



**LATVIJAS UNIVERSITĀTE**  
**FIZIKAS UN MATEMĀTIKAS FAKULTĀTE**

**Artūrs Mozers**

**Rb ATOMU MIJIEDARBĪBA AR**  
**LĀZERA STAROJUMU ĀRĒJĀ**  
**MAGNĒTISKĀ LAUKA KLĀTBŪTNĒ**

**Promocijas darbs**

**Doktora grāda iegūšanai fizikā**

**Apakšnozare: Lāzeru fizika un spektroskopija**

**Rīga, 2016**

Promocijas darbs izstrādāts Latvijas Universitātes Fizikas un Matemātikas fakultātes Lāzeru centrā laika posmā no 2010. līdz 2015. gadam.

Darbs daļēji izstrādāts ar Eiropas Sociālā fonda atbalstu projektā “Atbalsts doktora studijām Latvijas Universitātē”.



Darba forma: disertācija

Zinātniskais vadītājs: *Dr. habil. phys.*, prof. MĀRCIS AUZIŅŠ, Fizikas un Matemātikas fakultāte, Latvijas Universitāte

Darba recenzenti:

1. *Dr. phys.* Jānis Alnis, vadošā pētnieka p.i., Latvijas Universitātes Atomfizikas un spektroskopijas institūts (ASI), Latvija
2. *Dr. habil. phys.* Andris Ozols, profesors, Rīgas Tehniskā universitāte, Latvija
3. *PhD*, Aram V. Papoyan, Armēnijas Nacionālā zinātņu akadēmija, Armēnija

Darba aizstāvēšana notiks Latvijas Universitātes Fizikas zinātnes nozares promocijas padomes atklātā sēdē 2016. gada 12. janvārī, pulksten 15:00, LU Fizikas un matemātikas fakultātē, Zeļļu ielā 25, Rīgā, 233. auditorijā.

Ar darba kopsavilkumu var iepazīties Latvijas Universitātes Bibliotēkā (Raina bulvārī 19) un Latvijas Akadēmiskajā bibliotēkā (Rūpniecības ielā 10).

LU Fizikas specializētās promocijas padomes priekšsēdētājs:

prof. Ruvins Ferbers

## ANOTĀCIJA

Šajā darbā „Rb atomu mijiedarbības ar lāzera starojumu ārējā magnētiskā lauka klātbūtnē eksperimentāli pētījumi” ir pētīts rubīdija atomu  $D_2$  līnijas ierosinātā stāvokļa koherences ārēja magnētiskā lauka klātbūtnē. Izmantojot diožu lāzera starojumu, pētījumā īstenotas dažādas atomu ierosmes ģeometrijas, tiek novērota pilnā lāzera inducētā fluorescences un tās lineārās un cirkulārās polarizācijas komponentes. Šajā darbā iegūtie būtiskākie rezultāti ir: magnetooptisko rezonанsu signālu stipri ietekmē Doplera efekts, magnētiskā skenēšana un pāreju varbūtību izmaiņas magnētisko apakšlīmeņu sajaukšanās ārējā magnētiskā lauka ietekmē. Ja supersīkstruktūras sašķelšanās pie nulles magnētiskā lauka ir salīdzināma ar Doplera paplašinājumu, tad līmeņu krustošanās pīķu relatīvās amplitūdas ir jūtīgas pret lāzera ierosmes frekvenci.

IEVADS.....	5
1. ATOMU MIJIEDARBĪBA AR LĀZERA STAROJUMUMU ĀRĒJĀ MAGNĒTISKĀJĀ LAUKĀ.....	10
1.1. Koherenču veidošanās principi .....	10
1.2. Teorētiskā modeļa apraksts .....	22
1.3. Rubīdija pārejas.....	26
2. DAŽĀDU FIZIKĀLO EFEKTU IETEKME UZ PLATO STRUKTŪRU MAGNETOOPTISKO REZONANŠU SIGNĀLOS.....	31
2.1. Eksperimenta apraksts.....	31
2.2. Eksperimentālā iekārta .....	32
2.3. Rezultāti .....	36
3. MAGNETOOPTISKĀS REZONANSES NO NULLES ATŠĶIRĪGĀ MAGNĒTISKAJĀ LAUKĀ RB ATOMA IEROSINĀTAJĀ STĀVOKLĪ UN TO ATKARĪBA NO IEROSINOŠĀ STAROJUMA FREKVENCES.....	42
3.1. Magnētisko apakšlīmeņu krustošanās pie no nulles atšķirīga magnētiskā lauka eksperimenta apraksts .....	42
3.2. Eksperimentālā iekārta .....	43
3.3. Rezultāti .....	45
4. IZKĀRTOŠANAS PĀREJA ORIENTĀCIJĀ ATOMIEM AR SĪKSTRUKTŪRU ĀRĒJĀ MAGNĒTISKĀ LAUKĀ. RB PIEMĒRS. ....	52
4.1. Izkārtošanas pāreja orientācijā ārēja magnētiskā lauka klātbūtnē eksperimenta un teorijas apraksts.....	52
4.2. Eksperimentālā iekārta .....	54
4.3. Rezultāti .....	56
PROMOCIJAS DARBA GALVENIE REZULTĀTI .....	63
PATEICĪBAS .....	66
IZMANTOTĀS LITERATŪRAS SARAKSTS.....	67
PIELIKUMS .....	74



## IEVADS

Šis promocijas darbs turpina pētījumu ciklu, kas pēdējos desmit gados tiek aktīvi realizēts Latvijas Universitātes Lāzeru centrā. Darba pamatuzdevums bija izpētīt vairākas konkrētas izpausmes, kā ar lāzera starojumu radītās koherences starp leņķiskā momenta magnētiskajiem apakšlīmeņiem, ietekmē atomu fluorescenci.

Pētījumi tika veikti, ierosinot Rb atomus ar diožu lāzera starojumu. Ierosmes viļņa garums tika izvēlēts tā, lai tiktu ierosināta rezonanses pāreja  $D_2$  un koherences tiktu veidotas starp Rb atoma ierosinātā stāvokļa  $5^2P_{3/2}$  supersīkstruktūras līmeņu magnētiskajiem apakšlīmeņiem. Eksperimentos tika izmantoti abi Rb atoma izotopi  $^{85}\text{Rb}$  un  $^{87}\text{Rb}$ .

Atkarībā no pētāmās koherenču izpausmes, tika izmantotas dažādas ierosmes un novērošanas ģeometrijas. Lai mainītu apakšlīmeņu koherenču veidošanās apstākļus – koherences sagrautu, vai pastiprinātu – tika izmantots ārējais magnētiskais lauks.

Eksperimentāli tika novērota gan pilnā fluorescences intensitāte noteiktā virzienā, gan arī noteiktas tās polarizācijas komponentes – lineārā polarizācija un cirkulārā polarizācija.

Promocijas darbs pamatā ir eksperimentāls. Signālu teorētiskā modelēšana tiek izmantota tikai iegūto rezultātu analīzei.

Promocijas darbu var dalīt trīs daļās: (1) Rb atoma  $5^2P_{3/2}$  ierosinātā stāvokļa ietekmes pētīšana magnetooptisko rezonansu signālos, novērojot pilno LIF, pie magnētiskā lauka diapazona daži desmiti gaušu; (2) no nulles atšķirīgā magnētiskā lauka līmeņu krustošanās signālu pētīšana Rb  $5^2P_{3/2}$  ierosinātajā stāvoklī, novērojot lineāri polarizētās LIF komponentes; (3) izkārtošanās pārējas orientācijā efekta pētīšana Rb  $5^2P_{3/2}$  ierosinātajā stāvoklī, novērojot LIF cirkulāri polarizētās komponentes.

Fluorescences atkarības no pieliktā magnētiskā lauka pētījumi pagājušā gadsimta sākumā palīdzēja pilnveidot priekšstatu par vielas mijiedarbību ar gaismu. Līdz pat 20.gs. otrai pusei kvantu mehānikas matemātiskais apraksts tika uzlabots [1]. 21. gs. teorētiskajos modeļos tiek iekļauti aizvien vairāk efekti, kas nosaka rezultējošo signālu formas.

Pirmie eksperimentāli magnetooptiskās rezonanses novēroja Vuds [2] un nedaudz vēlāk arī Hanlē (1924.g.) [3], kurš arī sniedza pirmo skaidrojumu. Šī efekta pētījumi bija vieni no pirmajiem, kas ļāva noteikt dzīves laikus atoma ierosinātajā stāvoklī [4]. Nelineārā Zēmana efekta dēļ magnetooptiskās rezonanses var novērot arī pie no nulles atšķirīgām magnētiskā lauka vērtībām. Šīs rezonanses veidojas supersīkstruktūras leņķiskā momenta magnētiskajiem apakšlīmeņiem  $m_F$  krustojoties – pie konkrētas magnētiskā lauka vērtības to

enerģijas ir vienādas, līdz ar to tos var koherenti ierosināt. Līmeņu krustošanās metode ļāva noteikt atomu ierosinātā stāvokļa sīkstruktūras (SS) un supersīkstruktūras (SSS) konstantes, kā arī magnētiskos momentus [4].

Leņķiskā momenta telpiskās izkārtošanās pāreju orientācijā (IPO) var uzskatīt arī par sava veida līmeņu krustošanos signālu. Ja tradicionālajā līmeņu krustošanās metodē krustojas koherenti ierosināti magnētiskie apakšlīmeņi, kuru magnētiskais kvantu skaitlis atšķiras par  $2 - \Delta m_F = 2$ , tad IPO gadījumā krustojas koherenti ierosināti magnētiskie apakšlīmeņi ar kvantu skaitļu starpību  $\Delta m_F = 1$ . Visos iepriekšminētajos gadījumos magnētiskais lauks izmaina to kā atomāra vide mijiedarbojas ar gaismu. Līdz ar to parādās iespējams novēroto efektu pielietojums – magnētiskā lauka mērīšana. Uz atomu tvaiku šūnām balstītus magnetometrus radījušas vairākas zinātnieku grupas, skatīt [5] un tur minētās atsauces. Šī LIF atkarība no magnētiskā lauka pielietojumu ziņā darbojas abos virzienos – tā ne tikai ļauj mērīt magnētisko lauku, bet arī pie fiksēta magnētiskā lauka atomiem ir noteiktas īpašības, kā tie mijiedarbosies ar lāzera starojumu, tātad ārēju lauku ietekmē var mainīt atomāras vides optiskās īpašības. Uz šī pamata tiek pētīta elektromagnētiski inducētā caurspīdība [6], veidoti optiskie slēdži [7] un šaurjoslas gaismas filtri [8].

Magnetooptisko parādību teorētiskā apraksta modelis, kas attīstīts Latvijas Universitātes Lāzeru centrā, līdz šim pārbaudīts, kā efektīvs instruments dažādu magnetooptisko parādību aprakstīšanai [9]. Šajā promocijas darbā teorētiskais modelis tiek lietots, lai skaidrotu eksperimentāli iegūto signālu veidošanās īpatnības.

Šajā promocijas darbā tika izvirzīti sekojoši **uzdevumi**:

1. Izpētīt magnētisko apakšlīmeņu skanēšanas, Doplera efekta un magnētisko apakšlīmeņu sajaukšanās magnētiskā laukā ietekmi uz Rb atomu ierosinātā  $5^2P_{3/2}$  stāvokļa līmeņu krustošanās signāliem. Noteikt kādu lomu šajos signālos spēlē efekti, kas ir saistīti ar magnētisko apakšlīmeņu koherencēm un kādu nekoherentie efekti.
2. Izpētīt magnetooptiskās rezonances Rb  $5^2P_{3/2}$  atomu ierosinātajā stāvoklī, kas saistītas ar magnētisko apakšlīmeņu krustošanos no nulles atšķirīgā magnētiskā laukā. Noteikt šo rezonanšu atkarību no ierosinošā lāzera frekvences un intensitātes.
3. Izpētīt magnetooptiskās rezonances Rb atomu ierosinātajā  $5^2P_{3/2}$  stāvoklī, kas saistītas ar magnētisko apakšlīmeņu leņķiskā momenta izkārtošanās pāreju orientācijā ārējā magnētiskā laukā. Noteikt izkārtošanās pārejas orientācijā efekta lielumu ar lāzera ierosinātā fluorescencē intensīvas ierosmes gadījumā.

## Publikācijas

Šo uzdevumu izpildei tika veikti eksperimenti, kuru rezultāti ir atspoguļoti promocijas darbā iekļautajās publikācijās [P1-P3]:

- [P1] M. Auzinsh, A. Berzins, R. Ferber, F. Gahbauer, L. Kalvans, **A. Mozers**, and A. Spiss, *Dependence of the shapes of nonzero-field level-crossing signals in rubidium atoms on the laser frequency and power density*, PHYSICAL REVIEW A **87**, 033412 (2013)
- [P2] Marcis Auzinsh, Andris Berzins, Ruvins Ferber, Florian Gahbauer, Linards Kalvans and **Arturs Mozers**, *Coherent and incoherent processes responsible for various characteristics of nonlinear magneto-optical signals in rubidium atoms*, JOURNAL OF PHYSICS B: ATOMIC, MOLECULAR AND OPTICAL PHYSICS **46**, 185003 (2013)
- [P3] M. Auzinsh, A. Berzins, R. Ferber, F. Gahbauer, L. Kalvans, **A. Mozers**, and A. Spiss, *Alignment-to-orientation conversion in a magnetic field at nonlinear excitation of the  $D_2$  line of rubidium: Experiment and theory*, PHYSICAL REVIEW A **91**, 053418 (2015)

## Konferences

Iegūtie rezultāti tika prezentēti vairākās konferencēs, kas ir atspoguļots sekojošās konferenču tēzēs:

- [C1] M. Auzinsh, A. Berzins, R. Ferber, F. Gahbauer, L. Kalvans, **A. Mozers**, A. Spiss, Mutiska referāta prezentācija, *Level-crossing spectroscopy in atomic rubidium at nonzero magnetic field*, DOC2012 (Developments in optics and communications), Rīga, Latvija, 12. – 14. aprīlis, 2012. gads
- [C2] M. Auzinsh, A. Berzins, R. Ferber, F. Gahbauer, L. Kalvans, **A. Mozers**, A. Spiss, Stenda referāts, *Nonzero magnetic field level-crossing spectroscopy in atomic rubidium*, ICAP2012 (International Conference on Atomic Physics), Parīze, Francija, 23. – 27. jūlijs, 2012. gads
- [C3] M. Auzinsh, A. Berzins, R. Ferber, F. Gahbauer, L. Kalvans, **A. Mozers**, A. Spiss, Mutiska referāta prezentācija, *Experimental studies of angular-momentum orientation signals in atomic rubidium*, DOC2013 (Developments in optics and communications) Rīga, Latvija, 10. – 12. aprīlis, 2013. gads

- [C4] A. Spiss, M. Auzinsh, A. Berzins, R. Ferber, F. Gahbauer, L. Kalvans, **A. Mozers**, *Level-crossing resonances in an external magnetic field at Rb  $D_2$  excitation with Hanle geometry*, DOC2013 (Developments in optics and communications) Rīga, Latvija, 10. – 12. aprīlis, 2013. gads
- [C5] A. Spiss, M. Auzinsh, A. Berzins, R. Ferber, F. Gahbauer, L. Kalvans and **A. Mozers**, *Non-zero level crossing spectroscopy in external magnetic field at Rb  $D_2$  excitation*, ICOLS (21st International Conference on Laser Spectroscopy), Berklija, Kalifornija, ASV, 9. – 14. jūnijs 2013. gads
- [C6] M. Auzinsh, A. Berzins, R. Ferber, F. Gahbauer, L. Kalvans, **A. Mozers**, A. Spiss, Mutiska referāta prezentācija, *Level-crossing signals of  $\Delta m = 1$  coherences at rubidium  $D_2$  excitation*, 2nd TLL-COLIMA-FOTONIKA Joint Workshop on Manipulation of Light by Matter and Matter by Light, Viļņa, Lietuva, 1. – 5. septembris 2013. gads
- [C7] M. Auzinsh, A. Berzins, R. Ferber, F. Gahbauer, L. Kalvans, **A. Mozers**, A. Spiss, Stenda referāts, *Magnetic sublevel crossing signals of  $\Delta m = 1$  coherences in excited state of atomic Rubidium  $D_2$  transition*, DOC2014 (Developments in optics and communications) Rīga, Latvija 9. – 12. aprīlis, 2014. gads
- [C8] M. Auzinsh, A. Berzins, R. Ferber, F. Gahbauer, L. Kalvans, A. Mozers, and A. Spiss, *Alignment to orientation conversion of rubidium atoms under  $D_2$  excitation in an external magnetic field: experiment and theory*, 46th EGAS (Conference of the European Group on Atomic Systems), Lille, Francija, 1. – 4. jūlijs, 2014. gads
- [C9] M. Auzinsh, A. Berzins, R. Ferber, F. Gahbauer, L. Kalvans, **A. Mozers**, A. Spiss, Stenda referāts, *Experimental and theoretical studies of excited-state angular-momentum alignment and orientation signals in atomic rubidium in the presence of an external magnetic field*, APS (American Physical Society) March Meeting 2015 Sanantonio, Teksasa, ASV 2. – 6. marts, 2015. gads
- [C10] M. Auzinsh, A. Berzins, R. Ferber, F. Gahbauer, L. Kalvans, **A. Mozers**, A. Spiss, Stenda referāts, *Alignment-to-orientation conversion due to hyperfine Paschen-Back type angular momentum decoupling in atomic rubidium*, DOC2015 (Developments in optics and communications) Rīga, Latvija 8. – 10. aprīlis, 2015. gads

Vietējas konferences vai kongresi:

[C11] **A. Mozers**, Mutiska referāta prezentācija, *Līmeņu krustošanas rezonanses atomārā rubīdijā pie nenulles magnētiskā lauka*, Latvijas Universitātes 70. konferences sadaļā “Atomāro un nepārtrauktās vides tehnoloģisko fizikālo procesu modelēšana, matemātisko metožu pilnveide un kvalitatīvā izpēte”, Rīga, Latvija 1. – 15. februāris, 2012. gads

[C12] A. Špīss, M. Auziņš, A. Bērziņš, R. Ferbers, F. Gahbauers, L. Kalvāns, **A. Mozers**, Mutiska referāta prezentācija, *Līmeņu krustošanas signāli pie no nulles atšķirīga magnētiskā lauka rubīdija atomāro tvaiku šūnā  $D_2$  ierosmē*, Latvijas Universitātes 71. konferences sadaļā “Astrospektroskopija, atomu, molekulu un optiskā fizika”, Rīga, Latvija 31. janvāris, 2013. gads

[C13] **A. Mozers**, M. Auziņš, A. Bērziņš, R. Ferbers, F. Gahbauers, L. Kalvāns, A. Špīss, Mutiska referāta prezentācija, *Magnētisko apakšlīmeņu krustošanās eksperimentāli signāli Rb tvaiku šūnā*, Latvijas Universitātes 72. konferences sadaļa “Astrospektroskopija, atomu, molekulu un optiskā fizika”, Rīga, Latvija 30. janvāris, 2014. gads

[C14] **A. Mozers**, Mutiska referāta prezentācija, *Rb atomu mijiedarbības ar lāzera starojumu ārējā magnētiskā lauka klātbūtnē eksperimentāli pētījumi*, Latvijas Universitātes 73. konferences sadaļa “Astrospektroskopija, atomu, molekulu un optiskā fizika”, Rīga, Latvija 5. februāris, 2015. gads

Cits:

[C15] **A. Mozers**, Uzstāšanās doktorantūras skolas „Atomāro un nepārtrauktās vides fizikālo procesu pētīšanas, modelēšanas un matemātisko metožu pilnveidošanas skola” seminārā ar tēmu *Level-crossing spectroscopy in atomic rubidium at nonzero magnetic field*, Rīga, Latvija 12. oktobris, 2011. gads

[C16] **A. Mozers**, Uzstāšanās doktorantūras skolas „Atomāro un nepārtrauktās vides fizikālo procesu pētīšanas, modelēšanas un matemātisko metožu pilnveidošanas skola” seminārā ar tēmu *Alignment and orientation: Enhancement of resonance contrast*, Rīga, Latvija 7. novembris, 2012. gads

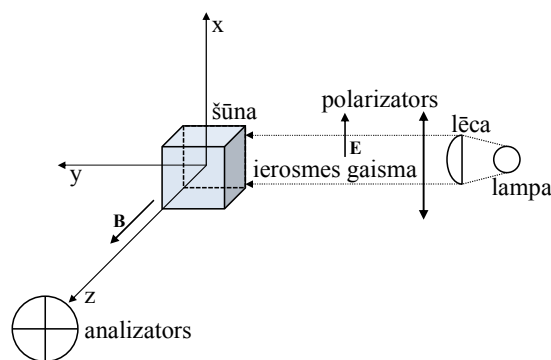
# 1. ATOMU MIJIEDARBĪBA AR LĀZERA STAROJUMUMU ĀRĒJĀ MAGNĒTISKĀJĀ LAUKĀ

## 1.1. Koherenču veidošanās principi

Pirmie atklātie efekti, kas saistīti ar vides mijiedarbību ar gaismu ārēja magnētiskā lauka klātbūtnē, ir Faradeja (*Faraday*) [10] 19.gs vidū un Foigta (*Voigt*) [11] 19.gs. beigās un 20.gs. sākumā veiktie eksperimentālie pētījumi, kuros tika novērota cauri vidi caurizgājušās gaismas polarizācijas plaknes rotācija magnētiskajā laukā, kas vērsts attiecīgi paralēli vai perpendikulāri gaismas izplatīšanās virzienam. Abus šos efektus tradicionāli novēro caurspīdīgās dielektriskās vidēs – cietās vielās un šķidrums. Turpmākajos gados šos efektus turpināja pētīt, mainot vidi ar ko mijiedarbojas gaisma, kas noveda pie jaunu efektu atklāšanas, piemēram, Makaluso-Korbino (*Macaluso-Corbino*) efekta [12], kad tiek novērota ļoti spēcīga gaismas polarizācijas plaknes pagriešana magnētiskajā laukā gāzēs to absorbcijas līniju tuvumā. Tāpat var novērot Kotona-Mutona (*Cotton-Mouton*) efektu [13], kad gaismas polarizācijas plakne tiek pagriezta cietai vielai atrodoties gaismas stara izplatīšanās virzienam perpendikulāri magnētiskajā laukā, u.c. efekti. Šo efektu atklāšana palīdzēja attīstīt modernās kvantu fizikas matemātisko aprakstu, mēģinot atrast labu skaidrojumu šo eksperimentu novērojumiem.

Ne tikai absorbcijas efekti, piemēram, gaismas polarizācijas plaknes rotācija ārējā magnētiskā laukā, aizrāva zinātnieku aprindas 20.gs. sākumā, bet arī ierosināto atomu fluorescences atkarība no pieliktā ārējā magnētiskā lauka. Šādus fluorescences pētījumus veica Roberts Vuds (*Wood*) [2] un Aleksandrs Elets (*Ellett*) [14], kuri novēroja, ka dzīvsudraba (Hg)  $6^1S_0 - 6^3P_1$  rezonanses pārējā atomu emitētās gaismas (2536.5 Å) polarizācijas pakāpe ir stipri atkarīga no pieliktā ārējā magnētiskā lauka. Pie nulles lauka tika novērota gandrīz 100% polarizēta gaisma, bet jau 2 G lielā magnētiskā laukā polarizācijas pakāpe bija tuvu 0%. Šis efekts tika nosaukts par Hanlē efektu par godu vācu fiziķim Vilhelmam Hanlē (*W. Hanle*) [3], kurš nedaudz vēlāk 1924.g. pētīja šo pašu parādību un sniedza tai klasiskās fizikas priekšstatos balstītu skaidrojumu. Hanlē efekta novērošanai vienkāršākā eksperimentālā iekārta parādīta attēlā 1. Eksperimenta centrā ir dzīvsudraba tvaiku šūna, kura tiek ierosināta ar 253.7 nm rezonanses gaismu, kas izplatās  $y$ -ass virzienā. Savukārt  $z$ -ass virzienā tiek novērota emitētā rezonanses fluorescences. Eksperimentā var novērot, ka rezonanses fluorescences gaisma pati par sevi ir gandrīz pilnībā lineāri polarizēta gar  $x$ -asi, ja ierosinošā gaisma ir lineāri polarizēta gar  $x$ -asi un ja nav nekāda ārējā magnētiskā

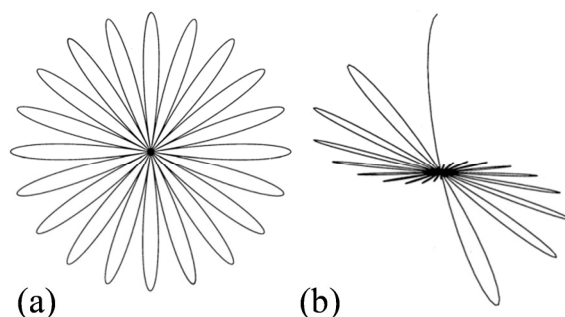
lauka. Taču ar nelielu magnētisko lauku, kura virziens paralēls  $z$ -asij, jau ir pietiekoši, lai



Attēls 1. Hanlē efekta detektēšanas eksperimentālā iekārta.

būtiski iespaidotu fluorescences polarizācijas pakāpi. Polarizācijas pakāpi definē kā  $P = (I_x - I_y)/(I_x + I_y)$ , kur  $I_x$  un  $I_y$  ir  $x$ -ass un  $y$ -ass virzienā lineāri polarizēto komponentu intensitātes. Efektu var jau skaidri novērot pie magnētiskā lauka vērtībām mazākām par  $10^{-4}$  T (1G).

