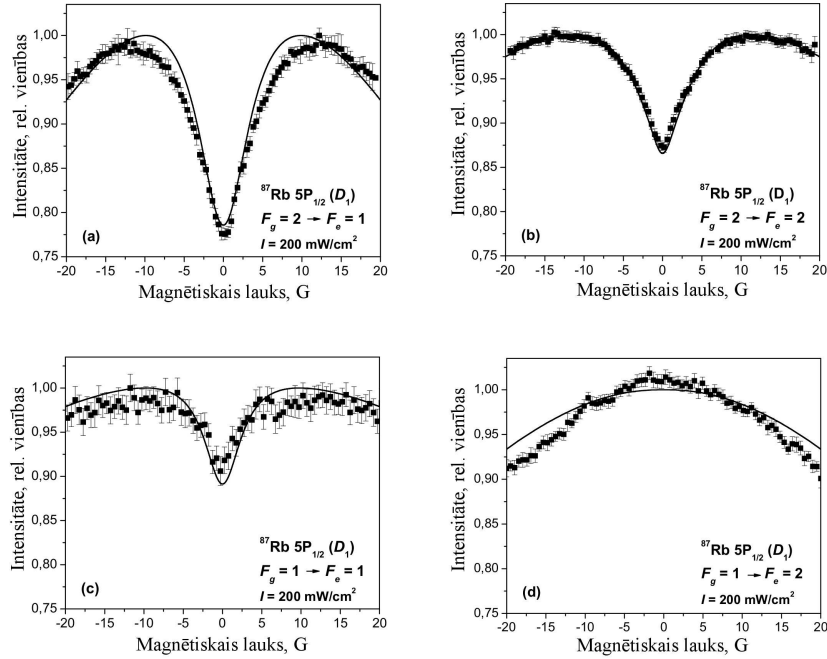
**Attēls 11.** Gaišās un tumšo rezonansu kontrasti kā funkcija no ierosmes jaudas blīvuma. Parādītas tās pašas cēzija  $D_1$  pārejas, kas 9. attēlā. Punkti – eksperiments; nepārtrauktā līnija – teorija. Ierosmes jaudas blīvums ir attēlots logaritmiskā skalā.  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$  pārejā (d) ir novērojama gaišā rezonanse, citās pārejās – tumšā.

Nobeigumā var teikt, ka tika iegūta ļoti laba atbilstība starp teorētiskajiem un eksperimentālajiem rezultātiem, reģistrējot magneto-optiskās rezonanses kopā 12  $^{85}\text{Rb}$ ,  $^{87}\text{Rb}$  un  $^{133}\text{Cs}$  atomu  $D_1$  supersīkstruktūras pārejās, atomiem atrodies tvaika šūnā ar izmēru dažī centimetri. Rezonanses zīmes maiņa atkarībā no ierosmes izskaņošanas liecina, ka izvēlēta pieeja Doplera paplašinājuma aprakstam ir atbilstoša un labi atbilst parādības fizikālajai būtībai.

### 3.4. Teorētiskā modeļa pārbaudes īpaši plānās šūnās

Modelējot magneto-optiskās rezonanses īpaši plānās šūnās, tika izvēlētas divas atšķirīgas pieejas: pirmajā tika meklēta vienota teorētisko parametru kopa, ar kuru palīdzību var apmierinoši aprakstīt visas rezonanses, kas novērojamas uz abiem rubīdija izotopiem, kā aprakstīts [P4]; vēlāk tika izvēlēta pieeja, kurā, izmantojot mazliet atšķirīgus teorētiskos parametrus dažādām pārejām, bija iespējams iegūt labāku eksperimenta aprakstu [P3].

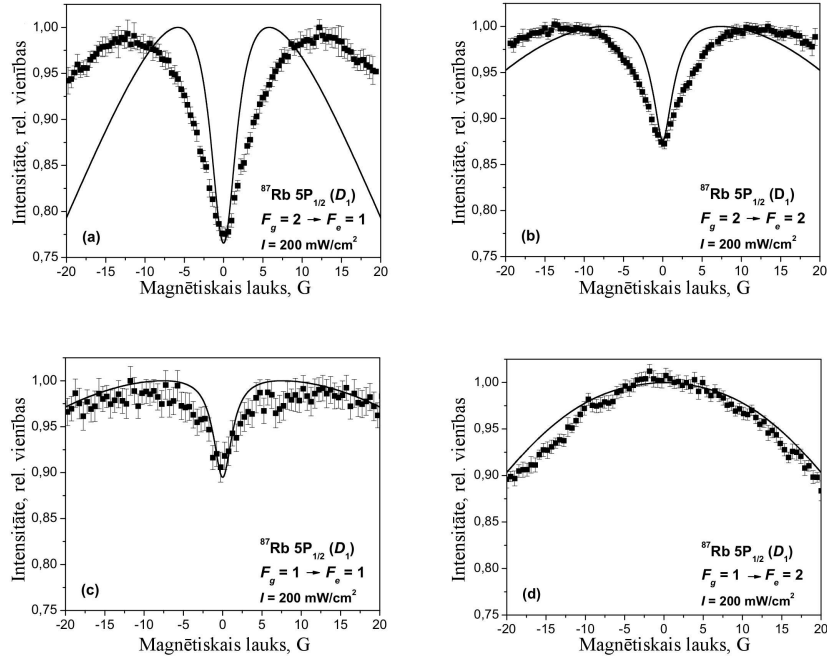
Līdzīgi kā eksperimentos ar parasto šūnu, rezonanses tika uzņemtas, noskaņojot ierosinošo starojumu uz atsevišķām rubīdija izotopu  $D_1$  līnijas supersīkstruktūras pārejām. Tipisks šādu rezonansu komplekts ir redzams 12.



**Attēls 12.** Fluorescences intensitātes atkarība no magnētiskā lauka  $^{87}\text{Rb } D_1$  ierosmei īpaši plānā šūnā. Punkti – eksperiments; nepārtrauktā līnija – teorija. Ierosinātais stāvoklis, kā arī pamata un ierosinātā stāvokļa pilnie leņķiskie momenti ( $F_g$  un  $F_e$ ) izvēlētajām pārejām un ierosmes jaudas blīvums  $I$  ir norādīts katrai līknei atsevišķi. Modelis ar atsevišķām pārejām/izotopiem pielāgotiem parametriem. Plānās šūnas attālums starp sienām  $L$  ir vienāds ar ierosmes viļņa garumu  $\lambda$ .

attēlā. Salīdzinot ar parastajās šūnās novērojamajām rezonansēm, to platums ir palielinājies par aptuveni divām lieluma kārtām, kas atbilst nekoherentās relaksācijas ātruma pieaugumam. Sagaidāmā gaišā rezonanse (att. 12d) ir pilnīgi pazudusi šī paša ātruma pieauguma dēļ, iegūtajā signālā atstājot platu ierosinātā stāvokļa Hanlē efektu [34], ko paredz gan teorētiskais modelis, gan apstiprina eksperimenta rezultāti. 12. attēlā redzami rezultāti atbilst publikācijai [P3]. Modelējot ierosmi ar vienotu parametru kopu (att. 13.) [P4], parādās nelielas nesaskaņas starp teorētiski modelētajiem un eksperimentā iegūtajiem rezonansu platumiem.