Hanlē interpretēja savus novērojumus kā ar ierosinošo gaismu gāzē inducēto dipola momentu precesiju ārējā magnētiskā laukā. Kā klasisku modeli, lai aprakstītu Hg atomu, Hanlē izmantoja kvazi-elastīgi saistītu elektronu. Gar  $x$ -asi lineāri polarizēto rezonances



Attēls 2. Nerimstoša (a) un rimstoša (b) lādēta oscilatora precesijas kustība magnētiskā laukā [15].

gaismā, nonākot šūnā, ierosina elektrona svārstības  $x$ -ass virzienā.  $z$ -ass virzienā emitētās rezonances fluorescences polarizācijas pakāpe ir atkarīga no elektrona kustības  $xy$ -plaknē. Ja šūna neatrodas ārējā laukā, elektrons veic rimstošas svārstības  $x$ -ass virzienā, kā rezultātā tiek emitēta lineāri gar  $x$ -asi polarizēta gaisma. Ja eksperimentu atkārto pie no nulles atšķirīga magnētiskā lauka, tad eksperimenta rezultātu Hanlē interpretācija ir šāda – vispirms elektrona svārstības tiek sadalītas divās savstarpēji pretēji rotējošās cirkulārās kustībās, kur katra kalpo par avotu cirkulāri polarizētam vilnim. Tālāk, ja tiek pielikts viendabīgs statisks magnētiskais lauks paralēli  $z$ -asij, tad normālā Zēmana efekta dēļ katra no kustības cirkulāri polarizētajām

komponentēm norisināsies ar nedaudz citu frekvenci. Ja elektrona svārstību rimšana ir pietiekoši ātra, tad notiek neliela polarizācijas plaknes rotācija un tiek novērota nedaudz depolarizēta gaisma. Ir iespējami dažādi gadījumi, tad divi marginālie, lineāri polarizēta fluorescence, kas atbilst oscilatora rimšanai, kas ir daudz ātrāka, kā precesija ap  $z$ -asi (att. 2(b)), kā arī pilnīgi depolarizēta gaisma, kas atbilst precesijas kustībai, kas ir daudz ātrāka par rimšanu (att. 2(a)). Šīs (Larmora) precesijas ātrums ir atkarīgs no pieliktā magnētiskā lauka un svārstību rimšana ir saistīta ar elektrona dzīves laiku  $\tau$ . Larmora frekvenci var atrast kā [16]:

$$\omega_L = g \frac{e}{2m_0} B, \quad (1)$$

kur  $e$  ir elektrona lādiņš,  $m_0$  tā masa, bet bezdimensionāls lielums  $g$ , kas raksturo atoma magnētiskā momenta attiecību pret tā leņķisko momentu ir Landē faktors. Ar  $B$  ir apzīmēts ārējā magnētiskā lauka lielums.

Vājš magnētiskais lauks rada šo dipolu lēnu Larmora precesiju, un dipoli nespēj mainīt savu orientāciju pirms tie spontāni sabrūk. Tāpēc emitētā fluorescence saglabā ierosinātās gaismas polarizācijas plaknes virzienu. Turpretī, spēcīgā magnētiskā laukā dipolu ātrā precesija rada strauju dipola orientācijas vidējošanu  $xy$ -plaknē, t.i. tiek panākta efektīva emitētās gaismas depolarizācija. Polarizācijas pakāpe ir atkarīga no inducēto dipolu spontānās sabrukšanas ātruma un Larmora precesijas ātruma attiecības. Tādejādi, mērot polarizācijas pakāpes  $P$  atkarību no magnētiskā lauka  $B$ , ir iespējams noteikt ierosinātā stāvokļa dzīves laiku  $\tau$  un Landē faktora  $g$  reizinājumu, ja nav zināma  $g$  vērtība, vai arī, ja  $g$  vērtība ir zināma, tad ir iespējams noteikt ierosinātā stāvokļa dzīves laiku  $\tau$ , pēc sakarības [15,17]:

$$P = \frac{I_x - I_y}{I_x + I_y} = \frac{1}{1 + \left(\frac{gJ\tau}{m_0c}\right)^2 B^2} \quad (2)$$

Tipiska atomu fluorescences polarizācijas pakāpes atkarība no magnētiskā lauka ir redzama 3. attēlā. Mērot šīs atkarības platumu  $\Delta B$  līmenī, kad polarizācijas pakāpe ir samazinājusies 2 reizes, ir iespējams noteikt atoma ierosinātā stāvokļa dzīves laiku  $\tau$ :

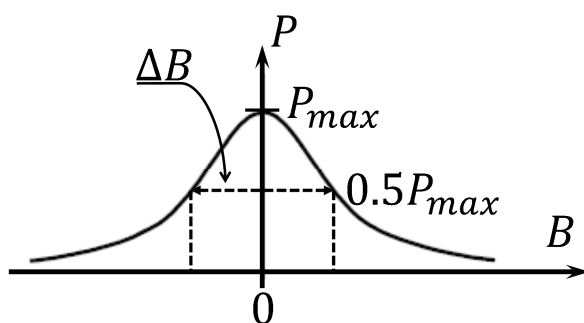
$$\tau = 2m_0/eg_J\Delta B \quad (3)$$

Laikā, kad Hanlē publicēja savu rakstu žurnālā *Zeitschrift für Physik*, eksperimenta interpretācija ar kvantu mehānikas aprakstu sagādāja būtiskas grūtības un, tā tad, arī izaicinājumu. Šāda Hanlē efekta klasiska Lorenca (*Lorentz*) oscilatora interpretācija ir tālu no apmierinošas tāpēc, ka tā nespēj izskaidrot, piemēram, kāpēc Hanlē efektu var novērot atomiem ar vienu elektronu virs noslēgtām čaulām  $D_2$  līnijai, bet  $D_1$  līnijai nenovēro. Šīs un



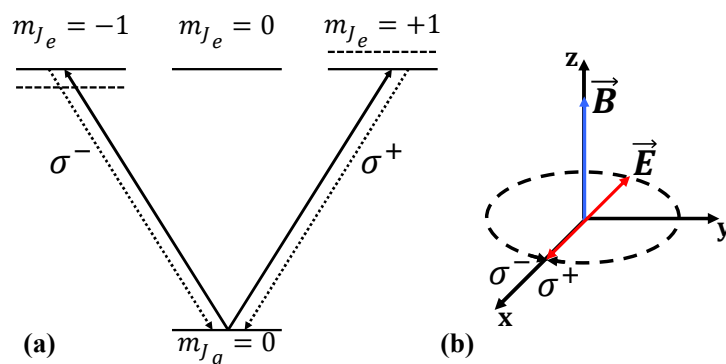
citās grūtības iedvesmoja daudzu izcilus teorētiķus analizēt Hanlē eksperimentu. Bors (*Bohr*) [1] sprieda par kvantu stāvokļa deģenerāciju, un Heizenbergs (*Heisenberg*) [18] formulēja nenoteiktības sakarības kvantu fizikā, kas ļauj paredzēt gan intensitāti, gan polarizācijas pakāpi, ko izstaro pārejās no deģenerētas uz nedeģenerētu kvantu sistēmu. Citus svarīgus ieguldījumus deva Openhaimers (*Oppenheimer*) [19], Veiskopfs (*Weisskopf*) [20], Korfs un Breits (*Korff, Breit*) [21].

Mūsdienās magnetooptisko efektu aprakstam izmanto kvantu mehānikas formālismu. Gadījumos, kad atomus raksturo tīri stāvokļi un tos var aprakstīt ar viļņu funkciju visērtāk ir aprakstam lietot Šrēdingera vienādojumu. Tīru stāvokļu gadījumā izmanto no laika atkarīgo viļņu funkciju  $\psi(t)$ , lai raksturotu no laika atkarīgo varbūtību atrast atomu noteiktā stāvoklī – enerģētisko līmeņu apdzīvotību. Tādā gadījumā kvantu mehāniskais koherentu stāvokļu skaidrojums ir šāds. Ja atoms, absorbējot  $z$ -asij perpendikulāri lineāri polarizētu gaismas fonu, tas no pamatstāvokļa magnētiskā apakšlīmeņa  $m = 0$  tiek koherenti ierosināts uz ierosinātā stāvokļa magnētiskajiem apakšlīmeņiem  $m = +1$  un  $m = -1$  stāvokļos, tad laika attīstība šo magnētisko apakšlīmeņu viļņu funkcijām ir ar konstantu fāzes starpību un līdz ar to tie ir koherenti ierosināti. Pieliekot ārēju magnētisko lauku Zēmana efekta rezultātā katrs no šiem enerģētiskajiem Zēmana apakšlīmeņiem iegūst atšķirīgas papildus enerģijas, līdz ar to katru apakšlīmeni raksturojošā viļņa funkcija attīstās atšķirīgi un fāzu starpība starp šīm viļņu funkcijām vairs nav konstanta un koherence starp šiem apakšlīmeņiem tiek izjaukta. Ja atoms ir koherenti ierosināts  $m = +1$  un  $m = -1$  magnētiskajos apakšlīmeņos, tad tas sabrūkot emitēs lineāri polarizētu fonu, savukārt pieliekot magnētisko lauku  $B$  koherence tiek iznīcināta, un elektrons sabrūkot uz pamatstāvokli emitēs gaismu, kam polarizācijas plakne vairs nav stingri noteikta – depolarizētu fonu [15,22].



Attēls 3. Fluorescences polarizācijas pakāpes  $P$  atkarība no pieliktā ārējā magnētiskā lauka  $B$  [15].

Apskatīsim konkrētu piemēru – Hanlē efektu dzīvsudraba atomā. Šis piemērs raksturo pirmos Hanlē efekta novērojumus 1924. gadā [3]. Attēlā 4 ir parādīta magnētisko apakšlīmeņu shēma Hg  $6^1S_0 — 6^3P_1$  pārejai, kur pamatstāvoklī pilnais atomārais leņķiskais moments  $J_g = 0$  un ierosinātā stāvoklī  $J_e = 1$  ar atbilstošajiem magnētiskajiem apakšlīmeņiem  $m_{J_e} = -1, 0, +1$ .



Attēls 4. (a) Pārejas starp magnētiskajiem apakšlīmeņiem, absorbējot lineāri polarizētu gaismu. Ja magnētiskais lauks  $B = 0$ , tad ierosinātā stāvokļa magnētisko apakšlīmeņu enerģijas ir savstarpēji vienādas. (b) Ierosmes ģeometrija – magnētiskais lauks  $\mathbf{B}$  ir vērsts paralēli  $z$  asij un ierosinošā optiskā lauka  $\mathbf{E}$  vektors ir vērsts perpendikulāri  $\mathbf{B}$ . Lineāri polarizēto gaismu (sarkanā bultiņa) var sadalīt divās pretēji cirkulāri polarizētās gaismas komponentēs  $x, y$  plaknē.

Lineāri polarizētā gaisma, kuras  $\mathbf{E}$  vektors ir perpendikulārs kvantēšanās asij  $z$  (att. 4 (b)), ierosina pārejas starp pamatstāvokļa  $m_{J_g} = 0$  un ierosinātā stāvokļa  $m_{J_e} = \pm 1$  magnētiskajiem apakšlīmeņiem. Attiecīgi elektroniem spontāni atgriežoties pamatstāvoklī tiek emitēta  $\sigma^+$  un  $\sigma^-$  cirkulāri polarizēta gaisma. Kad magnētiskais lauks  $B = 0$  un ierosinātā stāvokļa magnētiskie apakšlīmeņi ir deģenerēti, tad  $\sigma^+$  un  $\sigma^-$  komponentšu relatīvās fāzes ir konstantas un emitētajai gaismai piemīt augsta polarizācijas pakāpe (att. 3.).

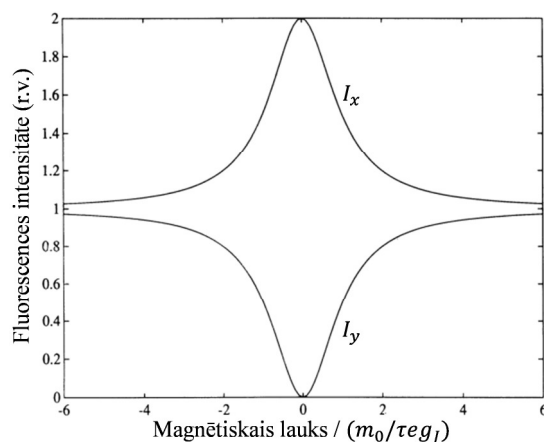
Savukārt, kad magnētiskais lauks ir atšķirīgs no nulles  $B \neq 0$ , magnētiskie apakšlīmeņi  $m_{J_e} = \pm 1$  tiek savstarpēji enerģētiski nobīdīti un  $\sigma^\pm$  komponentes iegūst no magnētiskā lauka  $B$  vērtības atkarīgu fāzes starpību, kura izmaina kopējo emitētās gaismas polarizāciju un polarizācijas pakāpe  $P$  tiek samazināta.  $P(B)$  signāla platumam ir apgriezti proporcionāls ierosinātā stāvokļa Landē faktora  $g$  un dzīves laika  $\tau$  reizinājumam  $\tau g$ .

Hanlē efekta kvalitatīvam skaidrojumam var izmantot arī Heizenberga nenoteiktības sakarības. Ja atoma ierosinātā stāvokļa dzīves laiks ir  $\tau$ , tad saskaņā ar Heizenberga nenoteiktības sakarībām tā enerģijai piemīt nenoteiktība  $\Delta E$ , kuru var atrast kā [16]:

$$\Delta E \cdot \tau \geq \hbar/2. \quad (4)$$

Šo nenoteiktību var interpretēt kā enerģētisko līmeņu „platumu”.

Aprakstītajā eksperimentā, dzīvsudraba atomi tiek ierosināti ar lineāri gar  $x$ -asi polarizētu gaismu koherentā superpozīcijā Hamiltoniāna divos īpašstāvokļos ar magnētisko kvantu skaitli  $m = +1$  un  $m = -1$ . Ja enerģijas starpība starp šiem līmeņiem ir mazāka kā  $\hbar/2\tau$ , t.i., ja to enerģijas pārklājas to dabisko līniju platumu ietvaros, tad emitētajā



Attēls 5.  $I_x$  un  $I_y$  lineāri polarizēto komponentu atkarība no magnētiskā lauka [15].

fluorescences starojumā varēs novērot koherences efektus. Līmeņi nav pilnībā atšķirami. Magnētisko lauku palielinot, attālums starp līmeņiem pārsniedz to dabisko platumu, tie kļūst atšķirami kvantu mehāniskā nozīmē. Rezultātā koherence starp tiem magnētiskā lauka ietekmē tiek sagrauta. Ja magnētiskais lauks tiek pakāpeniski mainīts no negatīvas vērtības caur nulli līdz pozitīvai vērtībai, tad tiks novērotas  $I_x$  un  $I_y$  atkarībā no magnētiskā lauka, ko raksturo Lorenca funkcijas (att. 5).

$$I_{x,y} = \frac{I_0}{2} \left( 1 \pm \frac{1}{1 + 4g^2\mu_B^2\tau^2 B^2} \right) \quad (5)$$

Kur  $I_0$  raksturo gaismas intensitāti, kad ārējais magnētiskais lauks ir izslēgts. Iekavās plus zīme atbilst koherentās gaismas komponentei, kas ir polarizēta paralēli ierosinošās gaismas polarizācijai (gar  $x$ -asi) un mīnus zīme, kad novērotā gaisma ir polarizēta perpendikulāri ierosmei (gar  $y$ -asi). Šajā formulā ar  $\mu_B$  ir apzīmēts Bora magnetons.  $\mu_B = \frac{e}{2m_0}$ , kas ir magnētiskā dipola momenta vienība (kvants) kvantu fizikā.

Hanlē efekts var tikt uzskatīts par vispārēju piemēru kvantu interferencei. Pie bāzes izvēles ar kvantēšanās asi gar magnētiskā lauka virzienu, ierosinošās gaismas divas cirkulārās komponentes koherenti ierosina atšķirīgus Zēmana apakšlīmeņus. Zēmana sašķelšanās dēļ gaisma, kura spontāni emitēta no dažādiem apakšlīmeņiem, iegūst dažādas fāzes nobīdes, kas noved pie emitētās gaismas polarizācijas interferences efektu atkarības no magnētiskā lauka. Gadījumā, ja ierosinošā gaisma nav laikā nepārtraukta, kā Hanlē efekta gadījumā, bet ir īss (salīdzinot ar stāvokļa dzīves laiku) impulss, fluorescencei pēc ierosmes impulsa var novērot harmoniskas oscilācijas. Šajā gadījumā fluorescences intensitātes un polarizācijas atkarība no laika tiek saukta par kvantu sitieniem [17,23,24].

Hanlē metode tika attiecināta arī uz deģenerāciju veidošanos pie  $B \neq 0$ , kas ir *līmeņu krustošanās spektroskopijas* pamats [25]. Līmeņu krustošanās spektroskopija ir plaši izmantota, lai noteiktu sīkstruktūras (SS) un supersīkstruktūras (SSS) intervālus, dzīves laikus, g-faktorus un atomāro līmeņu elektriskās polarizējamības [15,17]. Līmeņu krustošanās priekšrocība ir tā, ka spektrālā izšķirtspēja nav Doplera paplašinājuma ierobežota tāpēc, ka tā mēra frekvenču starpību starp divām optiskām pārejām vienam atomam.

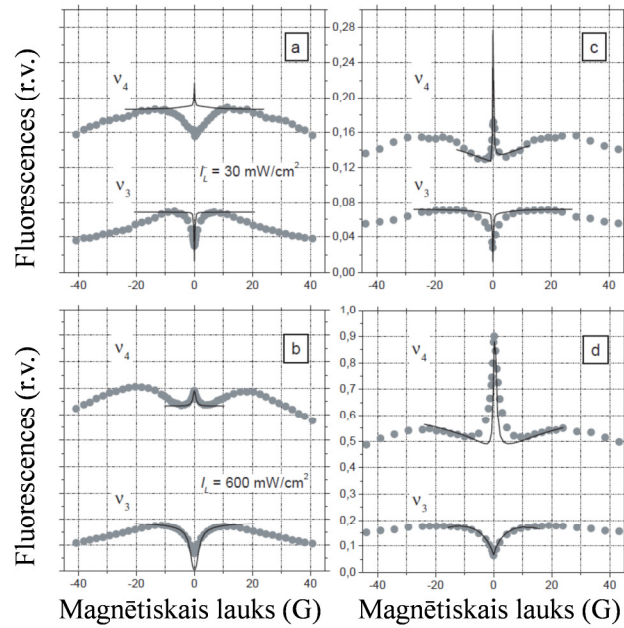
Eksperimentiem attīstoties, magnetooptiskās koherences parādības tika pētītas pie intensīvas ierosinošās gaismas intensitātes [26–28]. Intensīva starojuma gadījumā signāli kļūst nelineāri, jo parādās optiskās pumpēšanas efekti, ko raksturo ar piesātināšanās parametru, kā arī citi efekti. Nelineārie efekti, kas saistīti ar absorbcijas pārejas piesātināšanos, var tikt novēroti pat izmantojot lampas kā gaismas avotus, ja vien gaismas intensitāte ir pietiekoši liela. Pie šādas ierosmes optiskā pumpēšana izpaužas, kā vairāku atsevišķu optiskās pumpēšanas ciklu summārs rezultāts, t.i., absorbcijas un spontānās emisijas sekvences, tām norisinoties ar laika mērogu, kas ir īsāks, kā pamatstāvokļa relaksācijas ātrums, bet ilgāku par ierosinātā stāvokļa dzīves laiku. Šmieders (*Schmieder*) [26] šādā veidā pētīja līmeņu krustošanās rezonanses Rb un Cs tvaikos. Pie spēcīgas intensitātes ierosmes parādās ļoti šauras rezonanses magnētiskā lauka  $B = 0$  tuvumā. Šo efektu skaidroja ar pamatstāvokļa Hanlē signāla parādīšanos ierosinātā stāvokļa fluorescencē, ierosinātā un pamatstāvokļa savstarpēji nelineārās saistīšanās dēļ. Kā tradicionālā Hanlē eksperimentā arī šīs šaurās rezonanses platums ir atkarīgs no atomārā stāvokļa relaksācijas laika un tā Landē faktora. Taču pretēji oriģinālajam Hanlē efektam, šīs rezonanses platumu nosaka nevis ierosinātā stāvokļa relaksācija un magnētiskais moments, bet gan relaksācijas ātrums – magnētiskais moments pamatstāvoklim. Atoma pamatstāvoklī tā relaksācijas ātrumu nosaka atomu sadursmes un termiskā kustība caur ierosinošās gaismas staru. Šī relaksācija parasti ir relatīvi lēna salīdzinot ar atomiem ierosinātā stāvoklī, kur dominējošais relaksācijas

mehānisms ir spontānā sabrukšana. Tādēļ atomiem pamatstāvoklī šauru rezonanšu raksturīgais platums, ko Duponts-Roks (*Dupont-Roc*) [27] novēroja Rb atomos, ir ar kārtu 1  $\mu\text{G}$ . Šādas rezonanses novēroja, pētot pamatstāvokļa Hanlē efektu. Pamatstāvokļa Hanlē efekta pētījumi atrada pielietojumi ultra-jūtīgas magnetometrijas attīstībā Kohena-Tanudži (*Cohen-Tannoudji*) [28], Duponta-Roka un citu darbos.

1960-ajos gados izgudrotā lāzera iekārta pavēra jaunu pētījumu „lapu”. Ap 1970. gadu sākumu parādījās lāzeri ar maināmu starojuma frekvenci, kas ir ideāla ierīce optiskās pumpēšanas un optisko koherenču radīšanai atomu pamatstāvoklī. Kā viens no pirmajiem nelineāro magnetooptisko efektu pētniekiem jāmin Gavliks (*Gawlik*) [29], kurš izmantoja lāzerus, lai pētītu nelineāro Faradeja efektu un citus efektus sārnu metālu atomu tvaikos.

Šajos pētījumos arī tika novērotas šauras rezonanses, kas bija šaurākas par ierosinātā stāvokļa dabīgo līnijas platumu, tā tad saistītas ar pamatstāvokļa koherencēm, kuru efektīvo relaksācijas ātrumu nosaka galīgais atomu caurlidošanas laiks caur gaismas staru. Signālu amplitūda arī ir spēcīgi atkarīga no ierosinošās gaismas intensitātes. Lielāka ierosinošās gaismas intensitāte veidoja lielākas amplitūdas signālus, bet vienlaicīgi liela gaismas intensitāte strauji signālu paplašināja. Kā vēl viens faktors, kas ietekmē signālus, ir jāmin bufergāze – tā palielina dzīves laiku pamatstāvoklī, palēninot atomu termisko kustību caur ierosinošās gaismas staru, neļaujot atomiem relaksēt.

Pamatstāvokļa koherences pie nelineāras ierosmes ir plaši pētītas dažādās atomārās un molekulārās kvantu sistēmās. Teorētiskais modelis [9], kas ir attīstīts Latvijas Universitātes Lāzeru Centrā apraksta šaurās pamatstāvokļa rezonanses līdz eksperimentālai precizitātei. Ierosinātajam stāvoklim ir pievērsta mazāka uzmanība un signālu sakrītība reģionā, kas ir nedaudz plašāks par šaurajām pamatstāvokļa rezonansēm, ne vienmēr ir ideāla (att. 6.). Taču nu jau teorētiskais modelis ir attīstīts līdz pakāpei, kur tajā ir ietverti dažādi papildus efekti, kā, piemēram, nelineārais Zēmana efekts, magnētisko apakšlīmeņu viļņu funkciju sajaukšanās magnētiskajā laukā un Doplera efekts. Līdz ar to tam vajadzētu nu jau būt spējīgam aprakstīt eksperimentāli novērojamos signālus arī plašākā magnētiskā lauka diapazonā, kā tikai daži gausi. Tāpēc šajā promocijas darbā tiek izvirzīts darba uzdevums uzņemt magnetooptisko rezonanšu eksperimentālos signālus pie paplašināta magnētiskā lauka diapazona, ierosinot sārnu metālu atomus (Sīkāk par pētījumos izvēlēto atomāro struktūru 1.3. nodaļā) uz otro ierosināto stāvokli ( $D_2$ ) un analizēt ierosinātā stāvokļa lomu novērotajos signālos, izmantojot pilnveidoto teorētisko signālu apraksta modeli.



Attēls 6. Kopējās fluorescences izmaiņas atkarībā no magnētiskā lauka pie lineāri (a, b) un cirkulāri (c, d) polarizētas lāzera ierosmes. Lāzera intensitātes: (a) un (c)  $30 \text{ mW/cm}^2$ , (b) un (d)  $600 \text{ mW/cm}^2$  [30].

Līdz šim koherento efektu izklāstā esam apskatījuši tikai un vienīgi lineāro Zēmana efektu, kur magnētisko apakšlīmeņu papildus iegūtā enerģija ir lineāri atkarīga no pieliktā ārējā magnētiskā lauka stipruma. Lineāra Zēmana šķelšanās notiek, ja iegūtā papildus enerģija  $\Delta E$  ir daudz mazāka salīdzinot ar to cik enerģētiski tālu viens no otra atrodas supersīkstruktūras līmeņi. Ja  $\Delta E$  kļūst salīdzināma ar supersīkstruktūras sašķelšanos vai arī tie sākotnēji jau ir tuvu viens otram, tad novēro nelineāro Zēmana efektu. Nelineārajā Zēmana efektā magnētisko līmeņu iegūtā papildus enerģija attiecīgi ir nelineāri atkarīga no pieliktā magnētiskā lauka. Tieši sārņu metālos bieži novēro nelineāro Zēmana efektu atoma ierosinātājā stāvoklī pie  $D_2$  ierosmes (Sīkāk par nelineāro Zēmana efektu Rb  $D_2$  pārejai 1.3. nodaļā). Nelineārais Zēmana efekts noved pie atsevišķu magnētisko apakšlīmeņu krustošanās (deģenerācijas) pie noteiktām magnētiskā lauka vērtībām – kāda enerģētiski augstāka SSS līmeņa magnētiskais apakšlīmenis, kura enerģija samazinās palielinot ārējo magnētisko lauku var krustoties ar magnētisko apakšlīmeni, kura enerģija pieaug, palielinot magnētisko lauku, bet sākotnēji tas ir bijis kāda no zemāk esoša supersīkstruktūras līmeņa Zēmana komponentēm. Šādu parādību dēvē par ne nulles lauka līmeņu krustošanos. Savukārt, ja ierosinošā gaisma ir lineāri polarizēta un šo apakšlīmeņu kvantu skaitļa  $m$  vērtība atšķiras par  $\Delta m = \pm 2$  un tie magnētiskajā laukā ir deģenerēti, tad tos var atkal koherenti ierosināt ar lineāri polarizētu gaismu. Šādi ierosina un novēro tā sauktās  $\Delta m = \pm 2$  koherences. Bet šādas

koherences veidojas tikai un vienīgi pie noteiktām magnētiskā lauka vērtībām, kuras var novērot kā fluorescences vai absorbcijas intensitātes izmaiņu, kuru Doplera efekts nepaslēpj – šādā veidā iegūtus signālus dažreiz sauc par zem-Doplera spektroskopiju.

Līmeņu krustošanās teoriju pirmais sniedza Breits [31], bet pirmie eksperimentālie mērījumi parādījās 1959. gadā Kolegrovam (*Colegrove*) *et al.* [25] pētot hēlija sīkstruktūras šķelšanos starp  $2^3P_1$  un  $2^3P_2$  līmeņiem. Vēlāk Frankens (*Franken*) [32] arī sniedza šim eksperimentam teorētisku skaidrojumu. Šāda Hanlē efekta „atvasinājuma” pie nenulles lauka jeb līmeņu krustošanās metode ļāva noteikt sīkstruktūras un supersīkstruktūras konstantes atomos.

Izstarotā gaisma var tikt interpretēta, kā divu locekļu summa: nekoherentā daļa, kura nav atkarīga no tā vai līmeņi krustojas vai nē, t.i. vai divi apakšlīmeņi ir deģenerēti vai nav, un otra – koherentā daļa, rezonanses daļa, kas parādās tikai, kad divi līmeņi krustojas. Vairākas eksperimentālās metodes tika izmantotas, lai pilnveidotu signāla-trokšņa attiecību un, tāpat, arī precizitāti ar kādu nosaka līmeņu krustpunktu. Metodes pamatā ir pieliktā magnētiskā lauka modulācija un fluorescences vai absorbcijas signāla atvasinājuma novērošana. Šādu metodi izmantoja Buka (*Bucka*) [33], Šonbērnērs (*Schönberner*) un Cimmermans (*Zimmerman*) [34], Svanbergs (*Svanberg*) un Ridbergs (*Rydberg*) [35], Islers (*Isler*) *et al.* [36]. Ierosinotās gaismas polarizācijas modulāciju un fluorescences diferencēto novērošanu modulācijas frekvencē izmantoja Violino (*Violino*) [37], lai atbrīvotos no nekoherentā signāla. Nātrija  $3^2P_{3/2}$  stāvokļu fluorescences atkarību no laika un magnētiskā lauka pētīja Dīčs (*J.S. Deech*), Hannafords (*P. Hannaford*) un Series (*G.W. Series*) [38]. Šādi eksperimenti ļāva izšķirt tuvu esošus līmeņu krustpunktus. Arī Latvijas Universitātes Lāzeru centra ir veikti līdzīgi pētījumi  $\Delta m = \pm 2$  koherenču fluorescences novērošanā pie ne nulles magnētiskā lauka [39]. Šo eksperimentu analīzē tika veikta, izmantojot vājas ierosmes lineāras absorbcijas tuvinājumu. Tāpēc šajā promocijas darbā tika izvirzīts otrais darba uzdevums – pētīt līmeņu krustošanās signālus pie ne nulles lauka rubīdija atomu tvaikos izmantojot intensīvu lāzera ierosmi nelineāras absorbcijas režīmā; Eksperimentā reģistrēt abas lineāri polarizētās komponentes, nevis tikai to starpību; Veikt iegūto signālu detalizētu analīzi, izmantojot Latvijas Universitātes Lāzeru centrā izveidotu signālu teorētiskā apraksta modeli.

Iepriekš minēto nelineāro magnetooptisko efektu veidošanās cēlonis bija Larmora precesija ar gaismu ierosinātos atomu stāvokļos. Taču spēcīgā magnētiskajā laukā, kad būtisku lomu sāk spēlēt nelineārais Zēmana efekts pie netradicionālām ierosmes ģeometrijām,

kad lineāri polarizētās gaismas  $E$  vektors nav perpendikulārs ārējam magnētiskajam laukam, parādās daudz komplicētāka atomu stāvokļu evolūcija. Šajos apstākļos var novērot atomu leņķiskā momenta telpiskā sadalījuma simetrijas maiņu magnētiskajā laukā.

No sākotnēji telpiski izkārtota (raksturo simetrijas plakne jeb leņķiskā momenta sadalījums pret asi telpā neatkarīgi no to virziena gar šo asi) leņķiskā momenta sadalījuma šajos apstākļos gaismas un magnētiskā lauka vienlaicīgas darbības rezultātā var veidoties atomu leņķiskā momenta telpiskā orientācija (jeb leņķiskā momenta sadalījums, kam ir noteikts virziens telpā). Šī orientācija ir vērsta virzienā, kurš ir perpendikulārs plaknei, ko veido ārējais magnētiskais lauks un ierosinošās gaismas polarizācijas vektors. Šādu parādību ir pieņemts saukt par izkārtotības pāreju orientācijā IPO [16].

Kad nav ārēju perturbējošo faktoru ietekmes nepolarizēti atomi var tikt tikai izkārtoti, absorbējot lineāri polarizētu gaismu. Izkārtotā atomu stāvoklī magnētiskie apakšlīmeņi ar atšķirīgiem  $|m_F|$  ir apdzīvoti nevienlīdzīgi, bet magnētisko apakšlīmeņu  $+m_F$  un  $-m_F$  apdzīvotības ir vienādas. Šī iemesla dēļ atomus ierosinot ar lineāri polarizētu gaismu netiek sagaidīts, ka fluorescencē parādīsies cirkulāri polarizēta gaisma. Taču ārēju perturbāciju un gaismas vienlaicīgas iedarbības rezultātā pie lineāri polarizētas gaismas ierosmes var radīt orientētu apdzīvotību atomos (ar atšķirīgu apdzīvotību  $+m_F$  un  $-m_F$  magnētiskajos apakšlīmeņos). Šo efektu, ko sauc par izkārtotības pāreju orientācijā (IPO), paredzēja un eksperimentāli novēroja 1960-to gadu beigās anizotropiskās sadursmēs no sākotnēji izkārtotiem atomiem [40–43]. Vēlāk tika parādīts, ka arī elektriskais lauks ir spējīgs inducēt izkārtotības pāreju orientācijā [44]. Elektriskā lauka inducēto izkārtotības pāreju orientācijā kopš tā laika tika ļoti sīki pētīta [45–47].

Pretēji elektriskā lauka gadījumam, magnētiskais lauks lineārā Zēmana efekta gadījumā nespēj orientēt sākotnēji izkārtotu leņķiskā momenta sadalījumu. Šī nespēja inducēt IPO ir aksiālu vektoru lauku spoguļsimetrijas sekas. Šī simetrija var tikt lauza, ja papildus esošajam lineārajam Zēmana efektam eksistē arī nelineāra magnētisko apakšlīmeņu enerģiju atkarība no ārējā magnētiskā lauka intensitātes. Iemesli šādām nelineārām perturbācijām var būt dažādi, tajā skaitā predisociācija [48–51] un supersīkstruktūras līmeņu mijiedarbība. IPO, kas radusies supersīkstruktūras mijiedarbības rezultātā, gadījumā, kad kodola spins ir ar  $I = 1/2$  ārējā magnētiskā laukā, pētīja Lēmans (*Lehmann*) optiski pumpētā kadmijā [52], [53]. Bailis (*Baylis*) šo pašu efektu aprakstīja nātrijā [54]. Pirmo eksperimentu, kurā tieši tika reģistrēta fluorescences rezultējošā cirkulārā polarizācija gaisma no sākotnēji izkārtota ierosinātā stāvokļa ārējā magnētiskā laukā, ziņoja Krainska-Miščaks (*Krainska-Miszczak*)



[55]. Šādus efektus pētīja arī Hans (*Han*) un Šins (*Schinn*) [56] nātrija atomos. Viņi šo IPO procesu apraksta, kā supersīkstruktūras- $F$ -līmeņu sajaukšanos ārējā magnētiskā laukā un interferenci starp dažādu šo sajaukto līmeņu ierosmes-sabrukšanas ceļiem. Arī pāreja pretējā virzienā – orientēta stāvokļa pāreja izkārtotā – ir iespējama [57].

Visos iepriekš minētajos gadījumos, kopīga magnētiskā lauka un supersīkstruktūras mijiedarbība rada apdzīvotības atšķirības starp supersīkstruktūras  $F$  līmeņu magnētiskajiem apakšlīmeņiem ar vērtībām  $+m_F$  un  $-m_F$ . Tas nozīmē, ka ir radīta atomu *garenorientācija* gar ārējā magnētiskā lauka virzienu. J. Alņa un M. Auziņa 2000. gada rakstā [58] tika paredzēts, ka kopīga magnētiskā lauka un supersīkstruktūras mijiedarbība no sākotnēji izkārtota stāvokļa spēs radīt šķērsenisku atomu (vai molekulu) leņķiskā momenta orientāciju. Šķērseniska orientācija nozīmēt to, ka tā ir perpendikulāra ārējam magnētiskā lauka  $B$  virzienam. Šinī konkrētajā gadījumā magnētiskie apakšlīmeņi  $+m_F$  un  $-m_F$  ir vienādi apdzīvoti, bet orientācija veidojas kā divu magnētisko apakšlīmeņu viļņu funkciju koherence starp diviem magnētiskajiem apakšlīmeņiem  $m_F$  ar  $|\Delta m_F| = 1$ . Šķērsenisko orientāciju var radīt, ja ierosinošās gaismas polarizācijas vektors nav ne paralēls, ne perpendikulārs ārējā magnētiskā lauka virzienam, un vislielākais efekts parādās, ja leņķis starp gaismas polarizāciju un magnētisko lauku ir  $\pi/4$ . Iepriekš minētajā 2000.gada rakstā [58] tika izmantoti NaK molekulas parametri, lai skaitliski modelētu orientāciju un fluorescences cirkularitātes signālus. Tika konstatēts, ka šķērseniskā orientācija rodas tikai tad, ja elektrona pilnais leņķiskais moments  $J$  ir pietiekoši mazs, lai to varētu salīdzināt ar kodola spina  $I$  vērtību. Līmeņiem ar lielāku leņķiskā momenta kvantu skaitli orientācijas lielums strauji kritās.

Agrāk, IPO rubīdija atomos situācija, kad tiek radīta šķērsorientācija, tika pētīta tiem mijiedarbojoties ar vāju lāzera starojumu lineārajā absorbcijas režīmā [39]. Perturbējošais faktors tajā gadījumā bija supersīkstruktūras un ārējā magnētiskā lauka kopīga mijiedarbība, kas noveda pie nelineāras Zēmana magnētisko apakšlīmeņu šķelšanās. Nelineārais Zēmana efekts leņķiskā momenta supersīkstruktūras magnētiskos apakšlīmeņus Rb zemākajos ierosinātajos stāvokļos ārējā magnētiskā laukā sāk ietekmēt jau pie vidējām lauka stipruma vērtībām ar kārtu daži desmiti gausu.

Tomēr daudzos praktiskos eksperimentālos pielietojumos ir nepieciešamas lielākas ierosmes intensitātes nekā pētījumā [39] lietotās, un šādā gadījumā absorbcija kļūst nelineāra. Kā rezultātā teorija, kas apraksta šos procesus vairs nav vienkārša un ir nepieciešamas sarežģītākas metodes, lai paredzētu cirkulārās polarizācijas izmaiņas, kuru maksimālās

vērtības sasniedz tikai dažus procentus. Šajā darbā, teorētiskais modelis, kas tika veidots un attīstīts, lai aprakstītu tādus magnetooptiskos efektus, kā tumšās un gaišās rezonanses, tiek pielietots, lai aprakstītu eksperimentālos IPO signālus rubīdija  $D_2$  pārejai intensīvas ierosmes gadījumā. Tāpēc, ka supersīkstruktūras līmeņu sašķelšanās abiem Rb izotopiem ir ar kārtu daži desmiti megahercu,  $D_2$  līnija ir labs kandidāts IPO fenomena demonstrācijai pie relatīvi mazām magnētiskā lauka vērtībām.

Līdz ar to kā trešais darba uzdevums ir pētīt izkārtošanās pāreju orientācijā nelineāras absorbcijas gadījumā rubīdija atomu tvaikos pie relatīvi lielas lāzera starojuma intensitātes (līdz  $20 \text{ mW/cm}^2$ ). Noteikt efekta lielumu, mērot IPO rezultātā radīto fluorescences cirkularitātes pakāpi. Eksperimentā reģistrēt abas cirkulāri polarizētās komponentes, nevis tikai to starpību.

## 1.2. Teorētiskā modeļa apraksts

Lai aprakstītu magnetooptiskos efektus atomu tvaikos, nevar tiešā veidā atrisināt no laika atkarīgu Šrēdingera (*Schrödinger*) vienādojumu. Tajā vietā izmanto tā sauktos optiskos Bloha (*Bloch*) vienādojumus jeb Liuvila (*Liouville*) vienādojumus kvantu blīvuma matricai  $\rho$ . Blīvuma matrica satur locekļus, kas apraksta gan leņķiskā momenta magnētisko apakšlīmeņu apdzīvotības, gan arī koherences starp šo apakšlīmeņu viļņu funkcijām (Zēmana koherences). Tāpat tā satur locekļus, kas apraksta koherences starp dažādiem leņķiskā momenta stāvokļiem (optiskās koherences). Kā viens no pirmajiem, kurš ieguva Zēmana koherenču vienādojumus, neievērojot optiskās koherences, bija Kohens-Tannudži un Barrats 1961. gadā [59]. Lai to paveiktu, tika pielietota perturbāciju teorija un iegūtie ātruma vienādojumi magnētisko apakšlīmeņu apdzīvotībām un Zēmana koherencēm spektrāli platas ierosmes aproksimācijas gadījumā (*broad-line approximation*). Vēlāk Kohens-Tannudži arī matemātiski pamatoja plašas-ierosmes gadījumā optisko koherenču neievērošanu [60].

Darbā izmantotajā teorētiskajā modelī, lai aprakstītu atomāro sistēmu, tiek lietota kvantu blīvuma matrica, kura ir rakstīta atomāra rubīdija  $D_2$  pārejas supersīkstruktūras Zēmana apakšlīmeņu bāzē:  $|\xi_i, F_i, m_{F_i}\rangle$ , kur  $F_i$  ir pilnais atoma leņķiskā momenta kvantu skaitlis vai nu pamatstāvoklī ( $i = g$ ) vai arī ierosinātājā stāvoklī ( $i = e$ ),  $m_{F_i}$  ir atbilstošā apakšlīmeņa magnētiskais kvantu skaitlis, un ar  $\xi_i$  apzīmē visus pārējos kvantu skaitļus. Kvantu blīvuma matricas  $\rho$  attīstību laikā nosaka optiskie Bloha (*Bloch*) vienādojumi [61]:

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [\hat{H}, \rho] + i\hbar \hat{R}\rho, \quad (6)$$

kur  $\hat{H}$  apzīmē sistēmas pilno Hamiltona operatoru un  $\hat{R}$  ir relaksācijas operators. Pilno sistēmas Hamiltoniāni var izteikt kā neperturbēto atomāro Hamiltoniāni  $\hat{H}_0$ , kuru nosaka atoma iekšējā dinamika,  $\hat{H}_B$ , kas raksturo atoma mijiedarbību ar magnētisko lauku, un dipola mijiedarbību ar gaismu raksturojošs operators  $\hat{V} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}(t)$ :

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_B + \hat{V}. \quad (7)$$

Šeit ar  $\hat{\mathbf{d}}$  ir apzīmēts optiskās pārejas dipola operators, bet  $\mathbf{E}(t)$  ir gaismas elektriskais lauks. Kā jau tas tika pieminēts tad mijiedarbību ar elektromagnētisko lauku apraksta dipola tuvinājumā [16]. Magnētiskā mijiedarbības Hamiltoniāni var uzrakstīt, kā

$$\hat{H}_B = \frac{\mu_B}{\hbar} (g_J \mathbf{J} + g_I \mathbf{I}) \cdot \mathbf{B}, \quad (8)$$

kur  $\mu_B$  ir Bora magnetons,  $\mathbf{J}$  un  $\mathbf{I}$  ir pilnais elektrona leņķiskais moments un atoma kodola spins un  $g_J$ ,  $g_I$  ir atbilstošie Landē faktori. Magnētiskās mijiedarbības Hamiltoniāni var uzrakstīt izmantojot Vignera (Wigner)  $3j$  simbolus [16]. Atrodot šo matricu īpašvērtības, var noteikt enerģijas līmeņu struktūru un atkarību no pieliktā ārējā magnētiskā lauka. Īpašvektoru komponentes izmanto kā fāzes viļņu funkciju sajaukšanās koeficientus ārējā magnētiskā laukā. Sajauktie atomārie stāvokļi magnētiskā lauka klātbūtnē ir jāpārraksta kā

$$|\xi, \eta, m\rangle = \sum_k c_k |\xi, F_k, m\rangle. \quad (9)$$

Kur  $c_k$  ir sajaukšanās koeficienti, bet  $\eta$  numurē jaunos magnētiskā lauka sajauktos stāvokļus.

Blīvuma matricu  $\rho$  var sadalīt četrās daļās:  $\rho_{gg}$  un  $\rho_{ee}$  ir kvadranti, kas izkārtoti gar galveno diagonāli un to diagonālie elementi atbilst pamatstāvokļa un ierosinātā stāvokļa apdzīvotībai, savukārt nediagonālie (blakusdiagonālie) elementi atbilst Zēmana koherencēm, kas radušās atbilstoši pamatstāvoklī vai ierosinātajā stāvoklī;  $\rho_{ge}$  un  $\rho_{eg}$  tiek sauktas par optiskajām koherencēm un raksturo ierosmes starojuma inducētās optiskās pārejas. Lai varētu aprakstīt atomu izstaroto fluorescenci ir nepieciešams zināt ierosinātā stāvokļa blīvuma matricas  $\rho_{ee}$  elementus. Meklējot pilno atoma blīvuma matricu, tiek uzskatīts, ka atoma dipola mijiedarbība ir ar oscilējošu elektrisko lauku, kuru raksturo stohastiska fāze. Lai vienkāršotu Bloha vienādojumus, tiek pielietots rotējošā viļņa tuvinājums [62]. Tālāk tiek pieņemts, ka blīvuma matrica neseko straujajām stohastiskajām ierisinošā starojuma fāzes fluktuācijām. Šāds tuvinājums ļauj adiabatiski izslēgt optiskās koherences no vienādojumiem. Laikā vidējotais stohastiskās fāzes oscilāciju efekts noved pie galīga lieluma  $\Delta\omega$  [63], kas raksturo ierosmes starojuma frekvences spektrālo platumu. Tādejādi, kad optiskās koherences

ir adiabatiski likvidētas var tikt iegūti, stāvokļa maiņas vienādojumi, kuri ir derīgi blīvuma matricas daļām  $\rho_{gg}$  un  $\rho_{ee}$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{g_i g_j}}{\partial t} = & \left( \Xi_{g_i e_m} + \Xi_{e_k g_j}^* \right) \sum_{e_k, e_m} d_{g_i e_k}^* d_{e_m g_j} \rho_{e_k e_m} \\ & - \sum_{e_k, g_m} \left( \Xi_{e_k g_j}^* d_{g_i e_k}^* d_{e_k g_m} \rho_{g_m g_j} + \Xi_{g_i e_k} d_{g_m e_k}^* d_{e_k g_j} \rho_{g_i g_m} \right) \\ & - i\omega_{g_i g_j} \rho_{g_i g_j} + \sum_{e_k, e_l} \Gamma_{g_i g_j}^{e_k e_l} \rho_{e_k e_l} - \gamma \rho_{g_i g_j} + \lambda \delta(g_i, g_j), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{e_i e_j}}{\partial t} = & \left( \Xi_{e_i g_m} + \Xi_{g_k e_j}^* \right) \sum_{g_k, g_m} d_{e_i g_k} d_{g_m e_j}^* \rho_{g_k g_m} \\ & - \sum_{g_k, e_m} \left( \Xi_{g_k e_j} d_{e_i g_k} d_{g_k e_m}^* \rho_{e_m e_j} + \Xi_{e_i g_k}^* d_{e_m g_k} d_{g_k e_j}^* \rho_{e_i e_m} \right) \\ & - i\omega_{e_i e_j} \rho_{e_i e_j} - (\Gamma + \gamma) \rho_{e_i e_j}. \end{aligned} \quad (11)$$

Šajos vienādojumus ir izmantoti šādi apzīmējumi:  $\Xi_{ij}$  raksturo mijiedarbības stiprumu starp atomu un lāzera starojumu.  $d_{ij}$  pārejas dipola matricas elements starp stāvokļiem  $|i\rangle$  un  $|j\rangle$ , kuru var iegūt no reducētā matricas elementa izmantojot Vignera-Ekarta (*Wigner-Eckart*) teorēmu [16],  $\omega_{ij}$  ir enerģijas starpība starp līmeņiem  $|i\rangle$  un  $|j\rangle$ ,  $\Gamma_{g_i g_j}^{e_k e_l}$  raksturo koherences pārnēsi uz pamatstāvokli caur spontāno emisiju,  $\gamma$  ir caurlidošanas relaksācijas ātrums, kādā atomi termiskās kustības rezultātā pamet mijiedarbības reģionu,  $\Gamma$  ir spontāno pāreju ātrums,  $\lambda$  raksturo ātrumu ar kādu atomi ielido mijiedarbības reģionā, un  $\delta(i, j)$  ir Kronekera  $\delta$  simbols. Modelī tiek pieņemts, ka atomi, kuri ielido mijiedarbības reģionā ir pilnīgi depolarizēti un, ka atomārais līdzsvara blīvums ārpus mijiedarbības reģiona ir normēts, līdz ar to  $\lambda = \gamma$ .