Teorētiskā modeļa atbilstība eksperimentiem pie izskaņotas ierosmes frekvences tika pārbaudīta, izmantojot  $^{85}\text{Rb}$  izotopa  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$  pāreju. Šai pārejai ir vislielākais relatīvais pārejas stiprums no visām tumšo rezonansu pārejām abos rubīdija izotopos. Eksperimenta un teorētiskie rezultāti, kas ir parādīti 14. attēlā, liecina, ka šī tumšā rezonanse ir ļoti jutīga attiecībā pret ierosmes frekvences izskaņošanu. Tikai 20 MHz nobīde no precīzas pārejas frekvences rezonanses kontrastu samazina praktiski līdz nullei, kamēr 10. attēlā bija redzams, ka pat pie 200 MHz izskaņošanas joprojām ir novērojama tumšā rezonanse parastās šūnas apstākļos pat vājākai pārejai. Modelējot ierosmes izskaņošanu, tika pieņemts, ka nekoherentās relaksācijas ātrumi  $\gamma_g$  un  $\gamma_e$  ir atkarīgi no izskaņošanas vērtības. Rezonansē ar ierosinošo starojumu atrodas atomu



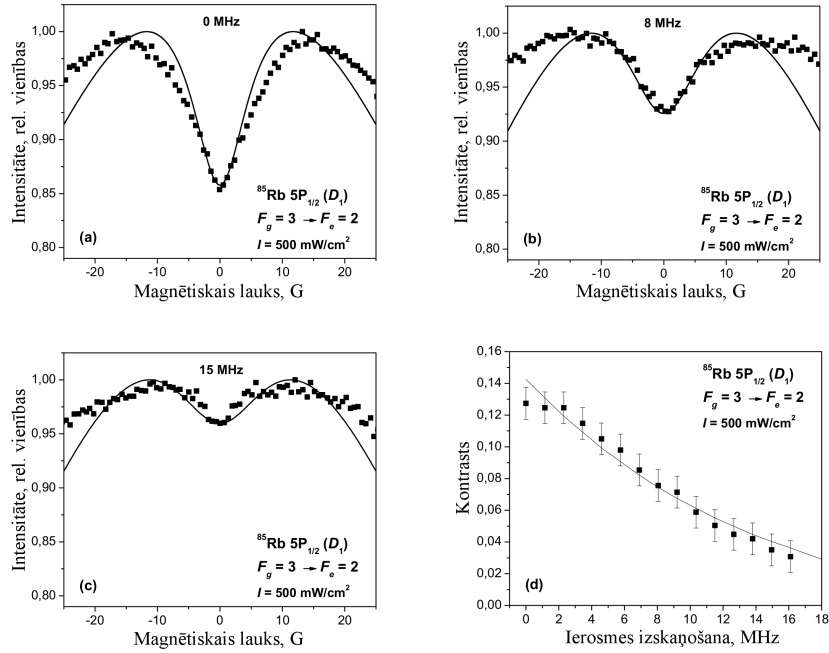
**Attēls 13.** Fluorescences intensitātes atkarība no magnētiskā lauka  $^{87}\text{Rb } D_1$  ierosmei īpaši plānā šūnā. Punkti – eksperiments; nepārtrauktā līnija – teorija. Ierosinātais stāvoklis, kā arī pamata un ierosinātā stāvokļa pilnie leņķiskie momenti ( $F_g$  un  $F_e$ ) izvēlētajām pārejām un ierosmes jaudas blīvums  $I$  ir norādīts katrai līknei atsevišķi. Modelis ar vienotiem parametriem visām pārejām un abiem izotopiem.  $L = \lambda$ .

ātruma grupas, kam normālā ātruma komponente (attiecībā pret šūnas logiem) ir atšķirīga no nulles, un šīs ātruma grupas atomiem biežāk notiek sadursmes ar šūnas sienām. Tāpēc tika pieņemts, ka abi nekoherentās relaksācijas ātrumi mainās kā

$$\gamma^\Delta = \gamma_0 + k_\Delta \cdot \Delta, \quad (26)$$

kur  $\gamma_0$  ir nekoherentās ierosmes ātrums bez ierosmes frekvences izskaņošanas,  $\Delta$  ir izskaņošanas vērtība un  $k_\Delta$  – proporcionalitātes koeficients.

Zemāk ir uzskaitīti teorētiskie parametri, kas tika izmantoti, lai modelētu magneto-optiskās rezonances īpaši plānā šūnā, kuras biezums bija vienāds ar ierosmes viļņa garumu ( $L = \lambda$ ). Tika uzskatīts, ka ierosinošas lāzera līnijas platums bija  $\Delta\omega = 10$  MHz, bet atlikušais Doplera profila pilnais platums pie puses maksimuma – 60 MHz, abas vērtības bija nemainīgas visiem eksperimentiem abās modelēšanas pieejās. Veicot modelēšanu ar vienotu parametru kopu [P4], nekoherentās relaksācijas ātrums bija vienāds pamata un ierosinātajam līmenim  $\gamma_g = \gamma_e = 1.5$  MHz, šī vērtība liecina, ka ar lāzeru mijiedarbojās tikai tie atomi, kuru vidējais kustības ātrums paralēli šūnas sienām pārsniedza normālās ātruma komponentes vidējo vērtību 20 reizes. Tika pieņemts, ka eksperimentālo signālu fons sastāda 50%. Pārejas koeficients no Rabi frekvences uz ierosmes jaudas blīvumu tika izvēlēts kā  $k_{Rabi} = 1 \text{ mWcm}^{-2}\text{MHz}^{-2}$ . Modelējot visas supersīkstruktūras pārejas abiem rubīdija izotopiem, neviens no

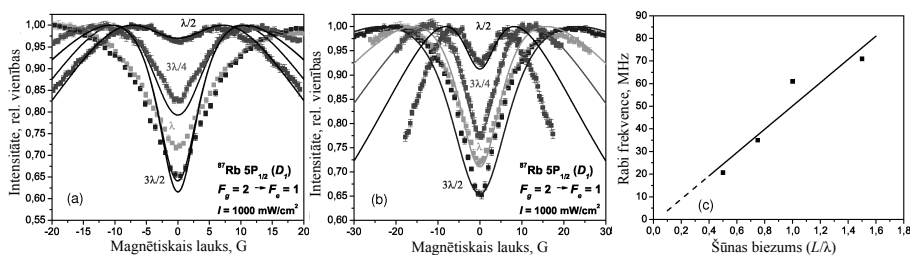


**Attēls 14.** (a)–(c) Fluorescences intensitāte atkarībā no magnētiskā lauka  $^{85}\text{Rb}$   $D_1$  ierosmes līnijas  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$  pārejai pie dažādām ierosmes izskaņošanās vērtībām attiecībā pret precīzu pārejas pozīciju; (d) rezonanses kontrasts atkarībā no ierosmes izskaņošanās. Punkti – eksperiments; nepārtrauktā līnija – teorija.  $L = \lambda$ .

augstāk minētajiem parametriem netika mainīts.

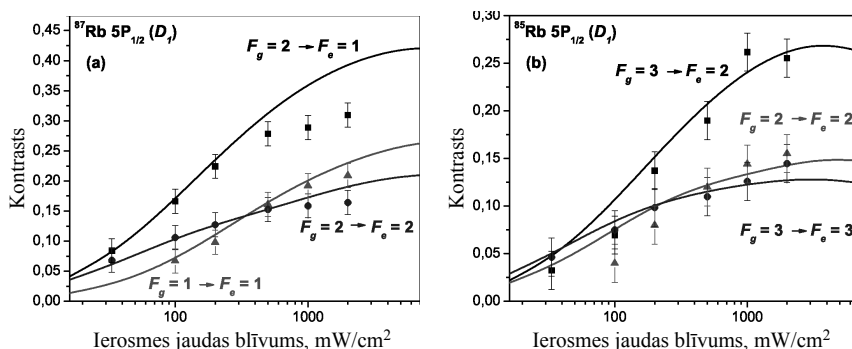
Pielietojot modeli ar atšķirīgiem parametriem atšķirīgu izotopu un supersīkstruktūras pāreju izvēlei, lai iegūtu labāku atbilstību starp eksperimentālajiem un teorētiskajiem rezultātiem, tika izmantotas šādas vērtības. Pirmkārt, visām SSS pārejām un abiem izotopiem tika izmantoti vienādi nekoherentās relaksācijas ātrumi  $\gamma_g = 3$  MHz un  $\gamma_e = 20$  MHz,  $\gamma_g$  vērtība liecina, ka ar lāzeru mijiedarbojās tikai tie atomi, kuru vidējais kustības ātrums paralēli šūnas sienām pārsniedza normālās ātruma komponentes vidējo vērtību 10 reizes. Tika pieņemts, ka eksperimentālais fons veidoja 50% no signāla  $^{87}\text{Rb}$  izotopa un 37% –  $^{85}\text{Rb}$  izotopa pārejās, šo atšķirību varētu skaidrot ar faktu, ka 85. izotops dabiskajā rubīdijā sastāvā, kāds tika izmantots eksperimentos, ir aptuveni trīs reizes vairāk, līdz ar to šie atomi var radīt spēcīgāku novērojamo fluorescences signālu, padarot izkliedēto starojumu relatīvi vājāku. Visbeidzot pārejas koeficients no Rabi frekvences uz ierosmes jaudas blīvumu tika izvēlēts  $k_{Rabi} = 0.25 \text{ mWcm}^{-2}\text{MHz}^{-2}$  visām supersīkstruktūras pārejām  $^{87}\text{Rb}$  izotopā, savukārt  $^{85}\text{Rb}$  izotopa pārejām ar vienādu pilno leņķisko momentu  $F$  pamata un ierosinātajā stāvoklī tika izmantota vērtība  $k_{Rabi} = 0.8 \text{ mWcm}^{-2}\text{MHz}^{-2}$ , bet pārejām, kurās mainījās  $F$  vērtība –  $k_{Rabi} = 0.4 \text{ mWcm}^{-2}\text{MHz}^{-2}$ .

Sarežģītākais uzdevums, veicot teorētisko modelēšanu, bija tumšo rezonansu apraksts, kuras uzņemtas pie atšķirīgiem ĪPS starpsieniņu attālumiem. Veicot modelēšanu ar vienotu parametru kopu, tika pieņemts, ka šūnas biežums ietekmē tikai nekoherentās relaksācijas ātrumus ( $\gamma_g$  un  $\gamma_e$ ) un atlikušā Doplera profila



**Attēls 15.** (a - b) Fluorescences intensitāte atkarībā no magnētiskā lauka pie dažādiem attālumiem starp šūnas sienām  $^{87}\text{Rb}$   $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$  pārejai, izmantojot nemainīgu Rabi frekvenci (a) [3] un pieņemot, ka Rabi frekvence ir atkarīga no šūnas biezuma (b) [2]. Punkti – eksperiments; nepārtrauktā līnija – teorija. (c) Efektīvās Rabi frekvences vērtības atkarībā no šūnas biezuma, kas tika izmantotas, lai iegūtu rezultātus (b).

platumu. Tomēr, izmantojot šādus nosacījumus, bija novērojamas samērā lielas pretrunas starp eksperimentālajiem un teorētiskajiem rezultātiem, kā var redzēt attēlā 15a. Pieļaujot lielāku brīvību parametru izvēlē, tika noskaidrots, ka ievērojami labāku aprakstu, reģistrējot ierosmes pie dažādiem šūnas biežumiem, var iegūt, ja pieņem, ka arī Rabi frekvence mainās, mainoties šūnas biežumam. Eksperimentālie rezultāti liecināja, ka atkarībā no izmantotā šūnas biežuma, jūtami mainās novērotās rezonanses platums, kuru teorētiskā modeļa rezultātos visvairāk ietekmē izvēlēta Rabi frekvence. Izmantojot šādu pieeju, iegūtie modelēšanas un eksperimentālie dati liecināja, ka efektīvā Rabi frekvence varētu būt lineāri atkarīga no šūnas biežuma (att. 15c). Šāds pieņēmums tika izmantots, lai modelētu teorētiskās liknes, kas redzamas attēlā 15b. Detalizēts skaidrojums minētajam pieņēmumam pagaidām nav izveidots, tomēr varētu izvirzīt hipotēzi, ka, samazinoties attālumam starp šūnas sienām, samazinās laiks, kādu atsevišķi atomi pavada mijiedarbojoties ar ierosinošo starojumu. Līdz ar to šī mijiedarbība kļūst mazāk efektīva un tādām pašām ierosmes jaudas blīvumam atbilst mazāka efektīvā Rabi frekvence.



**Attēls 16.** Rezonanšu kontrasts atkarībā no ierosmes jaudas blīvuma  $^{85}\text{Rb}$  izotopa (a) un  $^{87}\text{Rb}$  izotopa supersikstruktūras pārejām. Punkti – eksperiments; nepārtrauktā līnija – teorija.  $L = \lambda$ .

Modeļa iespējas aprakstīt lielu ierosmes jaudas blīvumu diapazonu demonstrē

16. attēls, kurā redzama tumšo rezonašu kontrasta vērtību atkarība no ierosmes jaudas blīvuma. Šajā attēlā redzami rezultāti iegūti, izmantojot vienotu parametru kopu [P4], līdzīgi rezultāti, ar labu atbilstību starp eksperimentālajiem un teorētiskajiem rezultātiem, ir iegūti arī izmantojot otru modelēšanas pieeju.

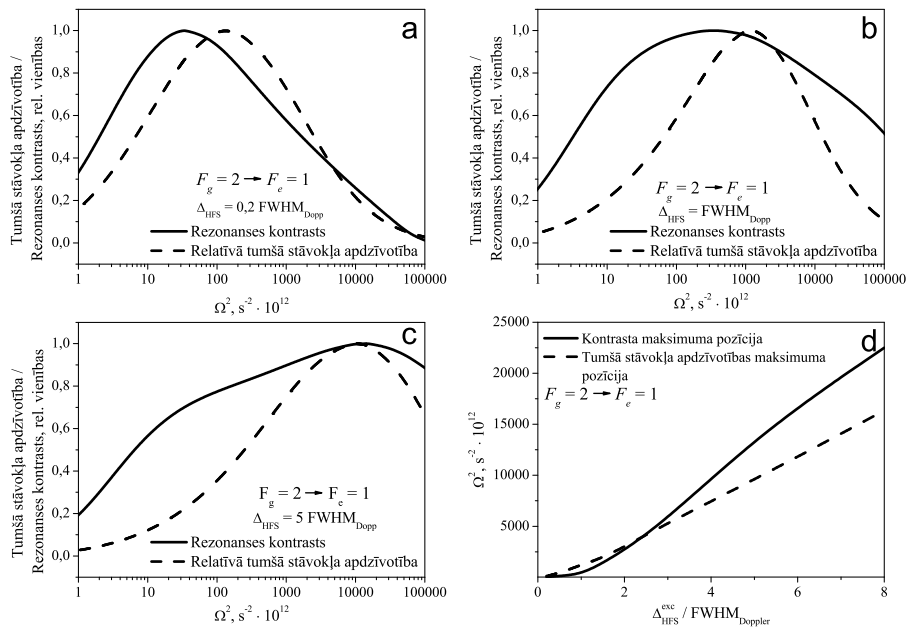
Apkopojot var teikt, ka teorētiskais modelis sniedz labu aprakstu magneto-optiskajām rezonansēm, kas ir reģistrētas īpaši plānā šūnā, apstiprinot, ka adekvāta parametru izvēle ļauj modelēt koherentās ierosmes procesu arī šādos apstākļos. Jāatzīst, ka zināmos apstākļos (mainīgs attālums starp šūnas sienām) dažu parametru izvēle nav nepārprotama un ir veicama papildus izpēte, lai izprastu fizikālo procesu būtību.