Mijiedarbības stiprumu  $\Xi_{ij}$  iegūst pēc šādas sakarības:

$$\Xi_{ij} = \frac{|\varepsilon_{\bar{\omega}}|^2}{\hbar^2} \frac{1}{\frac{\Gamma + \gamma + \Delta\omega}{2} + i(\bar{\omega} - \mathbf{k}_{\bar{\omega}} \mathbf{v} + \omega_{ij})}, \quad (12)$$

kur  $\varepsilon_{\bar{\omega}}$  ir oscilējoša elektriskā lauka amplitūda,  $\bar{\omega}$  apzīmē lāzera starojuma centrālo frekvenci,  $\Delta\omega$  ir lāzera līnijas platums,  $\mathbf{k}_{\bar{\omega}} \mathbf{v}$  ir atomāro pāreju Doplera nobīdes atomam kustoties ar ātrumu  $\mathbf{v}$ . Skaitliskajās simulācijās Rabi frekvence tiek definēta šādi:

$$\Omega_R = k_\Omega \frac{|\varepsilon_{\bar{\omega}}| \|d_J\|}{2} = k_\Omega \frac{\|d_J\|}{2} \sqrt{\frac{2I}{\varepsilon_0 c n'}} \quad (13)$$

kur  $k_\Omega$  ir bezdimensionāls salāgošanas parametrs,  $\|d_J\|$  ir  $D_2$  pārejas reducētais dipola elements, kura vērtība atrodama [16],  $I$  ir ierosmes jaudas blīvums jeb intensitāte,  $\varepsilon_0$  ir elektriskā konsante,  $c$  ir gaismas ātrums un  $n$  ir gaismas laušanas koeficients.

Caurlidošanas relaksācijas ātrumu definē, kā

$$\gamma = k_\gamma \frac{v}{d}, \quad (14)$$

kur  $k_\gamma$  ir bezdimensionāls salāgošanas parametrs,  $v$  ir atomu vidējais siltumkustības ātrums lāzera staram perpendikulārā plaknē un  $d$  ir lāzera stara diametrs.

Ja skaitliski atrisina stacionāra stāvokļa gadījumā vienādojumus (10) un (11),

$$\frac{\partial \rho_{g_i g_j}}{\partial t} = \frac{\partial \rho_{e_i e_j}}{\partial t} = 0, \quad (15)$$

tad iegūst Zēmana magnētisko apakšlīmeņu apdzīvotības un koherences starp tiem  $\rho_{gg}$  un  $\rho_{ee}$ . Lai iegūtu fluorescences intensitāti, kādai konkrētai polarizācijas komponentei, ko definē kā  $\mathbf{e}$ , starojumam noteiktā virzienā izmanto sakarību:

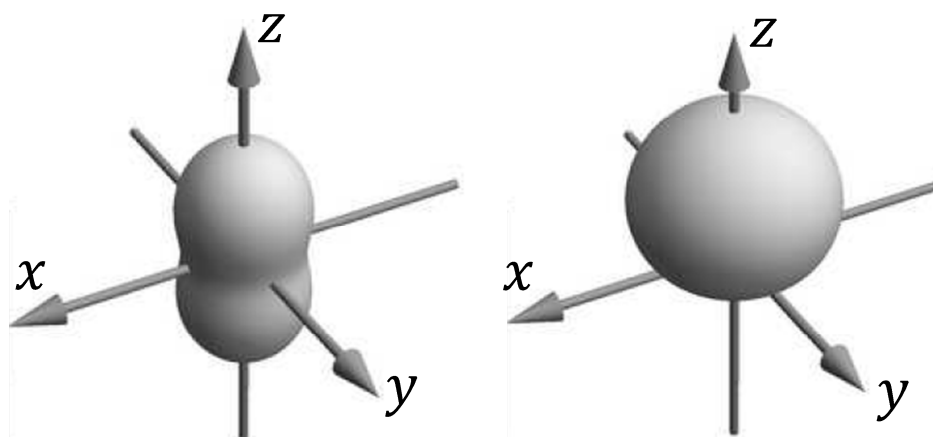
$$I_{fl}(e) = \tilde{I}_0 \sum_{g_i, e_j, e_k} d_{g_i e_j}^{(ob)*} d_{e_k g_i}^{(ob)} \rho_{e_j e_k}, \quad (16)$$

kur  $d_{ij}^{(ob)}$  ir pārejas dipola matricas elementi izvēlētajai novērošanas komponentei.

Atomu klasiskā kustība ar ātrumu  $\mathbf{v}$  tiek ietverta, kā skaitliska fluorescences komponentu integrēšana pa atomu ātrumu sadalījumu Doplera profilā.

Atoma ierosinātā vai arī pamatstāvokļa blīvuma matrica var tikt arī attēlotas kā virsmas, kas raksturo varbūtību atrast atoma leņķisko momentu noteiktā telpas virzienā [45] [64]. Šādas virsmas var tikt ģenerētas no blīvuma matricām, gan noteiktiem supersīkstruktūras stāvokļiem  $F$ , gan arī summējot pa visiem  $F$  stāvokļiem [65], var iegūt telpisko elektronu pilnā leņķiskā momenta  $J$  telpisko sadalījumu. Šādas virsmas parādītas 7. attēlā. Attēlā 7 (a) parādīts izkārtots stāvoklis gar vertikālo  $z$ -asi un attēlā 7 (b) parādīts gadījums, kad leņķiskais moments ir orientēts telpā pozitīvajā  $z$ -ass virzienā. Kad divi vai vairāk magnētiskie apakšlīmeņi, kuri ir koherenti ierosināti un deģenerēti, ierosinātais stāvoklis kļūst šķērsizkārtots, kas izpaužas kā nevienmērīgs leņķiskā momenta sadalījums  $xy$  plaknē. Citiem vārdiem sakot šķērsizkārtots stāvoklis rada leņķiskā momenta sadalījumu, kuram  $z$ -ass ir otrās kārtas simetrijas ass. Ja koherences nav, tad leņķiskā momenta telpiskais sadalījums ir aksiāli simetrisks attiecībā pret  $z$ -asi. Šādi izkārtoti stāvokļi parādās, kad atšķiras

magnētisko apakšlīmeņu apdzīvotības, bet netiek radīta koherence starp tiem. Atrodoties tālu



Attēls 7. Leņķiskā momenta varbūtības virsmas (*Angular momentum probability surfaces*);  
(a) izkārtots stāvoklis; (b) orientēts stāvoklis [16].

no līmeņu krustošanās vērtībām, koherence tiek iznīcināta, un leņķiskā momenta sadalījums kļūst aksiāli simetrisks. Asimetrijas pakāpe leņķiskā momenta sadalījuma virsmās arī atspoguļo atbilstošās koherences stiprumu un ir saistīta ar līmeņu krustošanās pīķa amplitūdu atbilstošo komponentu LIF atkarības no magnētiskā lauka  $B$  grafikos.

### 1.3. Rubīdija pārejas

Eksperimenta pētījumiem tika izvēlēti rubīdija atomi. Dabiskais rubīdija atomu maisījums sastāv no divu veidu izotopiem – 72% stabilā  $^{85}\text{Rb}$  un 28% nestabilā  $^{87}\text{Rb}$  ar pussabrukšanas laiku  $4,9 \cdot 10^{10}$  gadi. Pie istabas temperatūras ( $25^\circ\text{C}$ ) tvaiku spiediens šūnā ir  $p = 4 \cdot 10^{-7}$  Torr jeb  $p = 5,2 \cdot 10^{-5}$  Pa, Tas savukārt atbilst aptuvenai tvaiku koncentrācijai  $n \approx 10^{16} \text{ m}^{-3}$ . Tā ir pietiekoši liela, lai varētu novērot atomu absorbciju istabas temperatūrā un detektēt fluorescenci no attiecīgā ierosinātā stāvokļa.

Abiem rubīdija atoma izotopiem var tikt novērotas sīkstruktūras dubleta komponentes ar atbilstošām  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$  un  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$  pārejām, un katrai no šīm komponentēm ir arī supersīkstruktūra. Sīkstruktūra atoma spektrā rodas no elektrona orbitālā leņķiskā momenta  $L$  mijiedarbības ar spina leņķisko momentu  $S$ . Pilno elektrona leņķisko momentu  $J$  apraksta sakarība:

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}, \quad (17)$$

līdz ar to pilnā elektronu leņķiskā momenta  $J$  kvantu skaitlis  $J$  var ieņemt šādas vērtības:

$$|L - S| \leq J \leq L + S. \quad (18)$$

Pamatstāvoklim orbitālais kvantu skaitlis  $L = 0$  un spina kvantu skaitlis  $S = 1/2$ . Rezultātā elektronu pilnā momenta kvantu skaitlim  $J$  ir tikai viena iespējamā vērtība  $J = 1/2$ . Ierosinātajam stāvoklim  $L = 1$ , un tātad pilnā elektronu momenta kvantu skaitļiem ir iespējamās divas vērtības  $J = 1/2$  vai  $J = 3/2$ . Katra līmeņa enerģija ir nobīdīta atbilstoši  $J$  vērtībai. Tātad  $L = 0 \rightarrow L = 1$  ( $D$  līnija) pāreja ir sadalīta divās komponentēs –  $D_1$  līnija ( $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ ) un  $D_2$  līnija ( $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ ). Šajā darbā tika pētīts rubīdījs, ierosinot tā  $D_2$  līnijas pārejas, tāpēc tālāk  $D_1$  līnijas raksturlielumi netiks apskatīti. Elektronu mākonim mijiedarbojoties ar kodola spinu, veidojas stāvokļa supersīkstruktūras sašķelšanās. Supersīkstruktūra veidojas elektronu leņķiskā momenta  $\mathbf{J}$  un pilnā kodola leņķiskā momenta  $\mathbf{I}$  mijiedarbības dēļ. Līdz ar to atoma pilno leņķisko momentu  $\mathbf{F}$  var iegūt pēc sakarības:

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}. \quad (19)$$

Pēc līdzīgiem spriedumiem, kā (18), atoma pilnā momenta  $\mathbf{F}$  raksturojošais kvantu skaitlis  $F$  var ieņemt šādas vērtības:

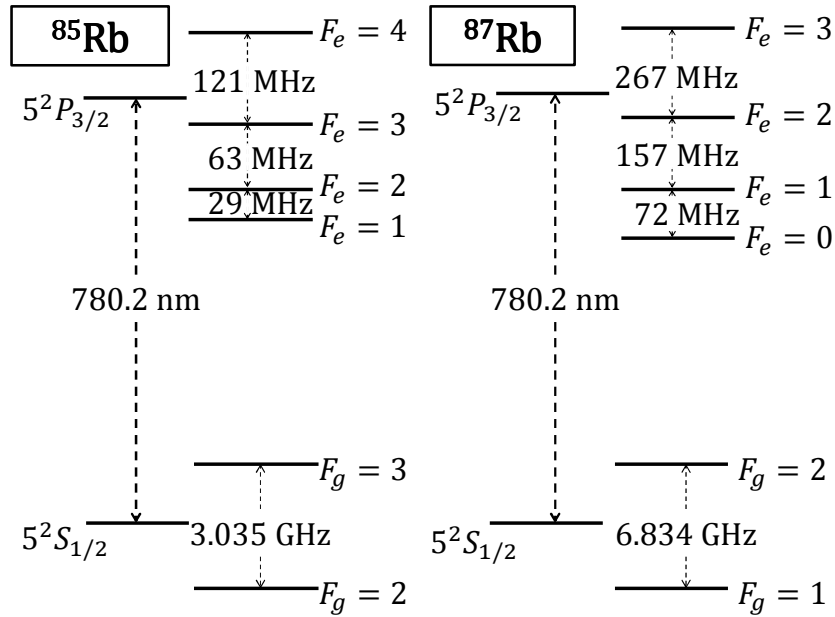
$$|J - I| \leq F \leq J + I \quad (20)$$

$^{85}\text{Rb}$  pamatstāvoklī ( $5^2S_{1/2}$ )  $J = 1/2$  un  $I = 5/2$ , tātad atoma pilnā momenta kvantu skaitlis  $F$  var būt  $F = 2$  vai  $F = 3$ .  $D_2$  līnijas ierosinātajā stāvoklī ( $5^2P_{3/2}$ )  $F$  var ieņemt vērtības: 1, 2, 3 vai 4.  $^{87}\text{Rb}$  pamatstāvoklī ( $5^2S_{1/2}$ )  $J = 1/2$  un  $I = 3/2$ , tātad  $F = 1$  vai  $F = 2$ .  $D_2$  līnijas ierosinātajā stāvoklī ( $5^2P_{3/2}$ )  $F$  var ieņemt vērtības: 0, 1, 2, vai 3. Atoma enerģijas līmeņi ir nobīdīti atbilstoši kvantu skaitļa  $F$  vērtībai, kā parādīts 8. attēlā.

Supersīkstruktūras sašķelšanās enerģiju var aprēķināt pēc sakarības:

$$\Delta E_F = \frac{1}{2}AK + B \frac{\frac{3}{2}K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)}, \quad (21)$$

kur  $K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$  [16]. Šajā vienādojumā, piemēram,  $^{85}\text{Rb}$  izotopa parametri – magnētiskā dipola mijiedarbības konstante ir  $A = h \cdot 25 \text{ MHz}$  un elektriskā kvadrupola mijiedarbības konstante ir  $B = h \cdot 25,8 \text{ MHz}$  [66]. Šī paša Rb izotopa pamatstāvoklī  $5^2S_{1/2}$  magnētiskā dipola mijiedarbības konstante ir  $A = h \cdot 1,012 \text{ GHz}$ .  $^{87}\text{Rb}$  izotopam šī konstante pamatstāvoklī  $5^2S_{1/2}$  ir  $A = h \cdot 3,417 \text{ GHz}$ , un ierosinātā stāvokļa  $5^2P_{3/2}$   $A = h \cdot 84,7 \text{ MHz}$  un  $B = h \cdot 12,5 \text{ MHz}$  [67]. Atbilstošās savstarpējās supersīkstruktūras enerģijas nobīdes ir parādītas 8. attēlā.



Attēls 8. Sīkstruktūras un supersīkstruktūras līmeņu sašķelšanās enerģijas  $^{85}\text{Rb}$  un  $^{87}\text{Rb}$  izotopu  $D_2$  pārejām [66,67,P3].

Pētījumiem izvēlētās pārejas pamatstāvokļa supersīkstruktūras līmeņi ir Doplera izšķirti, bet ierosinātajā stāvoklī tie pārklājas. Ja neievēro sadursmes, tad Doplera paplašinājuma pilnu platumu pie puses maksimuma var novērtēt pēc sakarības [68]:

$$\Delta\omega_D = \frac{2\omega_0}{c} \sqrt{\frac{2 \ln 2 k_B T}{m_0}} \approx 2\pi \cdot 500 \text{ MHz}, \quad (22)$$

kur  $\omega_0$  ir pārejas frekvence,  $c$  ir gaismas ātrums,  $k_B$  ir Bolcmaņa konstante,  $m_0$  ir viena atoma masa un  $T$  ir tvaiku absolūtā temperatūra.

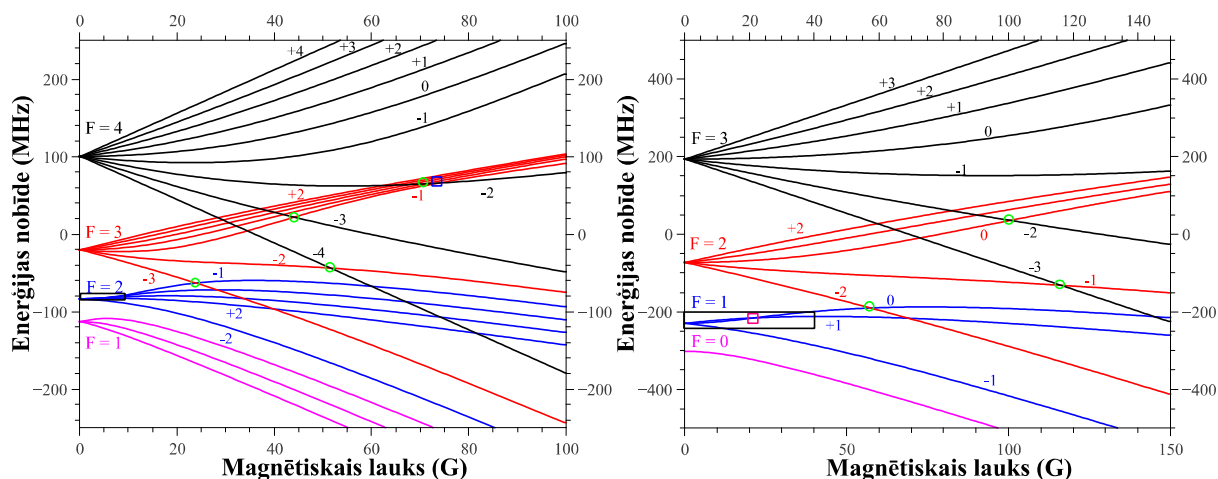
Atomiem mijiedarbojoties ar ārēju magnētisko lauku, abiem rubīdija izotopiem var novērot Zēmana efektu. Pie mazām ārējā magnētiskā lauka vērtībām (aptuveni līdz  $|B| \leq 5 \text{ G}$ ) supersīkstruktūras komponentu sašķelšanās magnētiskajos apakšlīmeņos lielākajā daļā gadījumu ir tuvu lineārai. Taču palielinot magnētisko lauku,  $J - I$  saite kļūst vājāka. Līdz ar to papildus enerģija, ko atoms iegūst no ārējā lauka vairs nav lineāri atkarīga no lauka lieluma. Nedaudz cits veids kā novērtēt, kad Zēmana efekts kļūst nelineārs, ir salīdzināt magnētiskā laukā papildus iegūto enerģiju ar supersīkstruktūras sašķelšanos, kad tās kļūst samērojamas Zēmana efekts kļūst nelineārs. Šāda situācija atbilst abiem Rb izotopiem  $D_2$  ierosinātajā stāvoklī, un var novērot, ka pie pietiekoši nelielām magnētiskā lauka vērtībām ( $B > 5 \text{ G}$ ) Zēmana efekts kļūst nelineārs. Sašķelšanos magnētiskajos apakšlīmeņos



pamatstāvoklī  $5^2S_{1/2}$ , kas satur divus supersīkstruktūras līmeņus, var aprakstīt ar Breit-Rabi formulu [17,66]:

$$E_{|J=\frac{1}{2}m_J I m_I\rangle} = -\frac{\Delta_{SSS}}{2(2I+1)} - g_I \mu_B m_B \pm \frac{\Delta_{SSS}}{2} \left(1 + \frac{4m\xi}{2I+1} + \xi^2\right)^{1/2}, \quad (23)$$

kur  $\xi = (g_J + g_I)\mu_B B / \Delta_{SSS}$ ,  $g_J$  un  $g_I$  ir elektroniskais un kodola Landē faktori,  $B$  magnētiskā lauka vērtība,  $\mu_B$  Bora magnetons,  $\Delta_{SSS}$  ir supersīkstruktūras sašķelšanās intervāls bez magnētiskā lauka klātbūtnes,  $I$  kodola spina vērtība, un zīme „ $\pm$ ” lieto atbilstoši augstākajam un zemākajam supersīkstruktūras līmenim, tāpat to lieto arī  $m = m_I \pm m_J$  noteikšanai.



Attēls 9. Pa kreisi  $^{85}\text{Rb}$  un pa labi  $^{87}\text{Rb}$  ierosinātā stāvokļa  $5^2P_{3/2}$  magnētisko apakšlīmeņu  $m_F$  enerģijas atkarība no magnētiskā lauka. Nulles enerģija atbilst ierosinātā stāvokļa sīkstruktūras līmenim  $5^2P_{3/2}$ . Skaitļi virs līknēm atbilst  $m_F$  vērtībām. Ar kvadrātiem atzīmētas līmeņu krustojšanās  $\Delta m_F = 1$  un ar apliem  $\Delta m_F = 2$  [P3].

Atšķirībā no  $D_1$  līnijas, kur Breit-Rabi formula ļauj iegūt analītiskas izteiksmes magnētisko apakšlīmeņu enerģijām un pāreju varbūtībām,  $D_2$  ierosmes gadījumā analītiskas izteiksmes kļūst ļoti sarežģītas un attiecīgās enerģijas un viļņu funkcijas iegūst skaitliski no Hamiltona matricas. Šīs matricas, kas uzrakstīta magnētiskā lauka klātbūtnē, īpašvērtības atbilst magnētisko apakšlīmeņu enerģijām un īpašfunkcijas – jauno, sajaukto stāvokļu viļņu funkcijām. Kā jau tika minēts 1.2. apakšnodaļā atomu mijiedarbību ar lauku apraksta sakarība (8). Šajā sakarībā atbilstošos Landē faktoros iegūst pēc sakarībām:

$$g_J = \frac{\mu_J}{\mu_B} \frac{\hbar}{|J|} = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \text{ un} \quad (24)$$

$$g_I = \frac{\mu_I}{\mu_B} \frac{\hbar}{|I|} \quad (25)$$

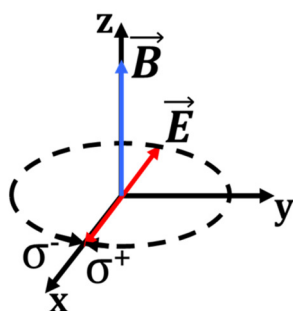
Rubīdija  $D_2$  ierosinātā stāvokļa magnētisko apakšlīmeņu enerģijas atkarība no magnētiskā lauka parādīta 9. attēlā.

## 2. DAŽĀDU FIZIKĀLO EFEKTU IETEKME UZ PLATO STRUKTŪRU MAGNETOOPTISKO REZONANŠU SIGNĀLOS

### 2.1. Eksperimenta apraksts

Ierosinot atomu no pamatstāvokļa ar kvantu skaitļa vērtību  $F_g$  uz ierosināto stāvokli  $F_e$  var tikt radītas koherences starp magnētiskajiem apakšlīmeņiem  $m_F$  gan pamata, gan ierosinātājā stāvoklī. Pie mazām lāzera stara intensitātēm koherences rodas ierosinātājā stāvoklī. Palielinot lāzera starojuma intensitāti, absorbcijas process kļūst nelineārs un koherences var tikt veidotas arī starp pamatstāvokļa magnētiskajiem apakšlīmeņiem. Atomam mijiedarbojoties ne tikai ar lāzera starojumu, bet arī ar ārēju magnētisko lauku, šīs koherences starp magnētiskajiem apakšlīmeņiem var tikt izjauktas. Šādas nelineāras magnetooptiskās rezonances (NMOR) var tikt novērotas, kā lāzera inducētas fluorescences atkarība no pieliktā ārējā magnētiskā lauka. Ierosinot atomus ar lineāri polarizētu gaismu pārejām, kurām izpildās nosacījums  $F_g \geq F_e$ , tiks novērota tumšā rezonanse, bet pārejām, kurām izpildās nosacījums  $F_g < F_e$ , tiks novērota gaišā rezonanse [16,69,70]. Tumšās rezonances nozīmē to, ka pie nulles magnētiskā lauka absorbcija (arī fluorescences) samazināsies, bet gaišās rezonances nozīmē to, ka pie nulles magnētiskā lauka absorbcija (arī fluorescences) pieaugs, salīdzinot ar situāciju, kad magnētiskais lauks ir ieslēgts.