## 4. Teorētiskais pētījums: tumšo rezonanšu piesātināšanās

Kad teorētiskais modelis bija detalizēti pārbaudīts dažādiem ierosmes apstākļiem, kā aprakstīts iepriekšējās nodaļās, tika veikts teorētisks pētījums, kurā tika apskatīti tumšo magneto-optisko rezonanšu piesātināšanās nosacījumi [P5]. Šajā pētījumā tika veiktas skaitliskas simulācijas, lai noskaidrotu kādos apstākļos tumšo magneto-optisko rezonanšu kontrasts sasniedz maksimālo vērtību. Pētījumā tika aplūkota tipiska sārnu metālu  $D_1$  spektrālā līnija hipotētiskā atomā, kuram ir iespējams brīvi mainīt ierosinātā stāvokļa supersīkstruktūras sašķelšanās vērtību ( $\Delta_{hf_s}^{exc}$ ), savukārt pamatstāvoklim šī vērtība uzskatāma par ievērojami lielāku nekā izmantotais Doplera profila platums. Tika pieņemts, ka pilnie atoma leņķiskā momenta kvantu skaitļi pieņem vērtības 1 un 2 ( $F_g^1 = F_e^1 = 1$  un  $F_g^2 = F_e^2 = 2, 6$ . attēlā). Tika aplūkota magneto-optisko rezonanšu signālu atkarība no supersīkstruktūras sašķelšanās vērtības pie dažādiem ierosmes jaudas blīvumiem. Tika pieņemts, ka hipotētisko atomu ierosme notiek parasta izmēra šūnā (2.3. nodaļa) istabas temperatūrā, skaitlisko simulāciju parametriem izvēloties tipiskas vērtības šādiem ierosmes apstākļiem. Konkrētāk izmantotās parametru vērtības bija šādas: ierosinošā lāzera līnijas platums  $\Delta\omega = 10$  MHz; caurlidošanas relaksācijas ātrums  $\gamma_g = \gamma_e = 0.03$  MHz; Doplera profila pilns platums pie puses maksimuma – 500 MHz un atomārās pārejas dabiskais līnijas platums  $\Gamma = 6$  MHz.

Skaitliskās simulācijas tika veiktas ar mērķi atrast Rabi frekvences, pie kurām tumšās rezonanses kontrasts sasniedz savu maksimālo vērtību un sāk samazināties, aplūkojot dažādas supersīkstruktūras sašķelšanās vērtības. Lai novērtētu to atomu daļu, kas tika sagatavoti tumšajā stāvoklī, tika analizētas blīvuma matricas, kas iegūtas atrisinot v-mus (14). Šie atomi ir atbildīgi par attiecīgās tumšās rezonanses veidošanos. Iepriekš minētā analīze tika veikta visām trim SSS pārejām izvēlētajā  $D_1$  līnijā ( $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$ , turpmāk saukta par pāreju (1),  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ , turpmāk – pāreja (2) un  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$ , turpmāk – pāreja (3)), kurās ir sagaidāma tumšā rezonanse. Turpmāk tekstā lietotais jēdziens "relatīvā tumšā stāvokļa apdzīvotība" apzīmē papildus apdzīvotību tumšajā stāvoklī, kas aprakstīts 3.2.1. nodaļā un redzams 7. attēlā, salīdzinot ar atomu depolarizētā stāvoklī.

Pirmkārt, aplūkosim rezultātus, kas iegūti modelējot pārejas (2) ierosmi, kuri ir redzami 17. attēlā, daļas (a – c) attēlo tumšās rezonanses kontrastu (nepārtrauktā līnija) un relatīvo tumšā stāvokļa apdzīvotību (raustītā līnija; abi lielumi doti relatīvās vienībās) kā funkcijas no Rabi frekvences kvadrāta (šis lielums ir tieši proporcionāls ierosinošā starojuma jaudas blīvumam). Saskaņā ar nodaļās 3.3. un 3.4. aprakstītajiem rezultātiem pārejas koeficienta vērtība ir robežās no 0.25 līdz 1 (promocijas izmantotajās vienībās), pie dažādām ierosinātā stāvokļa supersīkstruktūras sašķelšanās vērtībām. Lai norādītu uz supersīkstruktūras pāreju izveles selektivitāti, SSS sašķelšanās vērtības ir izteiktas Doplera profila pilna platuma pie puses maksimuma vienībās. Ir ļoti redzams, ka supersīkstruktūras sašķelšanās vērtības pieaugums izraisa gan rezonanses kontrasta, gan relatīvās tumšā stāvokļa apdzīvotības maksimumu nobīdi lielāku Rabi frekvenču virzienā, liecinot, ka lielāka ierosmes jauda būtu nepieciešama, lai piesātinātu tumšo rezonansi ar ļoti izšķirtu supersīkstruktūru. To var skaidrot ar ļoti zināmo jaudas paplašinājuma parādību, kas pie augstākas



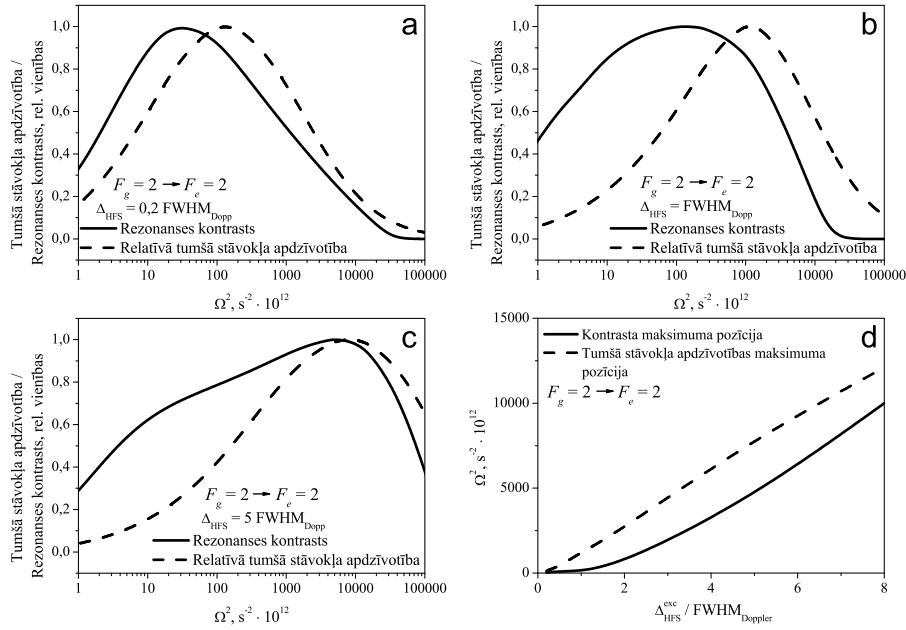
**Attēls 17.** (a-c) Rezonances kontrasts (nepārtrauktā līnija) un relatīvā tumšā stāvokļa apdzīvotība (raustītā līnija) atkarībā no Rabi frekvences kvadrāta dažādām ierosinātā stāvokļa supersīkstruktūras sašķelšanās vērtībām pārejai  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ ; (d) iepriekš minēto vērtību maksimālo vērtību pozīcija (Rabi frekvences kvadrāts) atkarībā no supersīkstruktūras sašķelšanās ierosinātajā stāvoklī.