NMOR var būt ārkārtīgi šauras – ar kārtu  $10^{-6}$  līdz  $10^{-5}$  G, ja lietota bufergāze vai antirelaksācijas pārklājums uz optiskās šūnas sienām. Bet šis pētījums koncentrējās nevis uz

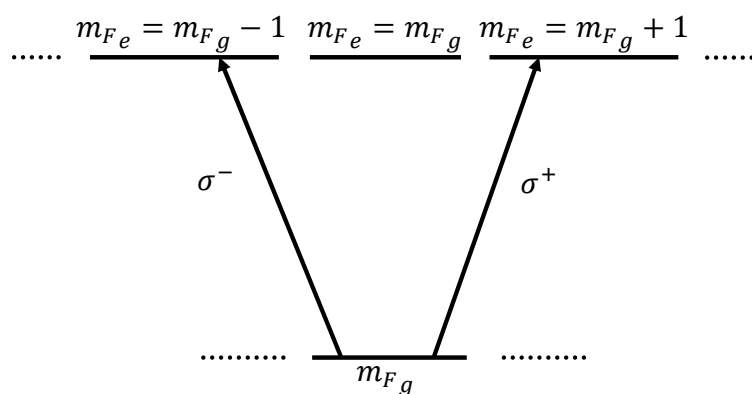


Attēls 10. Ierosmes ģeometrija

šīm šaurajām nulles rezonansēm, bet uz LIF atkarības no magnētiskā lauka signālu platāko struktūru pie magnētiskā lauka vērtībām ar kārtu daži gausi vai daži desmiti gausi. Sakarā ar to, ka šauro rezonansu veidošanās ir daudz pētīta un ir saistīta ar koherencēm atoma pamatstāvoklī, šā promocijas darba uzdevums bija pievērst uzmanību un detāli izpētīt plato

struktūru veidošanās mehānismus. Pateicoties tam, ka eksperimentālo rezultātu analīzei tika izmantots skaitlisks modelis, tas ļāva datu analīzes gaitā slēgt dažādus efektus „iekšā” un „ārā”, kas savukārt ļāva gan analizēt šauro nulles rezonanšu cēloņus, kā arī pētīt detaļās platās struktūras cēloņus.

Lai varētu novērot šo magnetooptisko rezonanšu signālus, pirmā svarīgā lieta, kas jāapsver ir ierosmes ģeometrija, kas parādīta 10. attēlā. Pieņemot, ka atomu ierosmei tiek izmantots  $xy$  plaknē lineāri polarizēts lāzera starojums, tā  $\mathbf{E}$  vektoru var sadalīt divās pretēji cirkulāri polarizētās gaismas komponentēs  $\sigma^+$  un  $\sigma^-$ , kuru rotācija notiek tajā pašā  $xy$  plaknē. Ja izvēlas kvantēšanās asi paralēli magnētiskajam laukam, kā parādīts 10. attēlā, tad iespējamās pārejas starp magnētiskajiem apakšlīmeņiem  $\Delta m_F = \pm 1$ , kā parādīts 11. attēlā. Pie šādās ierosmes LIF signālu ir ērti novērot virzienā, kas ir paralēls gan  $\mathbf{B}$ , gan arī kvantēšanās asij  $\mathbf{z}$ .



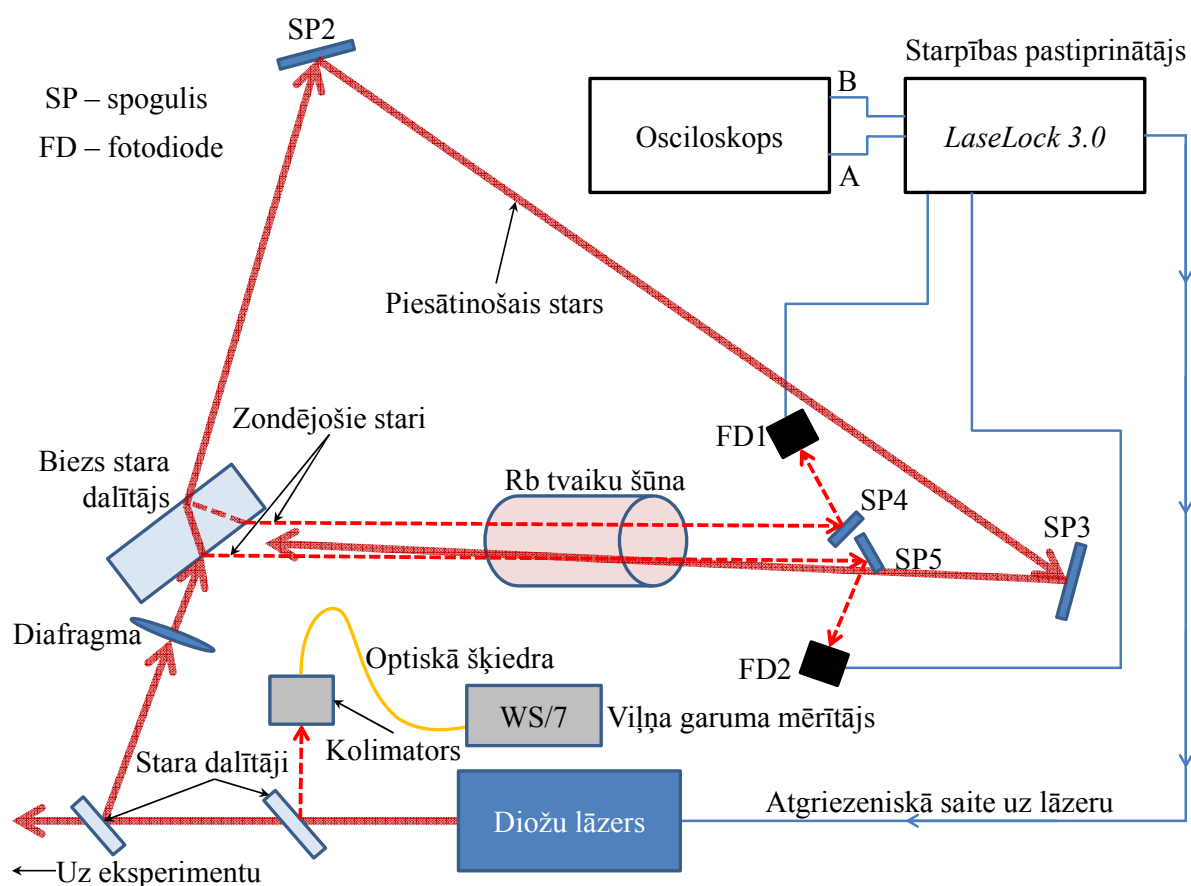
Attēls 11. Pārejas starp magnētiskajiem apakšlīmeņiem

## 2.2. Eksperimentālā iekārta

Eksperimenti tika veikti istabas temperatūrā. Pētījuma objekts – Rb atomu tvaiki atradās firmas *Toptica* ražotā cilindriskā borsilikāta stikla šūnā, kuras garums ir 25 mm un diametrs – 25 mm. Lai īstenotu 10. attēlā redzamo ierosmes ģeometriju un ierosinātu Rb atomu  $D_2$  pāreju, tika izmantots lineāri polarizēts lāzera starojums ar viļņa garumu 780 nm, kas izplatījās  $x$  ass virzienā ar ierosinošo  $\mathbf{E}$  vektoru paralēlu  $y$  asij. Pilnā LIF (bez polarizācijas vai frekvenču izšķiršanas) tika novērota gar  $z$  asi, kura ir paralēla magnētiskā lauka vektoram  $\mathbf{B}$ . Lāzers bija Latvijas Universitātes Lāzeru centra laboratorijā izgatavots diožu lāzers. Lāzera korpusa un lāzerdiodes temperatūra tika stabilizētas ar *Thorlabs* TED200 temperatūras kontrolieriem, un strāva tika kontrolēta ar *Thorlabs* LDC205B strāvas

kontrolieri. Lāzera frekvences noteikšanai tika izmantota piesātināšanās absorbcijas iekārta un *HighFinesse* viļņa garuma mērītājs WS/7.

Lietojot šīs iekārtas kombinācijā, lāzera viļņa garums (frekvence) tika kontrolēts līdz  $\pm 0,00001$  nm ( $\pm 5$  MHz) precizitātei. Piesātināšanās absorbcijas spektroskopijas iekārta parādīta 12. attēlā. Ar *LaseLock* vadības bloku tika kontrolēts spriegums, kas tika pievadīts lāzera pjezo elementam, ļaujot arī lāzera viļņa garumu skenēt. Pirms katras mērījumu sērijas tika veikta lāzera viļņa garuma mērītāja kalibrācija jeb tā mērījuma nobīdes noteikšana, izmantojot piesātinājuma spektra pīķus, kas tika reģistrēti speciāli šim mērķim paredzētā atsevišķā Rb tvaiku šūnā (skat. 12. att.). Ar *LaseLock* vadības bloku lāzera viļņa garums tika stabilizēts uz kādu konkrētu piesātinājuma spektra pīķi un no viļņa garuma mērītāja tika nolasīts konkrētā brīža lāzera viļņa garuma mērījums. Tālāk lāzera viļņa garums tika



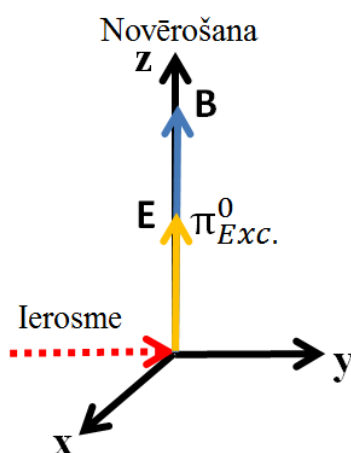
Attēls 12. Piesātināšanās absorbcijas spektroskopijas iekārta.

stabilizēts uz kādu citu Rb pārejai atbilstošu piesātinājuma pīķi un viļņa garuma rādījums atkal tika fiksēts. Mērījumi tika veikti vismaz trim pīķiem no katra pamatstāvokļa abiem Rb izotopiem. Šīs mērītās vērtības tika atņemtas no teorētiski aprēķinātajām, tādējādi nosakot viļņa garuma mērītāja nobīdi. Tas ļāva izmantot WS/7, lai kontrolētu viļņa garumu arī pie

viļņa garumiem, kur nebija absorbcijas piesātinājuma pīķu vai to intensitāte bija maza vai tie spektrāli atradās ļoti tuvu, līdz ar to būtiski apgrūtinot iespēju stabilizēt uz kādu no tiem. Viļņa garuma nobīde ievērojami mainījās tikai, ja viļņa garuma mērītājs WS/7 tika pārvietots, vai arī, ja telpā mainījās temperatūra. Vienā mērījumu sērijā viļņa garuma mērītāja nobīde tika pieņemta par nemainīgu.

Helmholca spoles ar diametru 330 mm radīja magnētisko lauku, kura vērtību kontrolēja ar *Kepeco* BOP-50-8-M bipolāru strāvas avotu. Signāli tika reģistrēti ar *Thorlabs* FDS-100 fotodiodi. Lāzera stara profils tika mērīts ar *Thorlabs* BP104-VIS stara profila mērītāju. Šī mērījuma rezultātā noteiktā lāzera stara pilnā platuma pie puses no intensitātes maksimuma vērtība tika pieņemta par stara diametra vērtību teorētiskajos aprēķinos. Telpā esošais nekompensētais magnētiskais lauks  $x$  un  $y$  virzienā tika izkompensēts izmantojot vēl divus savstarpēji ortogonālus Helmholca spoļu pārus. Visa eksperimentālā iekārta atradās uz nemagnētiska firmas *Standa Opto-Mechanics* optiskā galda. Iespējamās nehomogenitātes magnētiskajā laukā tika novērtētas par pamatu ņemot Helmholca spoļu izmērus, un vietā, kur atrodas optiskā šūna ar Rb tvaikiem tās nepārsniedz 13  $\mu\text{G}$ .

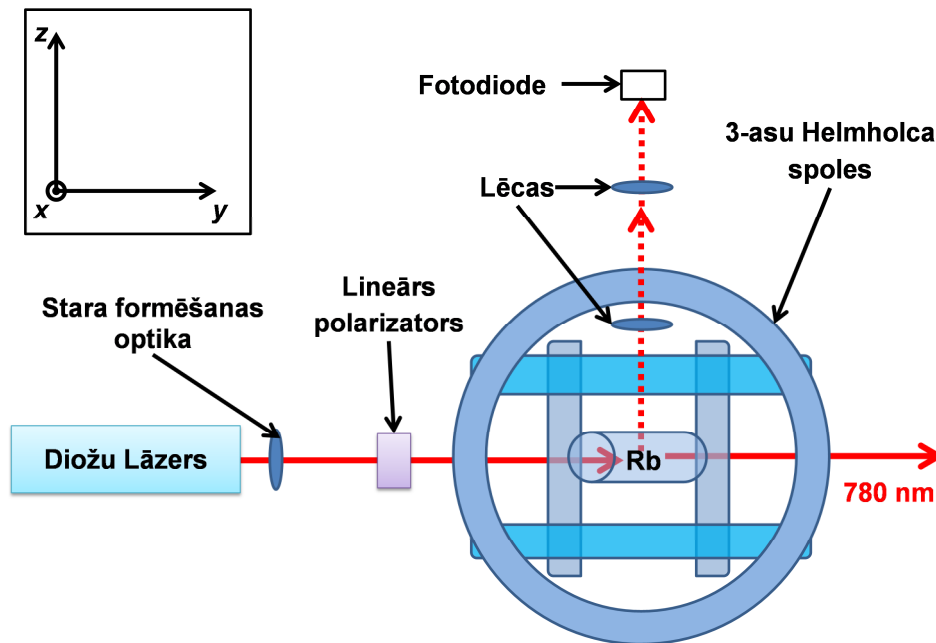
Lai kompensētu parazītisko magnētisko lauku virzienos, kuros magnētiskais lauks netiek skenēts ( $x$  un  $y$  virzieni 10. att.), tika izmantota LIF signāla atkarība no pieliktā magnētiskā lauka pie ierosmes ģeometrijas nosacījuma – ierosinošā elektriskā lauka vektors ir paralēls pieliktajam ārējam magnētiskajam laukam ( $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$  skat. 13. att.). Šādā gadījumā, ja tiek ierosināta, kāda Rb supersīkstruktūras pāreja, kura atbilst tumšās rezonances



Attēls 13. Ierosmes ģeometrija magnētiskā lauka kompensācijas noteikšanai

nosacījumam ( $F_g \geq F_e$ ), LIF signāla atkarībā no magnētiskā lauka nenovēro raksturīgo tumšo rezonansi, jo magnētiskā lauka ietekmi uz koherencēm pie šādas ierosmes un novērošanas ģeometrijas nav iespējams reģistrēt. Vispārīgā gadījumā ārējam magnētiskajam laukam ir ne

tikai  $B_z$  komponente, bet arī nelielas  $B_x$  un  $B_y$  komponentu vērtības. Ja šīs komponentes nav izkompensētas, tad ar tām pietiek, lai LIF novērotu nelielu tumšo rezonansi. Pieliekot atbilstošajā kompensējošā Helmholca spoļu pāri nelielu strāvu, novēro LIF izmaiņas spektrā – ja tumšās rezonanses kontrasts (amplitūda) palielinās, tad strāva jāsamazina vai pat jāmaina strāvas plūšanas virziens spolēs. Kompensējošās strāvas vērtība vienā asī tiek atrasta, kad tumšās rezonanses pīķis ir ar vismazāko kontrasta vērtību. Kad strāvas vērtība atrasta vienā spoļu pāri, tiek analogā veidā atrasta kompensācijas vērtība arī otrā perpendikulārajā virzienā. Ideālā gadījumā tumšās rezonanses pīķim vajadzētu pilnībā pazust no LIF signāla. To cik precīzi izdosies atrast kompensējošā magnētiskā lauka komponentu  $B_x$  un  $B_y$  vērtības nosaka strāvas kontrolēšanas precizitāte, lāzera starojuma lineārās polarizācijas kvalitāte un orientācijas precizitāte, kā arī novērošanas virziena attiecība pret, šinī gadījumā  $x,y$ , plakni jeb to cik novērošanas virziens ir paralēls magnētiskā lauka virzienam.



Attēls 14. Skats no augšas uz eksperimentālo iekārtu

Lai lāzera stara forma šķērsgriezumā pēc iespējas atbilstu ideālam aplim, tika izmantotas 2 savācējlēcas. Pirms lāzera stars nonāca optiskajā šūnā tas izgāja cauri optiskam polarizācijas plaknes griezējam un pēc tam cauri lineāram polarizatoram, kurš tad arī nodrošināja atbilstošo ierosinošā starojuma  $E$  vektora virzienu un polarizācijas kvalitāti. Polarizācijas plaknes griezēja un lineārā polarizatora kombinācija ļāva samērā brīvi variēt lāzera starojuma intensitāti. Starojuma jauda eksperimentā tika noteikta ar *Thorlabs* PM100 jaudas mērītāju, kurš mērīja caurizgājušās gaismas jaudu. Jaudas mērītājs tika kalibrēts, lai no caurizgājušās gaismas jaudas varētu noteikt optiskajā šūnā ienākošā starojuma jaudu.

Fluorescence no šūnas tika sakopota uz fotodiodes ar divu savācējlēcu sistēmu. Signāls no fotodiodes tika pastiprināts ar divu pakāpju pastiprinātāju. Pēc tam signāls tika reģistrēts ar *Agilent* DSO5014A osciloskopu, kas šos datus arī uzkrāja un vidēja.

### 2.3. Rezultāti

Pirms eksperimentālie dati tika salīdzināti ar teorētiski aprēķinātajām līknēm no tiem tika atņemts fons, un tad tie tika nonormēti, dalot ar intensitātes maksimālo vērtību. Lai salāgotu eksperimentāli mērītos signālus ar teorētiski modelētajiem tika pielāgoti divi parametri. Pirmais parametrs ir  $k_\gamma$ , kas saista atomu vidējā termiskā ātruma  $v_{th}$  attiecību pret lāzera stara diametru  $d$  ar caurlidošanas relaksācijas ātrumu  $\gamma$  pēc sakarības:

$$\gamma = k_\gamma \frac{v_{th}}{d} + \gamma_{sad} + \gamma_{hom} \approx k_\gamma \frac{v_{th}}{d}, \quad (26)$$

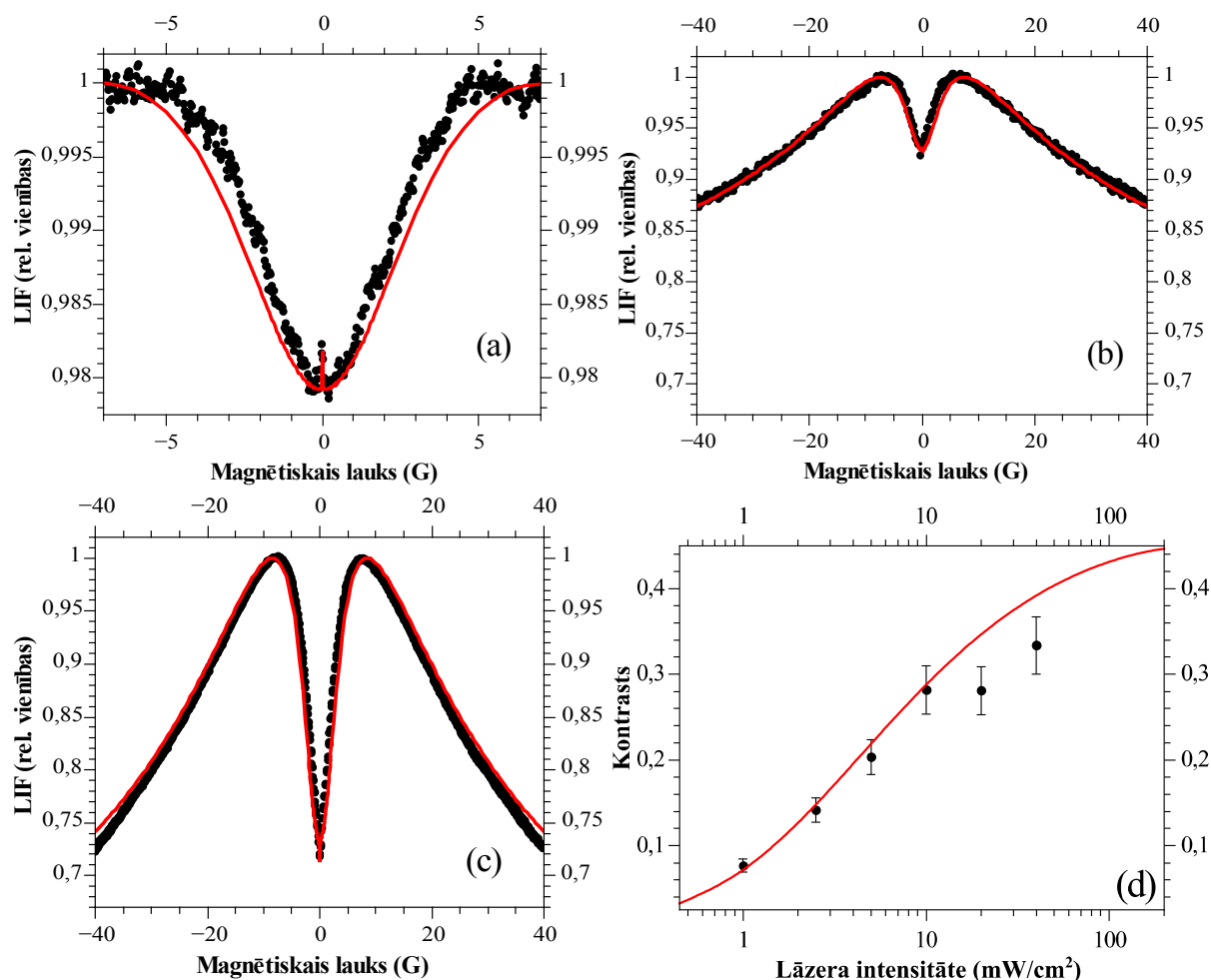
kur  $\gamma_{sad}$  ir neelastīgu atoms-atoms sadursmju ātrums un  $\gamma_{hom}$  ir magnētiskā lauka nehomogenitātes radītā relaksācija. Istabas temperatūrā  $\gamma_{sad}$ , pieņemot, ka Rb-Rb spin-apmaiņas šķērsriezuma laukums ir  $\sigma \approx 2 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$  [71], ir vairākas lieluma kārtas mazāks par pirmo saskaitāmo  $k_\gamma \frac{v_{th}}{d}$  sakarībā (26).  $\gamma_{hom}$  augšējā robeža, kas novērtēta pēc [72] arī ir vairākas lieluma kārtas mazāks, kā pirmais saskaitāmais. Līdz ar to tālākajā analizē  $\gamma_{sad}$  un  $\gamma_{hom}$  tika uzskatīti par nenozīmīgiem. Otrs salāgošanas parametrs  $k_R$  saista Rabi frekvenci  $\Omega_R$  ar kvadrātsakni no lāzera intensitātes pēc sakarības:

$$\Omega_R = k_R K_{const} \sqrt{I}, \quad (27)$$

kur  $K_{const}$  ir visi konstantie lielumi sakarībā (13). Abiem salāgošanas parametriem ( $k_\gamma$  un  $k_R$ ) būtu jābūt tuviem vieniniekam, ja lāzera stara intensitāte stara profilā būtu konstanta, un ja atomi šķērsotu stara profilu caur tā viduspunktu ar vidējo termisko ātrumu. Šajā analizē tika pieņemts, ka lāzera starojuma intensitāte stara profilā aprakstās ar Gausa funkciju, tātad lāzera stara diametrs nevar būt viennozīmīgi definēts. Vēl jo vairāk, atomi kustas pa nejaušām trajektorijām, un to ātrumu sadalījumu apraksta Maksvela ātruma sadalījums. Tāpēc tiek pieļauta šo parametru vērtību atšķiršanās no 1, lai iegūtu optimālu salāgošanu starp teorētiski modelētajiem un eksperimentā iegūtajiem datiem. Salāgošanai tika izmantotas  $k_\gamma = 0,5$  un  $k_R = 0,11$  vērtības. Šīs vērtības norāda uz to, ka atomu un lāzera starojuma mijiedarbība Gausa profila „spārnos” nevar tikt neievērota. Tā rezultātā lāzera stara diametram  $d = 1,6 \text{ mm}$  un lāzera jaudai  $P = 20 \text{ } \mu\text{W}$ , aprēķinos tika izmantotās vērtības:  $\gamma = 95 \text{ kHz}$  un  $\Omega_R = 0,75 \text{ MHz}$ . Kad optimālie salāgošanas parametri tika atrasti to vērtības tika izmantotas,



lai savietotu teoriju ar eksperimentu dažādām pārejām un dažādām lāzera intensitātes vērtībām. Daži no rezultātiem parādīti 15. attēlā.



Attēls 15. LIF atkarība no magnētiskā lauka  $^{87}\text{Rb}$   $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$  pārejai dažādām lāzera intensitātēm:  $0,14 \text{ mW/cm}^2$  ( $\Omega_R = 0,39 \text{ MHz}$ );  $1 \text{ mW/cm}^2$  ( $\Omega_R = 0,75 \text{ MHz}$ );  $10 \text{ mW/cm}^2$  ( $\Omega_R = 2,38 \text{ MHz}$ ). Apakšējā labajā attēlā parādīta centrālā minimuma kontrasta atkarība no lāzera intensitātes.