ierosmes jaudas ļauj notikt absorbcijai no "neabsorbējošajiem" pamatstāvokļa magnētiskajiem apakšlīmeņiem SSS pārejā, uz kuru nav noskaņota ierosmes frekvence. Šos spriedumus labi raksturo attēls 17d, kurā redzams, kā kontrasta un tumšā stāvokļa apdzīvotības maksimumu pozīcijas ir atkarīgas no SSS sašķelšanās vērtības. Attēlā 17d redzams arī tas, ka pie noteiktas supersīkstruktūras sašķelšanās vērtības rezonances kontrasta un tumšā stāvokļa apdzīvotības maksimumi sakrīt, tas nozīmē, ka šādam atomam būtu viegli noteikt, kad tas ir visefektīvāk sagatavots tumšajā stāvoklī. Jāpiebilst, ka minētā SSS sašķelšanās vērtība atbilst tai, kāda ir sastopama cēzija atomu  $D_1$  līnijā.

Līdzīgi rezultāti, kas atbilst pārejas (3) ierosmei, ir parādīti 18. attēlā. Arī šajā gadījumā var novērot, ka lielākas supersīkstruktūras sašķelšanās vērtības liek abiem maksimumiem tiekties uz lielākām Rabi frekvencēm. Attēlā 18d nav redzams abu līkņu krustpunkts, liecinot, ka relatīvā tumšā stāvokļa apdzīvotības maksimums aplūkotajā apgabalā tiek sasniegts pie lielākām Rabi frekvences vērtībām kā rezonances kontrasta maksimums. Pārejas (1) ierosmes simulācijas rezultāti šajā kopsavilkumā nav iekļauti, taču ir atrodami publikācijā [P5] un ir samērā līdzīgi kā pārejai (3) iegūtie rezultāti.

Attēlos 19a-c ar nepārtrauktu līniju ir parādītas tumšās rezonances kontrasta maksimumu absolūtās vērtības kā funkcija no supersīkstruktūras sašķelšanās vērtības. Pārejām (1) un (2) maksimālā kontrasta vērtība monotoni pieaug, pieaugot SSS sašķelšanās vērtībai, savukārt pārejai (3) ir novērojams lokāls maksimums pie sašķelšanās vērtības, kas tuva nullei. Šādu lokālo maksimumu

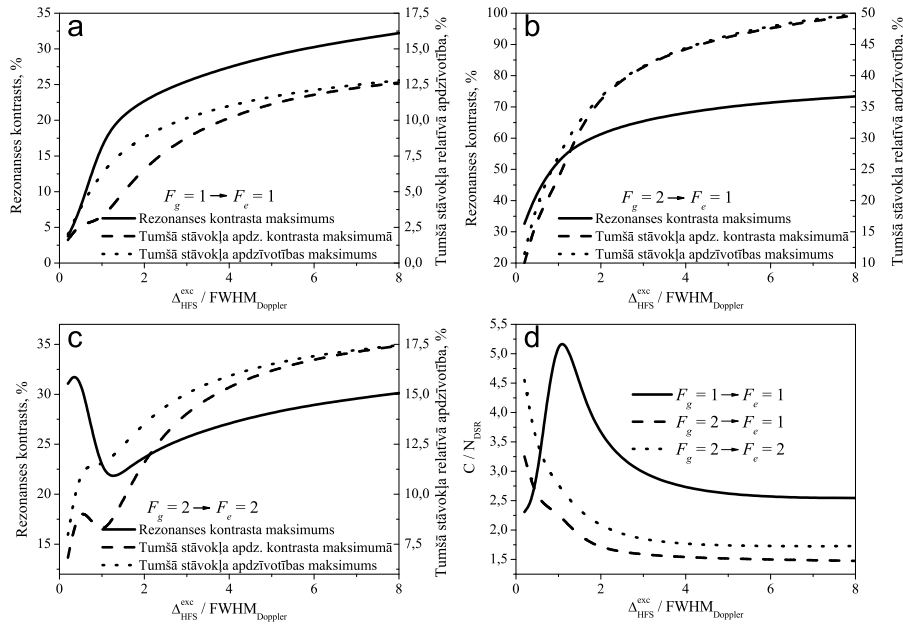




**Attēls 18.** (a–c) Rezonances kontrasts (nepārtrauktā līnija) un relatīvā tumšā stāvokļa apdzīvotība (raustītā līnija) atkarībā no Rabi frekvences kvadrāta dažādām ierosinātā stāvokļa supersīkstruktūras sašķelšanās vērtībām pārejai  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$ ; (d) iepriekš minēto vērtību maksimālo vērtību pozīcija (Rabi frekvences kvadrāts) atkarībā no supersīkstruktūras sašķelšanās ierosinātajā stāvoklī.

var skaidrot ar faktu, ka pārejai (3) "blakus" atrodas pāreja (2), uz kuras veidojas tumšās rezonances ar vislielāko kontrastu no visām aplūkotajām pārejām. Līdz ar to, ja supersīkstruktūras sašķelšanās ir maza, salīdzinot ar Doplera profila platumu, abas SSS pārejas ietekmē tumšās rezonances veidošanos, jo nav izšķiramas zem Doplera paplašinājuma, atbilstoši rezonances kontrastu nosaka pāreja, kurai, atsevišķi ņemot, tas ir lielākais. Ja aplūko nelielu apgabalu attēlā 19c, kur  $\Delta_{hfs}^{exc} / FWHM_{Dopp} \rightarrow 0$  un kontrasta maksimālā vērtība palielinās, redzams, ka pēc absolūtās vērtības šīs kontrasta vērtības atbilst tām, kas redzamas attēla 19b (pāreja (2)) atbilstošajā apgabalā. Tad, kad abas pārejas kļūst izšķirtas, pārejas (2) ietekme samazinās, un "patiesās" pārejas (3) radītās tumšās rezonances kontrasta maksimuma vērtības nosaka līknes izskatu.

Raustītās līnijas attēlos 19a–c atbilst relatīvajai tumšā stāvokļa apdzīvotībai pie tādas pašas Rabi frekvences, pie kādas ir sagaidāms rezonances kontrasta maksimums, bet punktētās līnijas – maksimālo tumšā stāvokļa apdzīvotību atbilstoši uz abscisu ass atliktajai supersīkstruktūras sašķelšanās vērtībai (lūdzu ņemt vērā, ka vertikālās ass mērogs ir atšķirīgs rezonances kontrasta un tumšā stāvokļa apdzīvotības vērtībām). Abas šīs vērtības, it īpaši pirmā, labi korrelē ar sagaidāmajām kontrasta vērtībām. Lai to uzskatāmi parādītu, attēlā 19d redzama attiecība – maksimālā kontrasta vērtība pret tumšā stāvokļa relatīvo apdzīvotību, kas atbilst apskatītajai rezonansei. Abām pārejām, kurām  $F_g = 2$  (raustītā un punktētā līnija), šai attiecībai ir lielas vērtības, kad supersīkstruktūras sašķelšanās vērtība ir tuva nullei, un attiecība pamazām dilst



**Attēls 19.** (a-c) Tumšās rezonanses maksimālā kontrasta vērtība (nepārtraukta līnija), tumšā stāvokļa relatīvā apdzīvotība pie maksimālā kontrasta (raustītā līnija) un maksimālā tumšā stāvokļa apdzīvotība (punktētā līnija) atkarībā no SSS sašķelšanās vērtības supersikstruktūras pārejām  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$  (a),  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$  (b) un  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$  (c); (d) maksimālās kontrasta vērtības attiecība pret tumšā stāvokļa apdzīvotību.

sašķelšanās vērtībai pieaugot. Šis novērojums saistīts ar to, ka pie lielākām sašķelšanās vērtībām ir nepieciešama lielāka Rabi frekvence, lai sasniegtu kontrasta maksimumu (17. un 18. attēls), savukārt lielāka Rabi frekvence nozīmē arī ātrāku optisko pumpēšanu prom no izvēlētās ierosmes pamatstāvokļa supersikstruktūras līmeņa, līdz ar to atomi, kurus magnētiskais lauks ir "atbrīvojis" no tumšā stāvokļa, sniedz mazāku ieguldījumu stacionāri novērojamajai ierosmei. Mazliet citādi izskatās nepārtrauktā līnija (att. 19d), kas attēlo augstāk minēto kontrasta un tumšā stāvokļa apdzīvotības attiecību pārejai  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$ , šajā gadījumā līknei ir maksimums, ja SSS sašķelšanās vērtība ir aptuveni vienāda ar Doplera profila platumu. Līknes daļā, kas atrodas pa kreisi no pārejām (2) un (3), analogam attiecības pieaugumam neļauj veidoties kaimiņos esošā pāreja  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ , uz kuras ir sagaidāma gaišā rezonanse, kas atbilstoši samazina novērojamās kontrasta vērtības, pārejām pārklājoties, un atbilstoši arī kontrasta attiecību pret tumšā stāvokļa apdzīvotību. Pa labi no maksimuma gaišās rezonanses ietekme pazūd, pārejām kļūstot izšķirtām, un var novērot līdzīgu attiecības samazinājumu kā abām pārejām pārejām.

Tagad aplūkosim asimptotiskās vērtības, uz kurām tiecas attiecības magneto-optiskās rezonanses kontrasta maksimums pret atbilstošo relatīvo tumšā stāvokļa apdzīvotību vērtības attēlā 19d pie lielām supersikstruktūras sašķelšanās vērtībām. Pārejās (1 – 3) šīs asimptotiskās vērtības ir 2,55, 1,47 un 1,73, normējot attiecībā pret lielāko vērtību var iegūt attiecību 1:0,58:0,68. Izrādās, ka daži samērā vienkārši spriedumi, ļauj izprast šādas attiecības veidošanos. Pirmkārt

jāatceras, ka līknes attēlā  $19d$  atbilst attiecībai starp tumšās rezonanses kontrastu un relatīvo tumšā stāvokļa apdzīvotību pamatstāvokļa supersikstruktūras līmenī, kuriem atšķirīgās SSS pārejās ir atšķirīgs deģenerācijas līmenis (pie nulles lauka), piemēram pārejai (1) ( $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$ ) pamatstāvokļa SSS līmenī ir trīs magnētiskie apakšlīmeņi (no 8, kas kopā ir pamatstāvoklī), bet pārejām (2) un (3) ir pieci magnētiskie apakšlīmeņi pamatstāvoklī. Ja izveido attiecību: kopējais magnētisko apakšlīmeņu skaits pamatstāvoklī pret apakšlīmeņu skaitu izvēlētajā SSS līmenī, tiek iegūtas vērtības 2,67, 1,6 un 1,6 atbilstoši pārejām (1), (2) un (3), normējot veidojas attiecība 1:0,6:0,6, kas ir samērā tuva augstāk iegūtajai attiecībai, izmantojot attēla  $19d$  vērtības. Nelielās atšķirības skaidrojamas ar atļauto pāreju skaitu starp magnētiskajiem apakšlīmeņiem, kuras var veikt no tumšā stāvokļa ar magnētisko lauku "atbrīvotie" atomi. Izrādās, ka pārejai (3) ir vairāk šādu atļauto pāreju starp magnētiskajiem apakšlīmeņiem, kas noved pie lielāka kontrasta veidošanās, ja tumšā stāvokļa apdzīvotība ir tāda pati kā pārejai (2). Visbeidzot jāpiebilst, ka savstarpējā attiecība tumšās rezonanses kontrasta proporcijai attiecībā pret tumšā stāvokļa apdzīvotību saglabājas praktiski nemainīga visām attēlā  $19d$  redzamajām SSS sašķelšanās vērtībām, izņemot to pārejas (1) daļu, kuru ietekmē gaišā rezonanse.

## Rezultātu kopsavilkums

1. Zēmana koherenču dinamikas vienādojumos balstītais teorētiskais modelis ir sekmīgi pielāgots sārnu metālu  $D_1$  līnijā novērojamo magneto-optisko rezonанšu aprakstam gan parastā (ar izmēriem daži centimetri), gan īpaši plānā šūnā (ar izmēriem daži simti nm). Pielāgotajā modelī ir iekļauts šādu procesu apraksts:
  - (a) Doplera paplašinājums, kas tiek ņemts vērā, veicot vidējošanu pilnā termiskajā (parastajās šūnās) vai ierobežotā (ĪPŠ) Doplera profilā;
  - (b) magnētiskā lauka ietekme uz atoma enerģētisko struktūru;
  - (c) magnētiskā lauka izraisītās izmaiņas pāreju varbūtībās.
2. Veicot modeļa pārbaudes ir izstrādāta konsekventa metodika teorētisko parametru noteikšanai:
  - (a) caurlidošanas/nekoherentās relaksācijas ātrumi  $\gamma$ , balstoties uz vidējo laiku, ko atoms pavada mijiedarbības rezultātā (parastās šūnās) vai sadursmju ar sienām biežumu (ĪPŠ);
  - (b) pārejas koeficienta  $k_{Rabi}$  starp Rabi frekvenci un ierosmes jaudas blīvumu, pamatojoties uz teorētisku novērtējumu un kontrasta dinamikas analīzi;

Modeļa pārbaudes liecina arī par labu atbilstību starp teorētisko modeli un eksperimentos iegūtajiem rezultātiem gan parastās, gan īpaši plānās šūnās:

- (a) lielā ierosmes jaudu diapazonā;
- (b) dažādām ierosmes izskaņošanās vērtībām pret precīzu atomārās pārejas frekvenci;
- (c) mainīgām lāzera diametra vērtībām parastās šūnās un attālumiem starp šūnas sienām ĪPŠ.