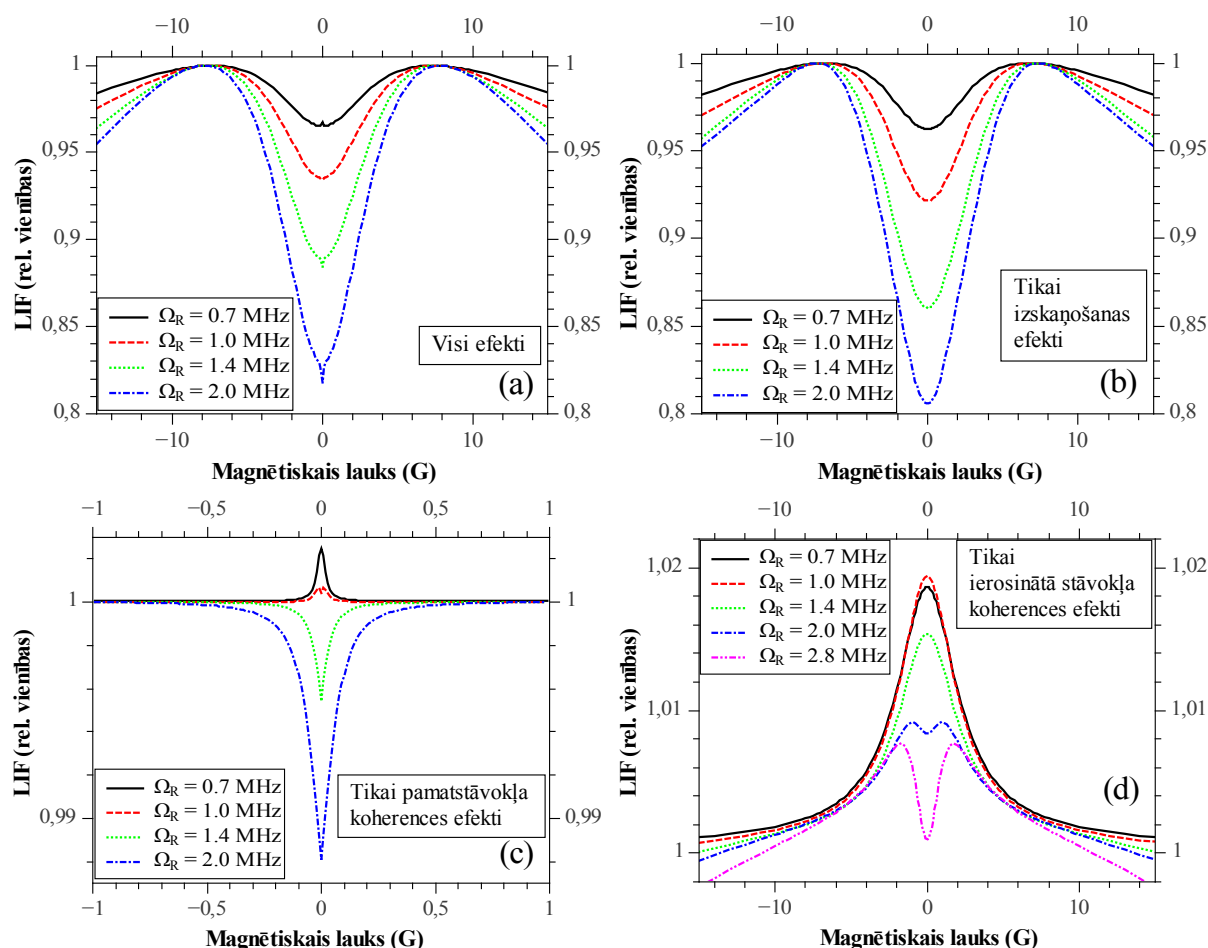
Attēlā 15(d) parādītais kontrasts tiek definēts kā:

$$C = \frac{I_{\min} - I_{\max}}{I_{\max}}, \quad (28)$$

kur  $I_{\min}$  ir LIF minimums, tad kad magnētiskais lauks ir 0;  $I_{\max}$  ir LIF maksimālā vērtība, kas parādās pie nedaudz mazāk, kā 10 G liela magnētiskā lauka. Kā redzams 15. attēlā, tad teorētiskais modelis apmierinoši apraksta ļoti šaurās pamatstāvokļa koherences, kā arī platāko signāla daļu, šajā gadījumā līdz pat 40 G. Šaurās nulles rezonanses un lāzera intensitātes ietekme uz šīm rezonansēm detalizēti pētīta [73]. Uz šīs labās sakritības pamata var spriest, ka pielietotais teorētiskais modelis ir labs instruments šo signālu (arī to platās daļas)

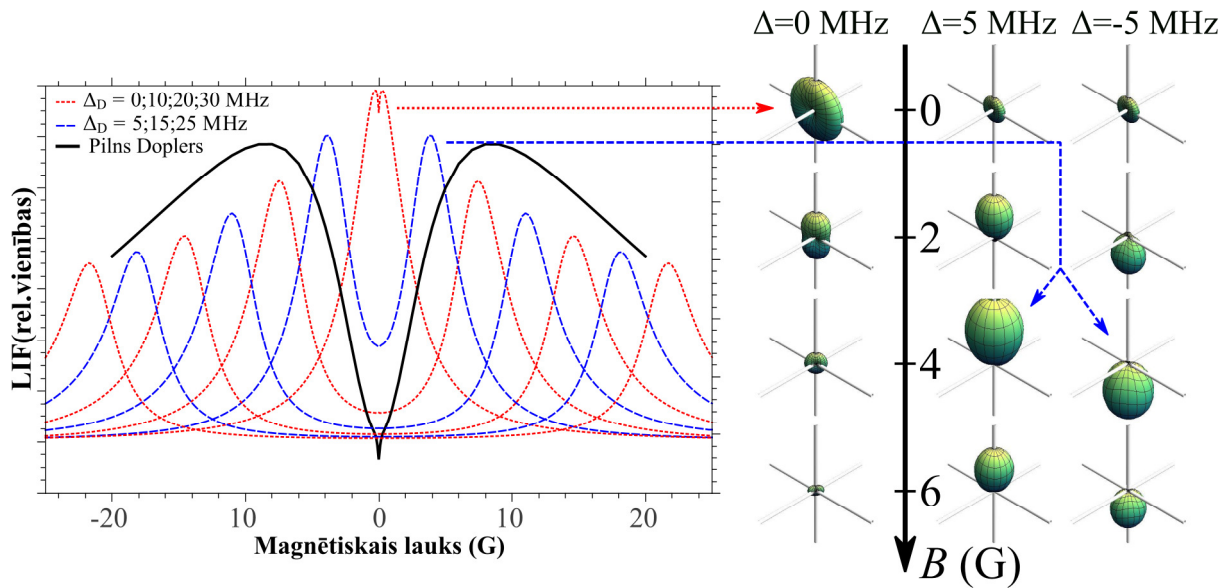
veidošanās mehānismu pētījumiem. Pēc 15.(a) attēla var skaidri redzēt, ka apmēram 100 mG šaurā struktūra pie nulles magnētiskā lauka it kā atrodas pa virsu platākam uz leju vērstam rezonanses signālam ar platumu daži gausi.

Lai pētītu, kā dažādi fizikāli efekti ietekmē atšķirīgās signāla iezīmes ar atšķirīgo magnētiskā lauka mērogu, tika pielietots teorētiskais modelis, kas aprakstīts 1.2. nodaļā, slēdzot dažādus fizikālus procesus „iekšā” un „ārā”. Trīs procesi tika analizēti: pamatstāvokļa koherenču izjaukšana ar magnētisko lauku, ierosinātā stāvokļa koherenču izjaukšana ar magnētisko lauku un „Zēmana magnētiskā skenēšanas efekts”, kas ietvēra optiskās pārejas starp dažādiem Zēmana apakšlīmeņiem, kuras nonāk labākā vai sliktākā rezonansē ar lāzera starojumu atkarībā no pieliktā magnētiskā lauka un atomu kustības ātruma. Rezultāti apkopoti 16. attēlā redzamajos grafikos.



Attēls 16. Simulētie signāli LIF atkarībai no magnētiskā lauka  $^{87}\text{Rb } F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$  pārejai, dažādus fizikālus efektus ņemot vērā: (a) visi efekti ņemti vērā; (b) tikai izskaņošanas efekti ņemti vērā; (c) tikai pamatstāvokļa koherences efekti; (d) tikai ierosinātā stāvokļa koherences efekti. (Grafiki ir ar dažādiem mērogiem).

Kad visi fizikālie efekti ir iekļauti simulētā signāla aprēķinos, tad iegūst trīs veida struktūras: 100 mG mērogā, dažu Gausu mērogā un dažu desmitu gausu mērogā (skat. att. 16.(a)). Kad netika ņemta vērā mainīgā magnētiskā lauka ietekme uz koherencēm, ko panāca gan ierosinātā, gan pamatstāvokļa vienādojumos (10) un (11) trešo locekli pielīdzinot nullei, var novērot (skat. att. 16.(b)), ka šaurais nulles pīķis ir pilnībā pazudis, turpretim pārējās struktūras izmainās nenozīmīgi. Lai ievērotas tiktu tikai pamatstāvokļa koherences efekti, ierosinātā stāvokļa koherences tika atsaistītas no magnētiskā lauka tikai vienādojuma (11) trešo locekli pielīdzinot nullei un izskaņošanās efekti tika „izslēgti” vienādojuma (12) locekli  $\omega_{g_i e_j}$  pieņemot par neatkarīgu no magnētiskā lauka un tā vērtību saglabājot tādu, kāda tā ir pie  $B = 0$ . Kā redzams 16.(c) attēlā, šajā gadījumā, kad tika ņemta vērā tikai magnētiskā lauka ietekme uz pamatstāvokļa koherencēm veidojās tikai šaurā struktūra. No 16.(b) un (c) attēliem šauro struktūru var skaidri attiecināt uz pamatstāvokļu koherencēm un to iznīcināšanu magnētiskā lauka ietekmē. Šaurās struktūras pīķa vērsuma maiņas atkarība no Rabi frekvences (lāzera intensitātes) ir detaļās analizēta [73]. Tai pašā laikā 16.(b) attēlā redzamā dažu gausu platā struktūra ir saistīta ar izskaņošanās efektiem. Ja līdzīgā veidā tiek ņemti vērā tikai ierosinātā stāvokļa koherences efekti, tad 16.(d) attēlā var redzēt, ka pie mazākām Rabi frekvencēm signāls pie  $B = 0$  ir vērsta pozitīvā virzienā, ar kontrastu 1% vai 2% – fluorescence pieaug, bet  $\Omega_R$  palielinoties LIF kontrasts pie nulles lauka samazinās, līdz pie  $\Omega_R \approx 2$  MHz tā vērsums kļūst jau negatīvā virzienā. Pirmajā mirklī varētu šķīst, ka ierosinātais un pamatstāvoklis uzvedas stipri līdzīgi, bet ja salīdzina šo pīķu platumus iezīmējas skaidra atšķirība – pamatstāvokļa rezonanses raksturīgais platumus pie puses maksimālā kontrasta ir ar kārtu desmitiem mG, savukārt ierosinātā stāvokļa rezonansu raksturīgie platumi ir ar kārtu daži gausi. Tādējādi skaidri var redzēt, ka ierosinātā stāvokļa koherences nepiedalās šaurās struktūras veidošanās mehānismos. Ierosinātā stāvokļa struktūrai (att. 16.(d)) bija tāds pats raksturīgais platumus ( $\Gamma \approx \omega_{\Delta m=2}$ ) kā ierosinātā stāvokļa lineārajam Hanlē efektam [15]. Lineārais Hanlē efekts nevar tikt novērots šādā eksperimentā, jo lai to novērotu ir nepieciešama divu ortogonālu LIF lineāri polarizēto komponentu izšķiršana, tādēļ šo struktūru saista ar ierosinātā stāvokļa nelineāro Hanlē efektu.



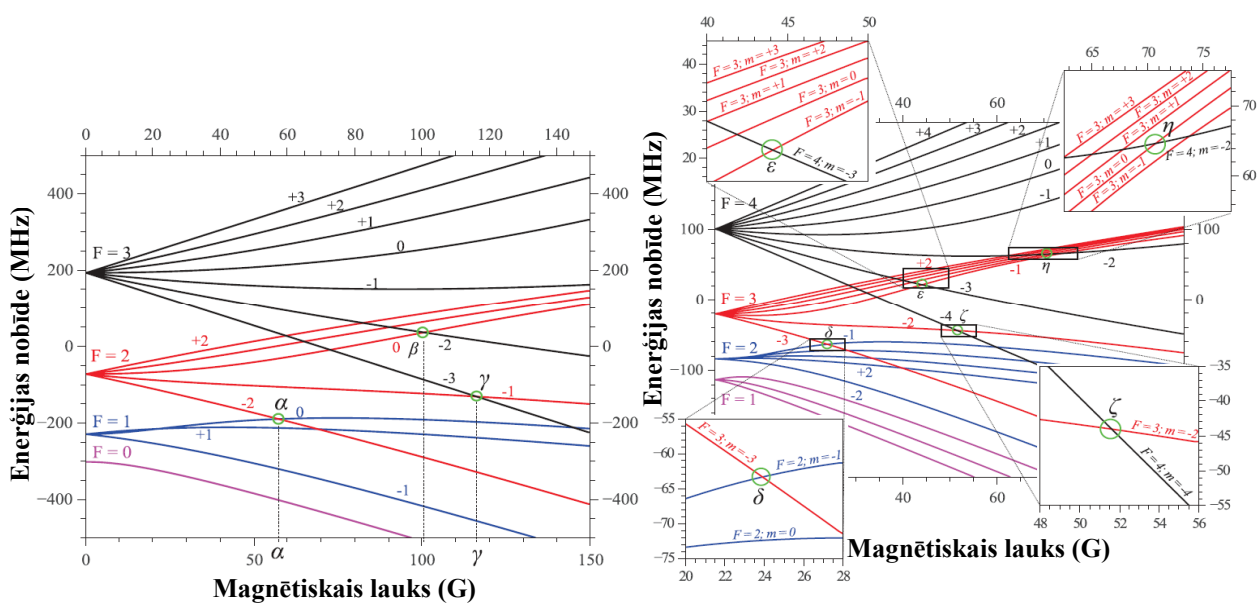
Attēls 17. Magnetooptiskā signāla sadalīšana kā superpozīcija no dažādu ātrumu grupu LIF atkarības no magnētiskā lauka [P2].

Lai noskaidrotu galveno platās struktūras cēloni, ir jāpievēršas 17. attēlam. Attēls sadalīts divās daļās – kreisajā un labajā. Kreisajā parādīts kā magnetooptisko signālu var sadalīt dažādo ātruma grupu ieguldījumos kopējā signālā. Nepārtrauktā melnā līnija atbilst LIF signālam no Rb atomu tvaiku šūnas istabas temperatūrā un to veido vidējošana pa visu Doplera profilā esošo dažādo ātruma grupu ieguldījumu signālā. Pieņemsim, ka lāzera stars izplatās  $y$ -ass virzienā. Pārtrauktās līnijas raksturo dažādu ātrumu grupu ieguldījumu signālā. Atšķirīgo ātrumu grupu ieguldījumu summa sniedz rezultējošo signālu – nepārtraukto līkni. Attēla labā daļa sniedz paskaidrojumu, kāpēc katrai ātruma grupai ir sava signāla forma. Tiek pieņemts, ka atomu grupai, kura atrodas miera stāvoklī attiecībā pret lāzera stara izplatīšanās virzienu ( $v_y = 0$ ) lāzera starojuma frekvence sakrīt ar rezonanses pāreju ( $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$ ) nulles magnētiskā laukā. Tādēļ var uzskatīt, ka pārējās ātruma grupas ar lāzera starojumu, kurš izskaņots atbilstoši Doplera nobīdei, mijiedarbojas nenozīmīgi. Pieliekot ārēju magnētisko lauku visi (izņemot  $m_F = 0$ ) magnētiskie apakšlīmeņi tiek nobīdi atbilstoši Zēmana efektam. Magnētiskā skanēšana noteiktu atomu grupu, kas kustas ar ātrumu  $v_y$  nogādā rezonansē ar lāzera starojumu. Pie dažādām magnētiskā lauka  $B$  vērtībām rezonansē ar lāzera starojumu nonāk atomu grupas, kas pārvietojas ar dažādu ātrumu  $v_y$ . Funkcija  $v(B)$  vispārīgā gadījumā ir nelineāra, un tās formu nosaka Zēmana efekts. Šis magnētiskās skanēšanas rezultātā, katrai ātruma grupai leņķiskā momenta sadalījuma formas, kuras inducēja lāzera starojums, ir atkarīgas no pieliktā ārējā magnētiskā lauka. Šo sadalījumu

uzskatāmi var parādīt ar leņķiskā momenta varbūtību sadalījuma virsmām [16,45,64]. 17. attēla labajā daļā ir parādītas ierosinātā stāvokļa leņķiskā momenta varbūtību sadalījuma virsmas. Sakarā ar to, ka pārējie supersīkstruktūras līmeņi atrodas tālu no rezonanses pārejas  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$  pie atbilstošajām magnētiskā lauka vērtībām un ātruma grupu vērtībām, to ietekme uz apdzīvotības izmaiņu ir nenozīmīga, līdz ar to attēlojot šīs (17. att. pa labi) ierosinātā stāvokļa leņķiskā momenta varbūtības virsmas, tiek ņemts vērā tikai  $F_e = 3$  supersīkstruktūras līmenis. Pēc 17. attēla var spriest, ka pie konkrētas magnētiskā lauka vērtības kāda atomu grupa ar atbilstošām ātruma vērtībām kļūst efektīvi orientēta vai nu pozitīvā, vai negatīvā virzienā gar asi, kas ir paralēla pieliktā magnētiskā lauka virzienam. Savukārt, ja tiek apskatīti visi mijiedarbībā iesaistītie atomi (visas ātruma grupas), tad pa ansambli vidējoti atomi ir izkārtoti gar magnētiskā lauka asi pie visām magnētiskā lauka vērtībām. Taču pie magnētiskā lauka ar stiprumu  $\pm 10$  G šī izkārtošana ir maksimāla.

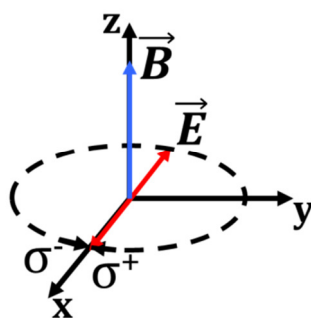
### 3. MAGNETOPTISKĀS REZONANSES NO NULLES ATŠĶIRĪGĀ MAGNĒTISKAJĀ LAUKĀ RB ATOMA IEROSINĀTAJĀ STĀVOKLĪ UN TO ATKARĪBA NO IEROSINOŠĀ STAROJUMA FREKVENCES

#### 3.1. Magnētisko apakšlīmeņu krustošanās pie no nulles atšķirīga magnētiskā lauka eksperimenta apraksts



Attēls 18. Pa kreisi  $^{87}\text{Rb}$  un pa labi  $^{85}\text{Rb}$   $5^2P_{3/2}$  ierosinātā stāvokļa magnētisko apakšlīmeņu enerģijas atkarība no magnētiskā lauka vērtības. Nulles enerģija atbilst ierosinātā stāvokļa  $5^2P_{3/2}$  enerģētiskajai vērtībai [P1].

Iepriekšējā nodaļā mēs pētījām ar lāzeru ierosinātās fluorescences signālu atkarību no magnētiskā lauka, lauka vērtībām, kas nepārsniedz dažus desmitus gaušu. Taču ja magnētiskā lauka diapazonu paplašina, tad pēc 18. attēlā redzamajām līknēm, kas atbilst magnētisko apakšlīmeņu  $m_F$  enerģijas atkarībai no magnētiskā lauka var redzēt, ka virkne magnētisko apakšlīmeņu krustojas ne tikai pie nulles magnētiskā lauka, bet arī pie no nulles atšķirīga



Attēls 19. Ierosmes ģeometrija.

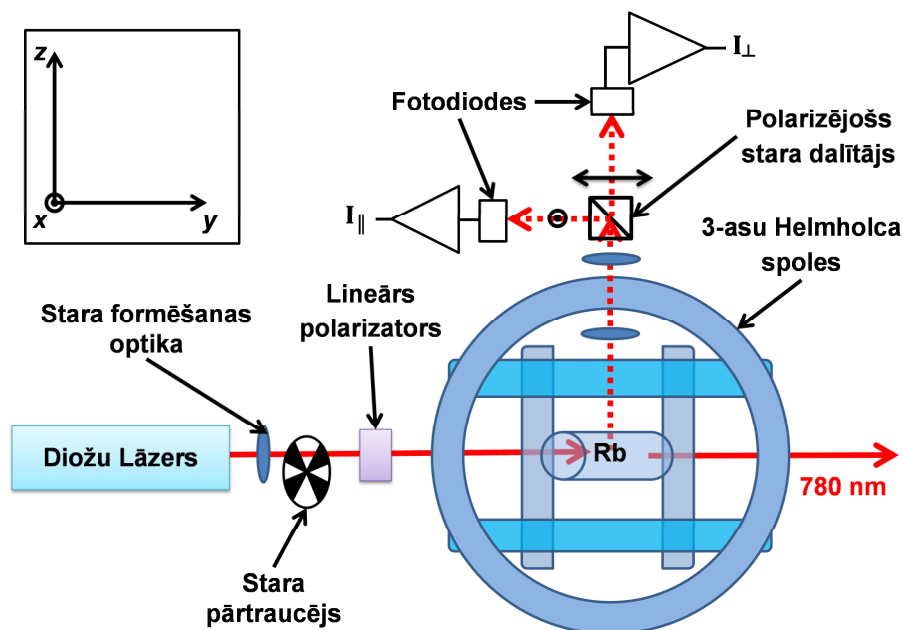
magnētiskā lauka ( $B \neq 0$ ). 18. attēlā redzami daudzi krustpunkti, taču kā jau pieminēts 1.1. nodaļā, tad ar lineāri polarizētu gaismu, kuras  $\mathbf{E}$  vektors atrodas plaknē, kas ir perpendikulāra pieliktajam magnētiskajam laukam (skat. att. 19.), varēs koherenti ierosināt tikai magnētiskos apakšlīmeņus ar kvantu skaitļu vērtību starpību  $\Delta m_F = \pm 2$ . Visi šie krustpunkti, arī atzīmēti ar apliem 18. attēlā.

No pirmā acu uzmetiena vārētu šķist, ka, lai novērotu šos līmeņu krustošanās signālus, ir tikai jāpalielina pieliktā magnētiskā lauka diapazons, kas patiesībā pats par sevi nav nemaz tik triviāls uzdevums. Tomēr līmeņu krustošanās signālus pilnajā LIF signālā novērot nebūs iespējams – lai reģistrētu rezonansu signālu no nenulles atšķirīgā magnētiskajā laukā ir nepieciešams izšķirt divas savstarpēji ortogonāli polarizētas fluorescences komponentes – vienu polarizētu paralēli ierosinošajam lāzera elektriskajam laukam un otru perpendikulāri. Fluorescences komponentu izšķiršana ir nepieciešama, jo pie konkrētās magnētiskā lauka vērtības, kad notiek magnētisko apakšlīmeņu krustošanās, ierosinātā stāvokļa leņķiskā momenta varbūtības sadalījuma virsma, kas ieņēmusi *hanteles* formu, nostājas paralēli ierosinošā  $\mathbf{E}$  vektora virzienam. Līdz ar to emitētais starojums no šāda leņķiskā momenta sadalījuma būs vismaz daļēji lineāri polarizēts. Komponentu signālā šo daļējo polarizēšanu novēro kā fluorescences signāla pieaugumu pie konkrētā magnētiskā lauka paralēlajai komponentei, savukārt ortogonālajā komponentē kā fluorescences kritumu. Lineāras ierosmes gadījumā signāla pieauguma komponentē, kas polarizēta paralēli ierosinošās gaismas  $\mathbf{E}$  vektoram, un signāla krituma otrā komponentē, kas polarizēta perpendikulāri  $\mathbf{E}$  vektoram, amplitūdas būs vienādas, tādēļ pilnajā fluorescences signālā šie pīķi neparādīsies. Lai gan sagaidāms, ka šo līmeņu krustošanās signālu amplitūdas ir salīdzināmas ar nulles magnētiskā lauka rezonansēm, tomēr to amplitūdas būs mazākas, jo krustojas vairs tikai divi līmeņi, nevis visi konkrētā supersīkstruktūras  $F$  līmeņa magnētiskie apakšlīmeņi  $m_F$ . Līdzīgi kā iepriekšējā nodaļā aprakstītajos pētījumos arī šajā gadījumā LIF ar ortogonāli polarizēto komponentu izšķiršanu tika novērota virzienā, kas ir paralēls pieliktajam magnētiskajam laukam.

### 3.2. Eksperimentālā iekārta

Attēlā 20 parādīts shematisks eksperimentālās iekārtas kopskats no augšas. Eksperimentos tika izmantota tā pati Rb tvaiku šūna, kas aprakstīta 2. nodaļā, kura atradās tajos pašos 3 savstarpēji perpendikulāru Helmholca spoļu pāros. Kā iepriekš, arī šeit divos ( $x$  un  $y$ ) virzienos spolēs plūstošā līdzstrāva radīja nelielu magnētisko lauku, kas kompensēja apkārtesošās vides magnētisko lauku, un attiecīgi trešajā virzienā, magnētiskais lauks tika

skenēts. Skenējošās strāvai bija pret nulles vērtību simetriska trīsstūrveida forma ar frekvenci 21 mHz. Šajā eksperimentā tika izmantots tas pats lāzers, kas tika lietots arī 2. nodaļā aprakstītajos eksperimentos. Ierosinošā starojuma frekvence tika noteikta izmantojot piesātināšanās absorbcijas iekārtu un *HighFinesse* WS/7 viļņa garuma mērītāju. Eksperimenta laikā frekvence tika rūpīgi kontrolēta un nepieciešamības gadījumā tika veiktas korekcijas lāzera kontrolieriem, lai kompensētu lāzera frekvences izmaiņas. Šajos mērījumos, lai sasniegtu lielākas magnētiskā lauka vērtības tika izmantots ne tikai *Kepeco* BOP-50-8-M, bet



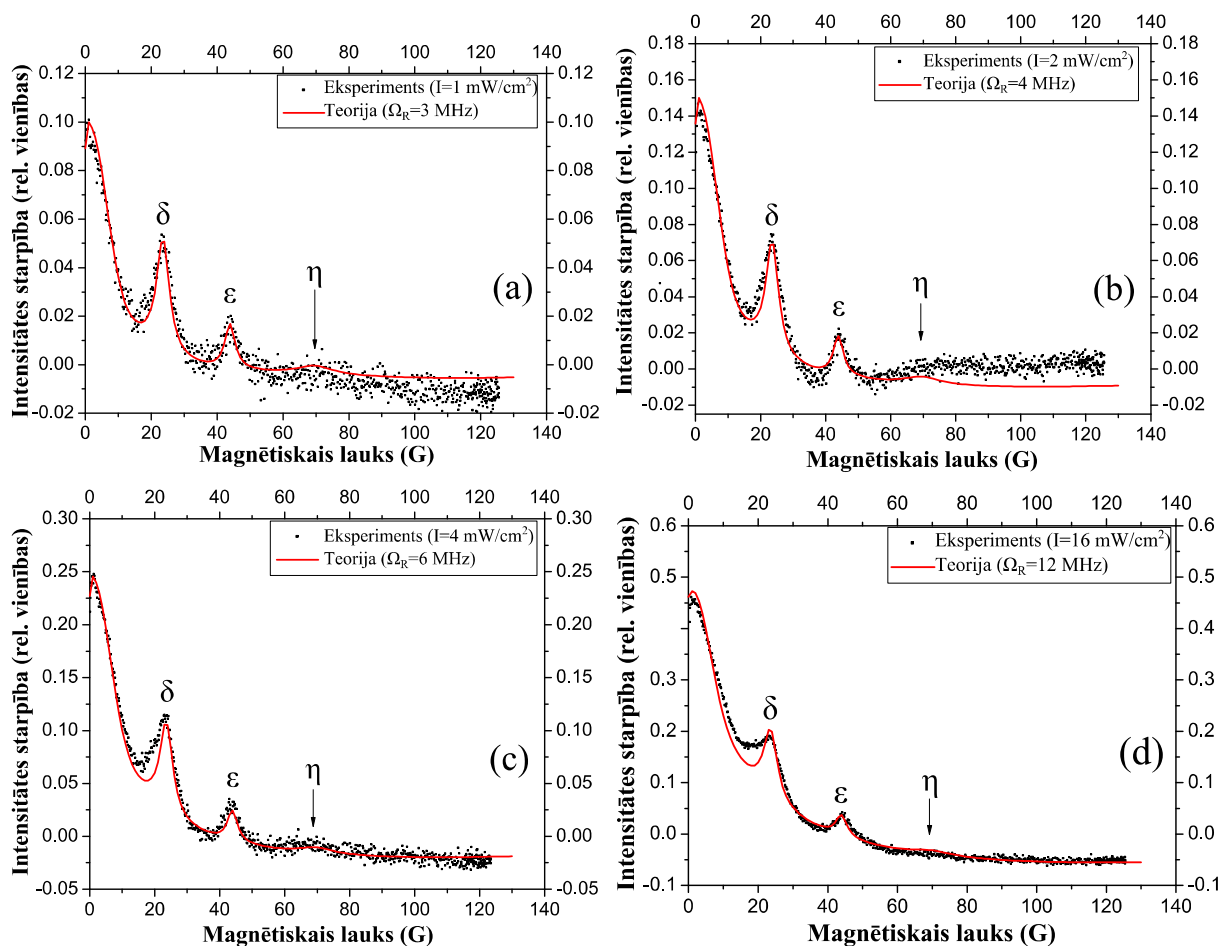
Attēls 20. Skats no augšas uz eksperimentālo iekārtu.

arī *Agilent* N5770A strāvas avots. Tas ļāva palielināt magnētisko lauku līdz pat 120 G. Nomērītais lāzera stara profils tika aproksimēts ar Gausa funkciju, kuras platums pie puses maksimuma tika noteikts 1,6 mm. Šī vērtība tika pieņemta par stara diametru. Pirms lāzera stars nonāca šūnā, tas tika virzīts cauri stara pārtraucējam (*optical chopper*). Ar secīgi novietota polarizācijas plaknes griezēja un lineārā polarizatora kombinācija varēja iegūt lāzera jaudas vērtības no 20  $\mu\text{W}$  līdz 320  $\mu\text{W}$ , kas aptuveni atbilst lāzera intensitātes vērtībām no 1  $\text{mW}/\text{cm}^2$  līdz 16  $\text{mW}/\text{cm}^2$ . LIF no divām savstarpēji perpendikulāri polarizētām komponentēm (viena paralēla un otra perpendikulāra ierosinošā elektriskā lauka vektoram) cauri lēcu sistēmai un polarizējošam stara dalītājam nonāca uz *Thorlabs* FDS100 fotodiodēm. Signāls no katras fotodiodes tika pastiprināts ar atsevišķu pastiprinātāju virkni, kas sastāvēja no diviem TL072D pastiprinātājiem, kur pirmais sniedza transimpedances pastiprinājumu  $10^7$  reizes un otrs sprieguma pastiprinājumu  $10^2$  reizes. Signāls tālāk nonāca divkanālu fāzes jutīgā pastiprinātājā (*lock-in amplifier*), kurš sniedza papildus pastiprinājuma vērtības no  $10^3$



līdz  $10^5$  reizes. Stara pārtraucējs, kas atradās lāzera starā, deva 1 kHz lielu atsaucis frekvenci. Fāzes jūtīgā pastiprinātāja laika konstante bija 200  $\mu$ s. Tālāk signāli tika reģistrēti ar 2. nodaļā pieminēto osciloskopu, kurš arī šos datus vidēja.

### 3.3. Rezultāti



Attēls 21. LIF intensitātes starpība ( $I_{\perp} - I_{\parallel}$ ) atkarība no magnētiskā lauka  $^{85}\text{Rb } F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$  pārejai. Atsevišķie grafiki atbilst dažādām lāzera intensitātēm.

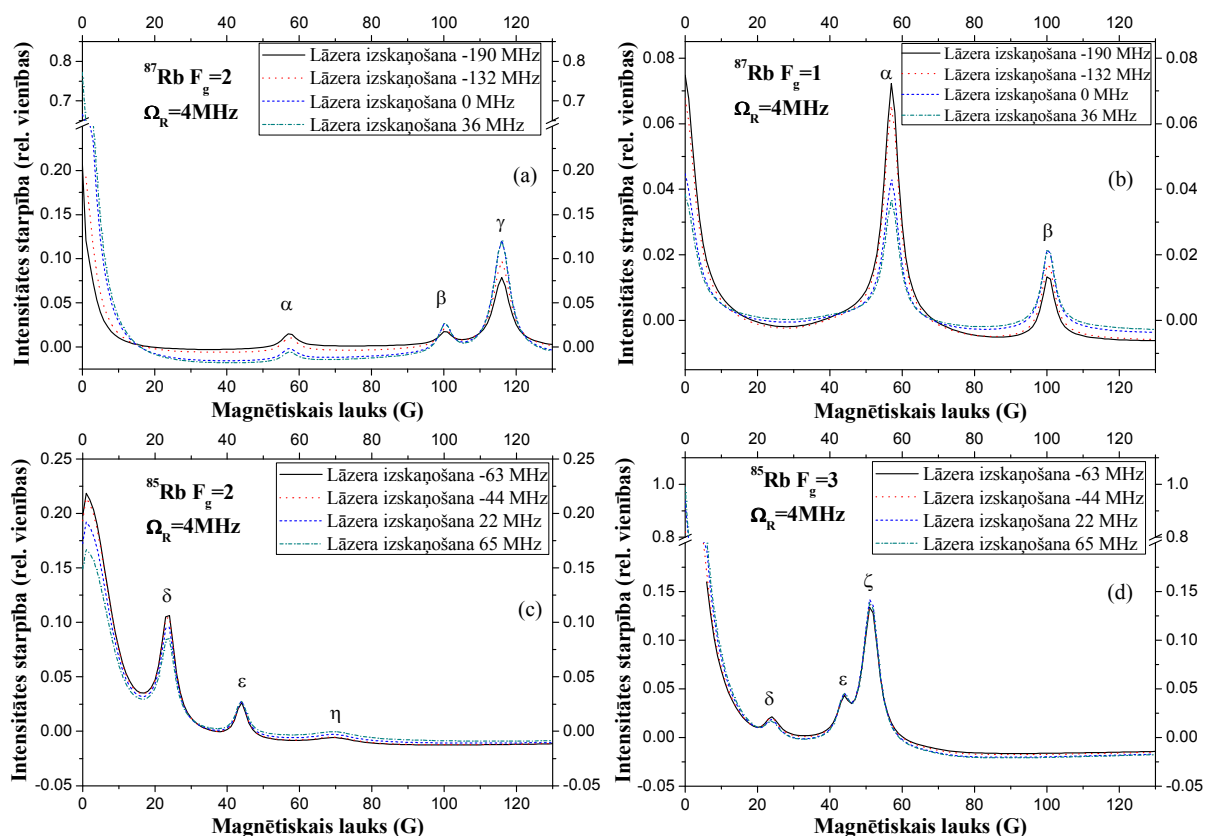
Eksperimentālo datu salāgošana ar teorētiskajiem notika līdzīgi kā tas aprakstīts 2.2. nodaļā – atrodot piemērotas  $k_R$  un  $k_Y$  vērtības. Šajā eksperimentu sērijā vislabāko sakritību starp mērītajiem un skaitliski modelētajiem signāliem nodrošināja  $k_R = 0,5$  un  $k_Y = 1$ . Kā papildus salāgošanas parametrs tika izmantots lāzera līnijas platumam. Labāko sakritību starp teoriju un eksperimentu nodrošināja  $\Delta\omega = 2 \text{ MHz}$ , kas atbilst šādas konstrukcijas lāzera tipiskam ģenerētās lāzera līnijas platumam. Ilglaicīgas lāzera starojuma frekvences izmaiņas – “dreifs” tika novērsts, lāzera starojuma frekvenci eksperimenta laikā

uzraugot un turot nemainīgu. Vienas un tās pašas piemeklēto parametru  $k_R$ ,  $k_Y$  un  $\Delta\omega$  tika izmantotas visām pārējām, visām jaudām un visām izskaņošanas frekvencēm.

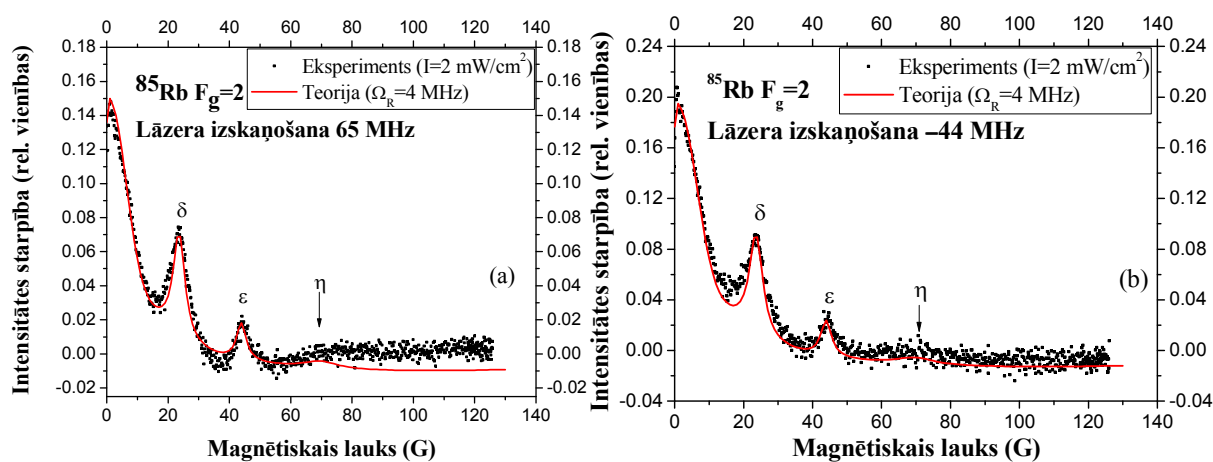
Visos parādītajos LIF atkarības no magnētiskā lauka grafikos uz  $y$  ass ir dota intensitāšu starpība starp divām perpendikulāri polarizētām LIF komponentēm. LIF intensitātes starpības mērvienības ir patvaļīgas, taču tās ir kopīgi normētas viena izotopa ietvaros. Sakritība starp eksperimentu un teoriju bija teicama pie mazām lāzera intensitātes vērtībām un pilnīgi apmierinoša pie  $I = 16 \text{ mW/cm}^2$ . Pie vēl lielākām lāzera intensitātes vērtībām teorētiskais modelis kļūst mazāk precīzs. Tas ir tāpēc, ka pie lielām lāzera jaudām caurlidošanas relaksāciju vairs nevar aprakstīt ar vienu konstanti, kā tas tiek darīts šīnī modelī. Kā arī lāzera jaudas sadalījumu, stara profilā, vairs nevar aprakstīt ar taisnstūra funkciju. No šiem spriedumiem izriet, ka teorētiskais modelis izmanto vienu vidējo vērtību, lai aprakstītu lāzera jaudu, un šāds pieņēmums sniedz labu sakritību pie mazām lāzera intensitātēm. Taču pie lielām lāzera jaudām, daļa no stara profila piesātinās, un vienkāršojums vairs nedarbojas. Rezultāti  $^{85}\text{Rb}$  atomu LIF komponentu starpības atkarībai no magnētiskā lauka pie dažādām lāzera intensitātēm (dažādām  $\Omega_R$ ), parādīti 21. attēlā. Šajā mērījumā ierosme notika no pamatstāvokļa līmeņa  $F_g = 2$ .

Nākamā tika pētīta līmeņu krustošanas spektru atkarība no lāzera izskaņošanas frekvences. 22. attēlā ir parādīti rezultāti teorētiskajiem aprēķiniem, kas parāda kā nenulles lauka līmeņu krustošanās pīķu amplitūdas var ietekmēt, mainot lāzera starojuma frekvenci. Grafikos redzamo līķņu izskaņošanas frekvence norādīta, kā lāzera starojuma frekvences atšķirība no frekvences starp supersīkstruktūras pamatstāvokli un ierosinātā stāvokļa sīkstruktūras līmeni. Pirmkārt, ir redzams, ka ievērojamas līmeņu krustošanās pīķu amplitūdu variācijas novērojamas tikai  $^{87}\text{Rb}$  (skat. 22.(a) un 22.(b) att.). Šim rubīdija atoma izotopam līmeņu krustošanās pīķa, kas apzīmēts ar  $\gamma$ , amplitūdu, mainot lāzera starojuma frekvenci var palielināt pat gandrīz 2 reizes, ja to ierosina no pamatstāvokļa līmeņa  $F_g = 2$ . Savukārt, kad ierosme notiek no pamatstāvokļa līmeņa  $F_g = 1$ , tad līmeņu krustošanās pīķu  $\alpha$  un  $\beta$  amplitūdas var gandrīz dubultot.  $^{85}\text{Rb}$  izotopa gadījumā (skat. 22.(c) un 22.(d) att.) Doplera paplašinājuma dēļ nenovēro šādus efektus, jo ierosinātā stāvokļa supersīkstruktūras sašķelšanās šim izotopa ir maza, salīdzinot ar Doplera platumu. Enerģijas starpība starp  $^{85}\text{Rb}$   $F_e = 1$  un  $F_e = 4$  stāvokļiem ir nedaudz vairāk par 200 MHz, turpretim Doplera profila pilnais platumu pie puses maksimuma istabas temperatūrā ir apmēram 500 MHz. Neskatoties uz to, ka lāzera frekvences izskaņošanas vērtība  $^{85}\text{Rb}$  gadījumā bija mazāka, kā  $^{87}\text{Rb}$

gadījumā, izskaņošanas vērtības attiecībā pret sīkstruktūras sašķelšanos ir apmēram vienādas.



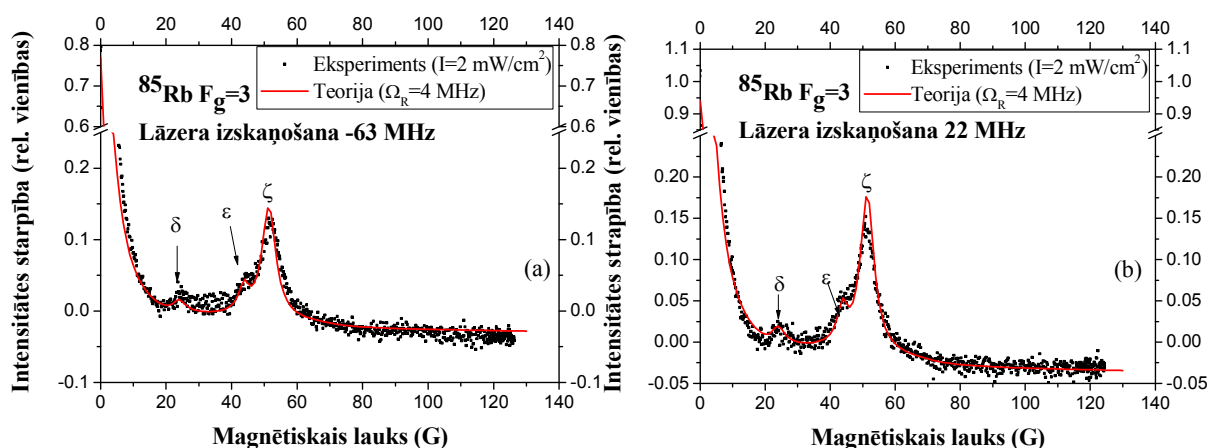
Attēls 22. Teorētiski modelētie signāli ( $I_{\perp} - I_{\parallel}$ ) atkarībā no magnētiskā lauka: (a)  $^{87}\text{Rb } F_g = 2 \rightarrow F_e = 1,2,3$ , (b)  $^{87}\text{Rb } F_g = 1 \rightarrow F_e = 0,1,2$ , (c)  $^{85}\text{Rb } F_g = 2 \rightarrow F_e = 1,2,3$  un (d)  $^{85}\text{Rb } F_g = 3 \rightarrow F_e = 2,3,4$  pārejām.



Attēls 23. Intensitāšu starpība ( $I_{\perp} - I_{\parallel}$ ) atkarībā no magnētiskā lauka  $^{85}\text{Rb } F_g = 2 \rightarrow F_e = 1,2,3$  pārejām, kad lāzes izskaņots no  $5^2S_{1/2} (F_g = 2) \rightarrow 5^2P_{3/2}$  pārejas (a) +65 MHz un (b) -44 MHz. Lāzera intensitāte  $I=2 \text{ mW/cm}^2$ , teorētisko aprēķinos izmantotā Rabi frekvence  $\Omega_R = 4 \text{ MHz}$ .

Ja  $^{85}\text{Rb}$  izotopa ierosmei tiktu ņemtas vēl lielākas izskaņošanas frekvences vērtības, tad tiktu novērots būtiski mazāks signāls, būtiski neietekmējot pīķu amplitūdas.