Tika iegūts novērtējums par to, kā ierosmes frekvences izskaņošana ietekmē intervālus starp fluorescences signālu veidojošo atomu sadursmēm ar īpaši plānās šūnas sienām. Pārbaūžu laikā tika izvirzīta hipotēze, ka plānajās šūnās efektīvā Rabi frekvence ir atkarīga no attāluma starp šūnas sienām, jo šis attālums ietekmē laiku intervālu, kurā var notikt mijiedarbība starp atomiem un ierosinošo starojumu.

3. Izstrādātais modelis tika izmantots kā instruments teorētiskai tumšo magneto-optisko rezonанšu kontrastu piesātināšanās izpētei. Teorētiskajos pētījumos tika secināts, ka
  - (a) pastāv tieša sakarība starp jaudas blīvumiem, pie kādiem rezonances kontrasts sasniedz maksimālo vērtību, un supersīkstrukturās sašķelšanās vērtībām, kas atdala atsevišķas supersīkstrukturās pārejas;
  - (b) cēzija atomiem maksimālais tumšās rezonances kontrasts varētu būt novērojams pie tāda paša jaudas blīvuma kā notiek visefektīvākā atomu pumpēšana uz neabsorbējošu kvantu stāvokli;

- (c) atšķirības tumšo rezonansu kontrastos pie vienādām tumšā stāvokļa apdzīvotībām dažādās supersīkstruktūras pārejās var skaidrot, pamatojoties uz dažādu deģenerācijas pakāpi katrā supersīkstruktūras pārejā.

## Promocijas darbā iekļautās publikācijas

- [P1] M. Auzinsh, R. Ferber, F. Gahbauer, A. Jarmola, and L. Kalvans. F-resolved magneto-optical resonances in the  $D_1$  excitation of cesium: Experiment and theory. *Physical Review A*, 78(1):013417, 2008.
- [P2] M. Auzinsh, R. Ferber, F. Gahbauer, A. Jarmola, and L. Kalvans. Non-linear magneto-optical resonances at  $D_1$  excitation of  $^{85}\text{Rb}$  and  $^{87}\text{Rb}$  for partially resolved hyperfine F levels. *Physical Review A*, 79(5):053404, 2009.
- [P3] M. Auzinsh, R. Ferber, F. Gahbauer, A. Jarmola, L. Kalvans, A. Papoyan, and D. Sarkisyan. Nonlinear magneto-optical resonances at  $D_1$  excitation of  $^{85}\text{Rb}$  and  $^{87}\text{Rb}$  in an extremely thin cell. *Physical Review A*, 81(3):033408, 2010.
- [P4] L. Kalvans, M. Auzinsh, R. Ferber, F. Gahbauer, A. Jarmola, A. Papoyan, and D. Sarkisyan. Modelling magneto-optical resonances in atomic rubidium at  $D_1$  excitation in extremely thin cells while maintaining a self-consistent set of theoretical parameters. In *Modern Optics and Photonics. Atoms and Structured Media*, pages 289–303. World Scientific Publishing Co., Singapore, 2010.
- [P5] Linards Kalvans. Saturation effects of dark magneto-optical resonances observed on the alkali  $D_1$  line. *Latvian Journal of Physical and Technical Sciences*, 47(2):38, 2010.

## Ziņojumi zinātniskās konferencēs

- [C1] M. Auzinsh, R. Ferber, F. Gahbauer, L. Kalvans, and A. Jarmola. Survey of Cs  $D_1$  hyperfine transitions in an external magnetic field. In *Laser Physics 2007*, Yerevan, Armenia, October 9 – 12, 2007.
- [C2] M. Auzinsh, R. Ferber, F. Gahbauer, A. Jarmola, and L. Kalvans. Bright and dark magneto-optical resonances in atomic cesium at  $D_1$  excitation. In *Functional materials and nanotechnologies*, Riga, Latvia, April 1 – 4, 2008.
- [C3] L. Kalvans, M. Auzinsh, R. Ferber, F. Gahbauer, and A. Jarmola. Bright and dark magneto-optical resonances in atomic cesium at  $D_1$  excitation. In *Advances in Atomic and Molecular Physics*, Ratnieki, Latvia, June 16 – 18, 2008.
- [C4] M. Auzinsh, R. Ferber, F. Gahbauer, L. Kalvans, and A. Jarmola. Magneto-optical resonances in atomic rubidium in extremely thin cells. In *Advances in Atomic and Molecular Physics*, Ratnieki, Latvia, June 16 – 18, 2008.
- [C5] L. Kalvans, M. Auzinsh, R. Ferber, F. Gahbauer, A. Jarmola, D. Sarkisyan, and A. Papoyan. Magneto-optical resonances in atomic rubidium at  $D_1$  excitation in ordinary and extremely thin cells. In *EGAS 40*, Graz, Austria, July 2 – 5, 2008.

- [C6] M. Auzinsh, R. Ferber, F. Gahbauer, A. Jarmola, and L. Kalvans. F-resolved bright and dark magneto-optical resonances at cesium D<sub>1</sub> line. In *EGAS 40*, Graz, Austria, July 2 – 5, 2008.
- [C7] M. Auzinsh, R. Ferber, F. Gahbauer, A. Jarmola, L. Kalvans, A. Papoyan, and D. Sarkisyan. Magneto-optical Resonances in Atomic Rubidium in Ordinary and Extremely Thin Cells. In *ICAP 9*, Storrs, Connecticut, USA, July 27 – August 1, 2008.
- [C8] M. Auzinsh, R. Ferber, F. Gahbauer, A. Jarmola, and L. Kalvans. F-Resolved Magneto-optical Resonances in Atomic Cesium at D<sub>1</sub> Excitation. In *ICAP 9*, Storrs, Connecticut, USA, July 27 – August 1, 2008.
- [C9] M. Auzinsh, R. Ferber, F. Gahbauer, A. Jarmola, and L. Kalvans. Magneto-optical resonances in Rubidium vapour in a nanoscale cell at D<sub>1</sub> excitation. In *Advanced Optical Materials and Devices 6*, Riga, Latvia, August 24 – 27, 2008.
- [C10] Linards Kalvans. Saturation effects in the contrast of dark magneto-optical resonances at alkali D<sub>1</sub> excitation. In *Developments in Optics and Communications 5*, Riga, Latvia, April 24 – 26, 2010.
- [C11] M. Auzinsh, R. Ferber, F. Gahbauer, A. Jarmola, L. Kalvans, A. Papoyan, and D. Sarkisyan. Non-linear magneto-optical resonances at D<sub>1</sub> excitation of atomic rubidium in ordinary and extremely thin vapor cells. In *EGAS 41*, Gdansk, Poland, 8 - 11 July 2009.
- [C12] L. Kalvans, M. Auzinsh, R. Ferber, F. Gahbauer, A. Jarmola, A. Papoyan, and D. Sarkisyan. Magneto-optical resonances in atomic rubidium at D<sub>1</sub> excitation in extremely thin cells. In *Modern Problems in Optics and Photonics*, Yerevan, Armenia, August 27 – September 2.
- [C13] L. Kalvans. Rb D1 līnijas ierosmes magneto-optiskās rezonanses īpaši plānas šūnās. In *Latvijas Universitātes 68. konference*, Riga, Latvia, February 5, 2010.

## Literatūras saraksts

- [1] Michael Faraday. Experimental Researches in Electricity. Nineteenth Series. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 136:1–20, 1846.
- [2] D. Budker, W. Gawlik, D. F. Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk, and A. Weis. Resonant nonlinear magneto-optical effects in atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 74(4):1153–1201, Nov 2002.
- [3] Robert W. Schmieder, Allen Lurio, W. Happer, and A. Khadjavi. Level-Crossing Measurement of Lifetime and hfs Constants of the  $^2P_{3/2}$  States of the Stable Alkali Atoms. *Phys. Rev. A*, 2(4):1216–1228, Oct 1970.
- [4] E. Arimondo. *Progress in Optics XXXV*. Elsevier Science, 1996.
- [5] Stephen E. Harris. Electromagnetically Induced Transparency. *Physics Today*, 50(7):36–42, 1997.

- [6] J. C. Lehmann and C. Cohen-Tannoudji. Pompage optique en champ magnetique faible. *Comptes Rendus de l'Académie des sciences*, 258:4463–4466, 1964.
- [7] M. Ducloy, M.P. Gorza, and B. Decomps. Higher-order nonlinear effects in a gas laser: Creation and detection of an hexadecapole moment in the neon 2p4 level. *Optics Communications*, 8(1):21 – 25, 1973.
- [8] J L Picque. Hanle effect in an atomic beam excited by a narrow-band laser. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, 11(3):L59, 1978.
- [9] Y. Dancheva, G. Alzetta, S. Cartaleva, M. Taslakov, and Ch. Andreeva. Coherent effects on the Zeeman sublevels of hyperfine states in optical pumping of Rb by monomode diode laser. *Optics Communications*, 178(1-3):103 – 110, 2000.
- [10] Claude Cohen-Tannoudji, Bernard Diu, and Frank Laloe (Author). *Quantum Mechanics, Vol. 2*. Wiley-Interscience, 1978.
- [11] Kaspars Blushs and Marcis Auzinsh. Validity of rate equations for Zeeman coherences for analysis of nonlinear interaction of atoms with broadband laser radiation. *Physical Review A*, 69(6):063806, 2004.
- [12] Janis Alnis, Kaspars Blushs, Marcis Auzinsh, Sharon Kennedy, Neil Shafer-Ray, and E R I Abraham. The Hanle effect and level crossing spectroscopy in Rb vapour under strong laser excitation. *Journal of Physics B*, 36:1161, 2003.
- [13] David Sarkisyan, Aram Papoyan, Tigran Varzhapetyan, Janis Alnis, Kaspars Blush, and Marcis Auzinsh. Sub-Doppler spectroscopy of Rb atoms in a sub-micron vapour cell in the presence of a magnetic field. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 6(3):S142, 2004.
- [14] D. G. Sarkisyan, A. V. Papoyan, T. S. Varzhapetyan, K. Blush, and M. Auzinsh. Zeeman effect on the hyperfine structure of the  $D_1$  line of a submicron layer of  $^{87}\text{Rb}$  vapor. *Optics and Spectroscopy*, 96(3):328, 2004.
- [15] D. Sarkisyan, A. Papoyan, T. Varzhapetyan, K. Blushs, and M. Auzinsh. Fluorescence of rubidium in a submicrometer vapor cell: spectral resolution of atomic transitions between Zeeman sublevels in a moderate magnetic field. *Journal of the Optical Society of America B*, 22(1):88, 2005.
- [16] A. Atvars, M. Auzinsh, E. A. Gazazyan, A. V. Papoyan, and S. V. Shmavonyan. Implementation of a double-scanning technique for studies of the Hanle effect in rubidium vapor. *The European Physical Journal D*, 44(3):411, 2007.
- [17] A. Sargsyan, G. Hakhumyan, A. Papoyan, D. Sarkisyan, A. Atvars, and M. Auzinsh. A novel approach to quantitative spectroscopy of atoms in a magnetic field and applications based on an atomic vapor cell with  $L=\lambda$ . *Applied Physics Letters*, 93(2):021119, 2008.
- [18] Janis Alnis and Marcis Auzinsh. Reverse dark resonance in Rb excited by a diode laser. *Journal of Physics B*, 34:3889, 2001.



- [19] Marcis Auzinsh, Kaspars Blushs, Ruvin Ferber, Florian Gahbauer, Andrey Jarmola, and Maris Tamanis. Electric-Field-Induced Symmetry Breaking of Angular Momentum Distribution in Atoms, Jul 2006.
- [20] M. Auzinsh, K. Blushs, R. Ferber, F. Gahbauer, A. Jarmola, and M. Tamanis. Electric field induced hyperfine level-crossings in (nD)Cs at two-step laser excitation: Experiment and theory. *Optics Communications*, 264:333, 2006.
- [21] M. Auzinsh, K. Bluss, R. Ferber, F. Gahbauer, A. Jarmola, M. Safronova, U. Safronova, and M. Tamanis. Level-crossing spectroscopy of the 7, 9, and  $10D_{5/2}$  states of  $^{133}\text{Cs}$  and validation of relativistic many-body calculations of the polarizabilities and hyperfine constants. *Physical Review A*, 75(2):022502, 2007.
- [22] M. Auzinsh, K. Blushs, R. Ferber, F. Gahbauer, A. Jarmola, and M. Tamanis. Level-crossing spectroscopy of the 7, 9, and 10D states of Cs in an external electric field. In *Proceedings of SPIE*, page 66040F, 2007.
- [23] C. Andreeva, A. Atvars, M. Auzinsh, K. Blush, S. Cartaleva, L. Petrov, and D. Slavov. Ground-state magneto-optical resonances in cesium vapor confined in an extremely thin cell. *Physical Review A*, 76(6):063804, 2007.
- [24] Stig Stenholm. *Foundations Of Laser Spectroscopy*. Dover Publications, Mineola, New York, 2005.
- [25] Marcis Auzinsh, Dmitry Budker, and Simon M. Rochester. *Optically polarized atoms: understanding light-atom interactions*. Oxford University Press, USA, 2010.
- [26] N. G. Van Kampen. Stochastic differential equations. *Physics Reports*, 24(3):171 – 228, 1976.
- [27] D. Sarkisyan, D. Bloch, A. Papoyan, and M. Ducloy. Sub-Doppler spectroscopy by sub-micron thin Cs vapour layer. *Optics Communications*, 200(1-6):201 – 208, 2001.
- [28] J.J. Olivero and R.L. Longbothum. Empirical fits to the Voigt line width: A brief review. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 17(2):233 – 236, 1977.
- [29] C. Andreeva, S. Cartaleva, Y. Dancheva, V. Biancalana, A. Burchianti, C. Marinelli, E. Mariotti, L. Moi, and K. Nasyrov. Coherent spectroscopy of degenerate two-level systems in Cs. *Physical Review A*, 66(1):012502, Jul 2002.
- [30] Arthur L. Schawlow. Nobel Lecture. In *nobelprize.org*, 1981.
- [31] Daniel Steck. Cesium D Line Data, August 2009.
- [32] Daniel Steck. Rubidium 85 D Line Data, August 2009.
- [33] Daniel Steck. Rubidium 87 D Line Data, August 2009.
- [34] G. Moruzzi and F. Strumia. *The Hanle effect and level-crossing spectroscopy*. Physics of atoms and molecules. Plenum Press, 1991.