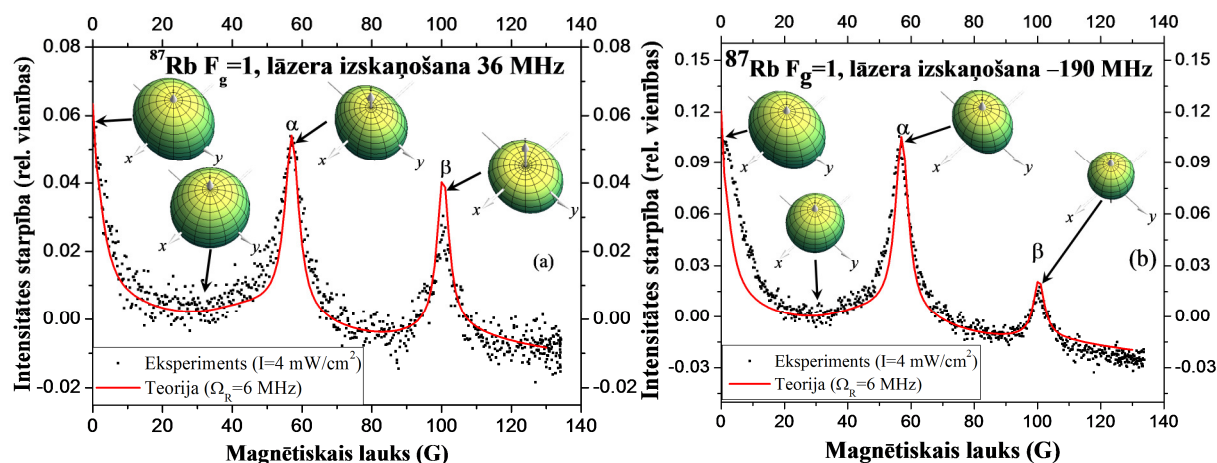
Tālāk, lai pārbaudītu pīķu amplitūdu izmaiņas, veiksīm pie dažādām izskaņošanās frekvenču vērtībām eksperimentāli iegūto līmeņu krustošanās līkņu salīdzināšana ar teorētiski modelētajām. 23. attēlā parādīti rezultāti  $^{85}\text{Rb}$  izotopam. Attēlā 23(a) parādīti rezultāti, kad lāzera frekvence izskaņota par +65 MHz no precīzās enerģijas starpības starp pamatstāvokli  $F_g = 2$  un ierosinātā stāvokļa  $5^2P_{3/2}$  supersīkstruktūras līmeņu “smaguma centru”. Rezultāti, kas parādīt attēlā 23(b) iegūti, kad lāzera starojums izskaņots par -44 MHz. Līdzīgā veidā attēlā 24(a) parādīti rezultāti  $^{85}\text{Rb}$  izotopam, kad ierosme notiek no  $F_g = 3$  uz  $5^2P_{3/2}$  ar izskaņošanas vērtību -63 MHz, kamēr attēlā 24(b) parādīti mērījumi ar +22 MHz lielu izskaņošanu. Kā jau bija sagaidāms no teorētiskā modeļa, tad līmeņu krustošanās pīķu amplitūdas šim rubīdija izotopam nav īpaši jūtīgas pret izskaņošanās frekvenci. Jāatzīmē, ka arī šajos eksperimentos sakritība starp teoriju un eksperimentu ir ļoti laba. Šīs pārejas arī ilustrē magnētisko apakšlīmeņu sajaukšanās ievērošanas nepieciešamību teorētiskajā modelī. Piemēram, rezonanse, kas atbilst  $\epsilon$  (skat. att. 18.) notiek magnētiskajam apakšlīmenim  $m_F = -1$  no  $F_e = 3$  krustojoties ar  $m_F = -3$  no  $F_e = 4$ . Neskatoties uz to, ka šī līmeņu krustošanās vērtība neiztur izvēles likumu pie  $B = 0$  ( $\Delta F = 0, \pm 1$ ), šis krustpunkts rada rezonanses pīķi pat, ja ierosme notiek no  $F_g = 2$ . Iemesls tam ir šāds -  $F$  vairs nav labs kvantu skaitlis, kad magnētiskais lauks atšķiras no nulles un pie pietiekoši lielām magnētiskā lauka vērtībām ir pietiekoši liela varbūtība ierosināt  $m_F = -3$  no  $F_e = 4$  no pamatstāvokļa  $F_g = 2$ . Taču stāvoklis ar maksimālo leņķiskā momenta projekciju ( $F_e = 4, m_F = 4$ ) netiek



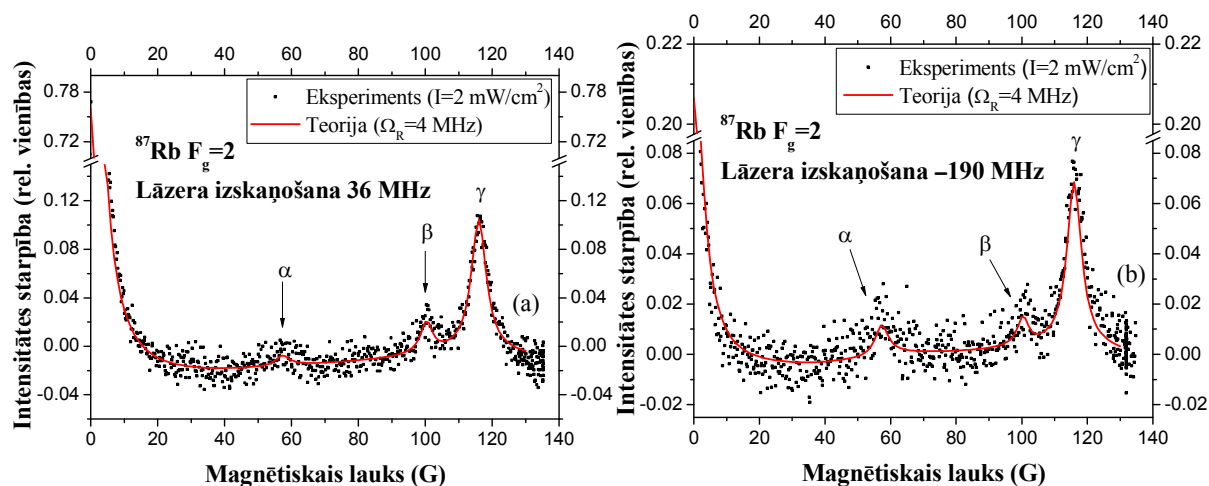
Attēls 24. Intensitāšu starpība ( $I_{\perp} - I_{\parallel}$ ) atkarībā no magnētiskā lauka  $^{85}\text{Rb}$   $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2,3,4$  pārejām, kad lāzes izskaņots no  $5^2S_{1/2}$  ( $F_g = 3$ )  $\rightarrow 5^2P_{3/2}$  pārejas (a) -65 MHz un (b) +22 MHz. Lāzera intensitāte  $I=2 \text{ mW/cm}^2$ , teorētisko aprēķinos izmantotā Rabi frekvence  $\Omega_R = 4 \text{ MHz}$ .

sajaukts. Tāpēc nav iespējams novērot rezonanses pīķi ar apzīmējumu  $\xi$ , kad ierosme notiek no pamatstāvokļa līmeņa  $F_g = 2$ , bet tas parādās kad ierosina no līmeņa  $F_g = 3$ . Šos spriedumus apstiprina teorētiskie un eksperimentālie rezultāti, kas parādīt 23. un 24. attēlā.

Attēlos 25 un 26 ir parādīti rezultāti  $^{87}\text{Rb}$  izotopam, ierosinot no pamatstāvokļa līmeņiem  $F_g = 1$  un  $F_g = 2$ . Šajā gadījumā lāzera frekvence var dramatiski ietekmēt signālu



Attēls 25. Modelēto un eksperimentāli iegūto datu salīdzinājums  $^{87}\text{Rb}$  ierosinot no  $F_g = 1$  ar  $\Delta = +36$  MHz un  $\Delta = -190$  MHz lāzera frekvences izskaņošanu no sīkstruktūras līmeņa.

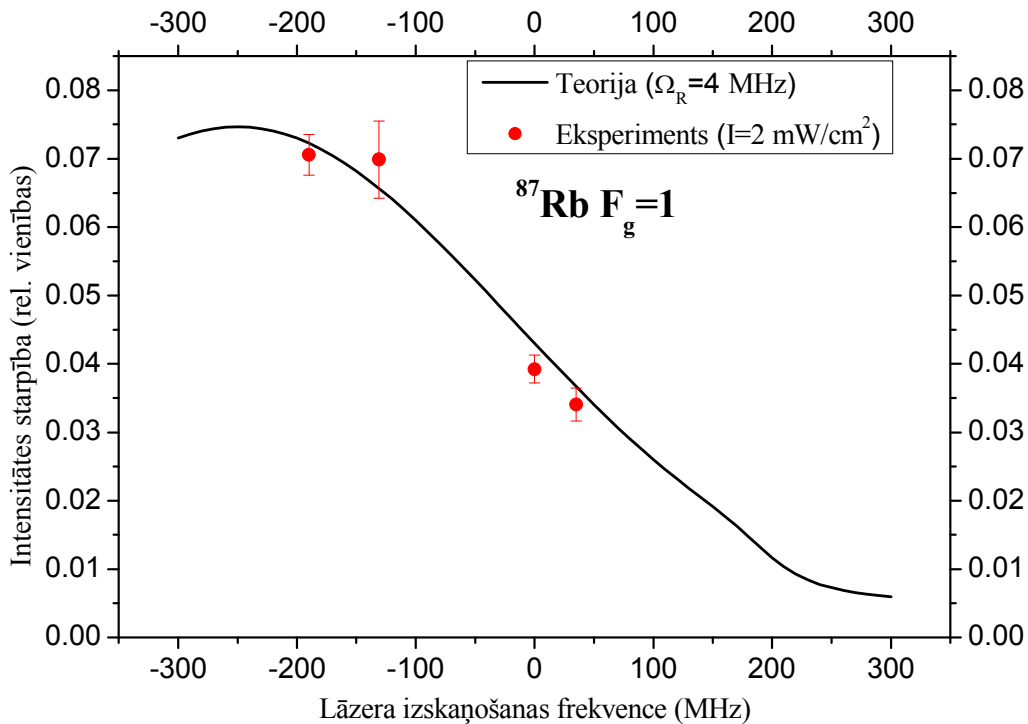


Attēls 26. Modelēto un eksperimentāli iegūto datu salīdzinājums  $^{87}\text{Rb}$  ierosinot no  $F_g = 2$  ar  $\Delta = +36$  MHz un  $\Delta = -190$  MHz lāzera frekvences izskaņošanu no sīkstruktūras līmeņa.

amplitūdu. Salīdzinot 26.(a) un 26.(b) attēlā redzamās pīķu amplitūdas, var redzēt, ka ar  $\beta$  apzīmētā pīķa amplitūda palielinās vairāk kā 2 reizes, kas lāzers bija izskaņots par +36 MHz, ja salīdzina ar amplitūdu, kad izskaņošana atbilst -190 MHz. Līdzīgi, kad ierosme notika no

pamatstāvokļa līmeņa  $F_g = 2$ , pīķis, kas atbilst līmeņu krustošanās punktam  $\alpha$ , nebija skaidri saskatāms pie izskaņošanas vērtības  $+36$  MHz (Att. 25(a)), bet parādījās, kad lāzera izskaņošanas frekvence bija  $-190$  MHz (Att. 25(b)). Arī  $\gamma$  līmeņu krustošanās pīķa amplitūda palielinājās atkarība no tā vai lāzers bija noskaņots uz frekvenci, kas bija tuvu enerģijas starpībai starp pamatstāvokli un līmeņu krustpunkta vērtībai (Att. 25(b)) vai arī tālu prom (Att. 25(a)). Šie piemēri uzskatāmi ilustrē iepriekšējos darbos izveidotā teorētiskā modeļa lietošanas priekšrocības, jo rezonanse ar apzīmējumu  $\beta$  nebūtu parādījusies modelētajās līknēs, kad ierosme notiek no līmeņa  $F_g = 1$ , ja aprēķinos magnētisko apakšlīmeņu sajaukšanās netiktu ņemta vērā.

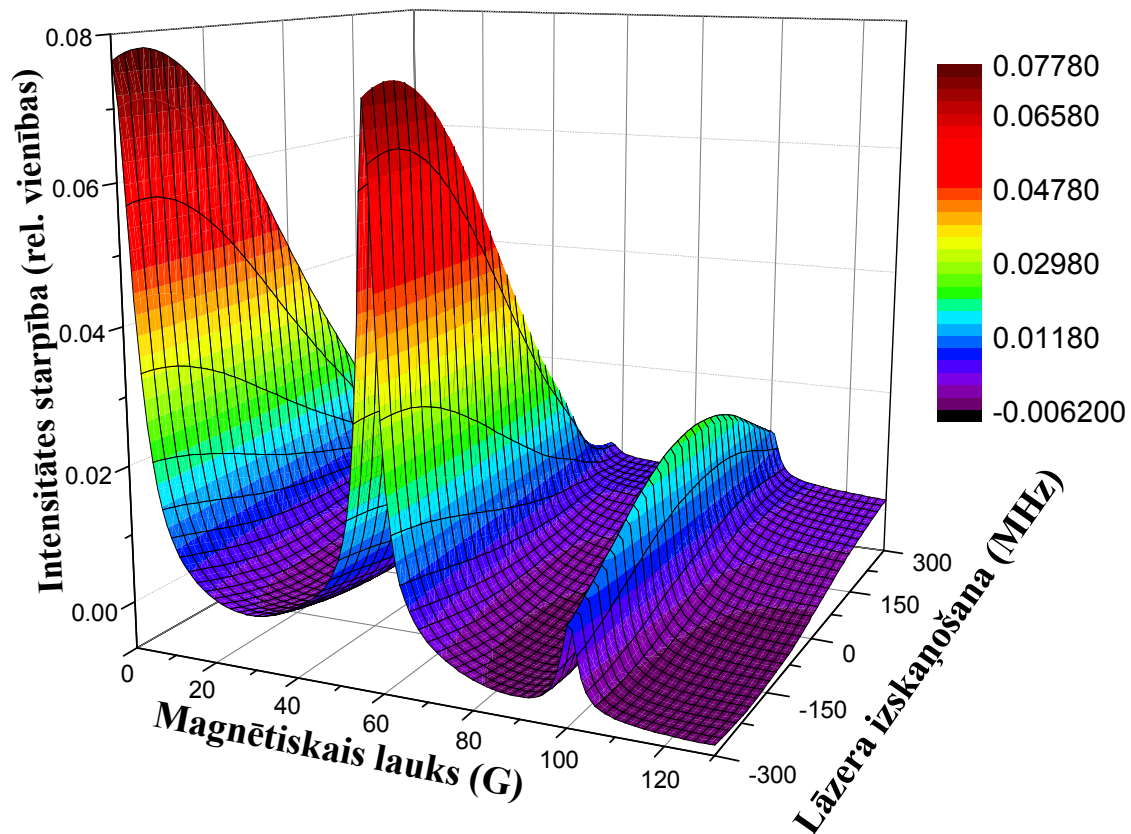
Attēlā 27 parādīts, kā var izmantot teorētisko modeli, lai atrastu līmeņu krustošanās pīķa maksimālo amplitūdu pie noteikta magnētiskā lauka vērtības. LIF intensitātes starpība atkarībā no lāzera izskaņošanas vērtības, kad  $^{87}\text{Rb}$  ierosina no pamatstāvokļa līmeņa  $F_g = 1$



Attēls 27. Intensitātes starpība ( $I_{\perp} - I_{\parallel}$ ) atkarībā no lāzera izskaņošanas frekvences pie fiksēt magnētiskā lauka vērtības ( $B = 57$  G).

pie fiksētas magnētiskā lauka vērtības  $B = 57$  G. Nepārtrauktā līnija atbilst teorētiskajiem aprēķiniem pie Rabi frekvences  $4$  MHz, kas atbilst lāzera intensitātei  $I = 2$  mW/cm<sup>2</sup>. Aprēķini norāda, ka maksimālo signāla amplitūdu pie dotās magnētiskā lauka vērtības iegūs pie izskaņošanas frekvences  $-250$  MHz. Šīs līknes pusplatums pie puses no maksimuma ir apmēram  $250$  MHz, kas ir salīdzināms ar Doplera paplašinājumu istabas temperatūrā. Lai

optimizētu eksperimentālos apstākļus, kas sniedz maksimālo amplitūdu konkrētam līmeņu krustošanās pīķim, varētu būt lietderīgi no aprēķinu rezultātiem ģenerēt trīsdimensionālu grafiku, kur parādīta LIF divu ortogonālo komponentu intensitātes starpība atkarībā no lāzera izskaņošanas un magnētiskā lauka. Šāda grafika piemērs parādīts 28. attēlā, no kura viegli var noteikt optimālo izskaņošanas vērtību, lai iegūtu maksimālo amplitūdu katram līmeņu krustošanās pīķim.

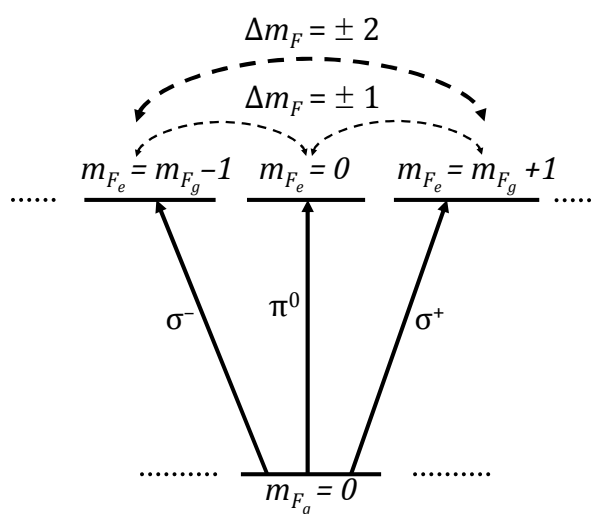


Attēls 28. Intensitātes starpība ( $I_{\perp} - I_{\parallel}$ ) atkarība no lāzera izskaņošanas un magnētiskā lauka, kad  $^{87}\text{Rb}$  ierosina no  $F_g = 1$  pamatstāvokļa.

## 4. IZKĀRTOŠANAS PĀREJA ORIENTĀCIJĀ ATOMIEM AR SĪKSTRUKTŪRU ĀRĒJĀ MAGNĒTISKĀ LAUKĀ. RB PIEMĒRS.

### 4.1. Izkārtošanas pāreja orientācijā ārēja magnētiskā lauka klātbūtnē eksperimenta un teorijas apraksts

Lineāri polarizētai gaismai mijiedarbojoties ar atomu kopu, parasti tiek radīta leņķiskā momenta izkārtošanās gan atoma ierosinātajā stāvoklī, gan arī tā pamatstāvoklī. Leņķiskā momenta izkārtošanos var simboliski attēlot kā divvirzienu bultiņu. Ja atomu leņķiskais moments ir izkārtojies gar kvantēšanās asi, tad veidojas tā saucamā leņķiskā momenta garenizkārtošanās. Šajā gadījumā magnētisko apakšlīmeņu ar kvantu skaitļiem  $+m_F$  un  $-m_F$  apdzīvotības ir vienādas, bet apdzīvotība mainās kā funkcija no  $|m_F|$ . Bet ja leņķiskais moments ir izkārtojies perpendikulāri kvantēšanās asij (šķērsizkārtošanās), tad tas savukārt nozīmē to, ka pastāv koherence starp magnētiskajiem apakšlīmeņiem, kuru magnētiskie kvantu skaitļi  $m_F$  atšķiras par  $\Delta m_F = \pm 2$  (skat. att.29.).



*Attēls 29.* Līmeņu shēma. Nepārtrauktās bultiņas starp pilnā leņķiskā momenta apakšlīmeņiem norāda uz absorbciju un liektās-pārtrauktās bultiņas ierosinātājā stāvoklī parāda  $\Delta m_F = 1$  koherences un  $\Delta m_F = 2$  koherences.

Līdzīgā veidā var ieviest garenisko un šķērsenisko leņķiskā momenta orientāciju. Leņķiskā momenta orientēšanās gadījumā tā telpiskais sadalījums var tikt attēlots kā vienvirziena bultiņa, un garenorientācijas gadījumā magnētisko apakšlīmeņu ar vērtībām  $+m_F$  un  $-m_F$  apdzīvotības ir atšķirīgas. Šķērsorientācijas gadījumā koherence tiek radīta starp magnētiskajiem apakšlīmeņiem, kuru kvantu skaitļu vērtības atšķiras par  $\Delta m_F = \pm 1$ .

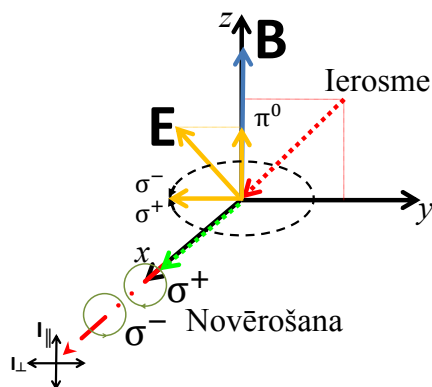


Tiek sagaidīts, ka fluorescence no izkārtota atomu ansambļa būs lineāri polarizēta, bet orientētu atomu gadījumā, fluorescencei piemītīs arī no nulles atšķirīga cirkularitāte. Izkārtošanās, ko radījusi lineāri polarizēta gaisma var tikt pārvērsta orientācijā ārēju mijiedarbību rezultātā, piemēram, ar magnētiskā lauka gradientu [74] vai anizotropu sadursmju rezultātā [40,41,43]. Šo procesu sauc par izkārtšanās pāreju orientācijā (IPO) [75]. Mijiedarbība ar ārēju elektrisko lauku arī var radīt orientāciju no sākotnēji izkārtotiem atomiem [44]. Taču tam ir vajadzīgi vēl papildus nosacījumi. Magnētiskais lauks pats par sevi nav spējīgs radīt orientāciju no izkārtšanās tāpēc, ka tas ir aksiāls lauks, kas ir simetrisks attiecībā pret atspoguļojumu plaknē, kas ir perpendikulāra lauka virzienam. Tomēr supersīkstruktūras mijiedarbība var radīt nelineāru magnētisko apakšlīmeņu enerģiju atkarību no pieliktā magnētiskā lauka – nelineārais Zēmana efekts, un šī nelineārā atkarība var lauzt simetriju. Ja lineāri polarizētās gaismas  $\mathbf{E}$  vektors nav perpendikulārs kvantēšanās asij (ārējam magnētiskajam laukam), tad ierosmes starojums var tikt sadalīts lineārā ( $\pi$ ) un divās cirkulāri ( $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$ ) polarizētās komponentēs attiecībā pret kvantēšanās asi (skat. att.30.). Šāda ierosme var veidot  $\Delta m_F = \pm 1$  koherences, kas noved pie leņķiskā momenta šķērsorientācijas.

Ārēju perturbāciju rezultātā var tikt lauza simetrija, kas ļauj ierosinot ar lineāri polarizētu starojumu radīt atomu leņķiskā momenta orientāciju. Šādas orientācijas pazīme ir cirkulāri polarizētas fluorescences novērošana. Perturbējošais faktors šajā gadījumā bija supersīkstruktūras un ārējā magnētiskā lauka kopīga mijiedarbība, kas noveda pie nelineāras Zēmana magnētisko apakšlīmeņu šķelšanās. Nelineārais Zēmana efekts leņķiskā momenta supersīkstruktūras magnētiskos apakšlīmeņus Rb atomos ārējā magnētiskā laukā sāk ietekmēt jau pie vidējām lauka stipruma vērtībām ar kārtu daži desmiti gausu.

Teorētiskais modelis, kas tika veidots un attīstīts, lai aprakstītu tādus magnetooptiskos efektus, kā tumšās un gaišās rezonanses, šeit tiek pielietots, lai aprakstītu eksperimentālos IPO signālus rubīdija  $D_2$  pārejai. Tāpēc, ka supersīkstruktūras līmeņu sašķelšanās abiem Rb izotopiem ir ar kārtu desmitiem megahercu (skat. att. 8),  $D_2$  līnija ir labs kandidāts IPO fenomena demonstrācijai pie relatīvi mazām magnētiskā lauka vērtībām. Šajā promocijas darbā eksperimentāli pētīts IPO fenomens ierosinot rubīdija  $D_2$  līniju ar lineāri polarizētu gaismu nelineāras absorbcijas gadījumā un teorētiski modelēti rezultējošie magnetooptiskie signāli. Eksperimentā tika reģistrētas abas cirkulāri polarizētās komponentes, nevis tikai to starpība, kā tas bija darīts iepriekš [39]. Tāpat, atšķirībā no agrākajiem pētījumiem, signāli tika reģistrēti nelineāras absorbcijas gadījumā relatīvi intensīvam lāzera starojumam. Turklāt

arī magnētiskā lauka vērtība tika ievērojami palielināta, kas ļāva atklāt papildus signāla struktūru.

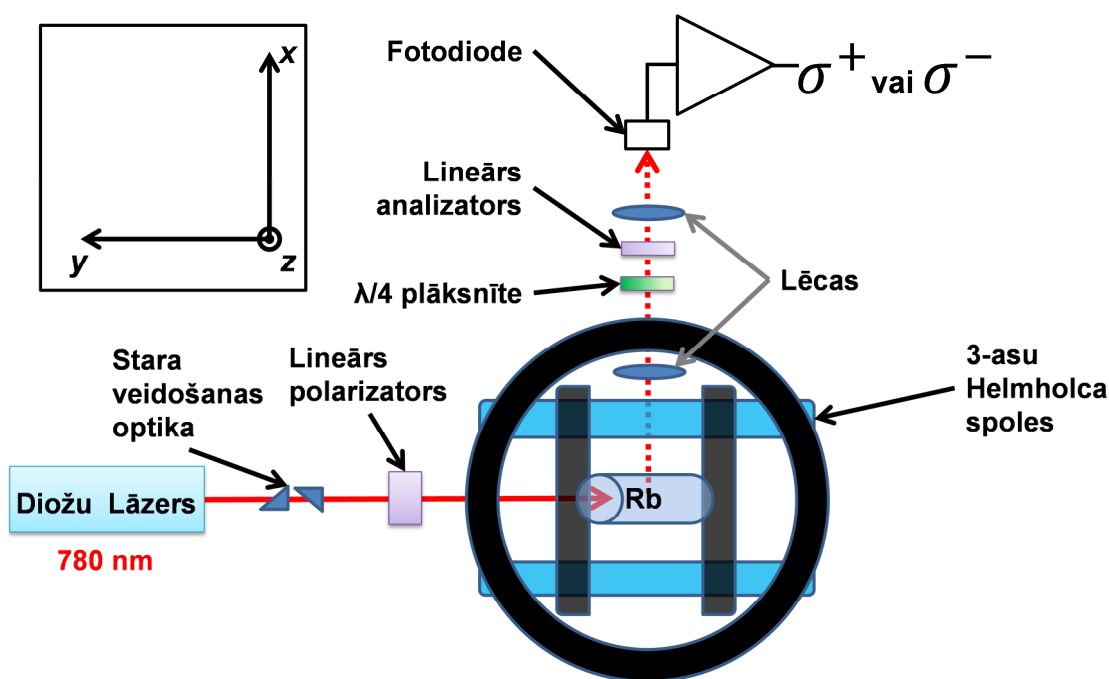


Attēls 30. Ierosmes un novērošanas ģeometrija.

Šinī gadījumā signāla novērošanai jānotiek nevis paralēli magnētiskajam laukam, kā tas bija iepriekš (skat. 2. un 3. nod.), bet perpendikulāri plaknei, ko veido ārējais magnētiskais lauks  $\mathbf{B}$  un ierosinošās gaismas  $\mathbf{E}$  vektors. To var pamatot ar leņķiskā momenta varbūtību sadalījumu formu – kad 30. attēlā parādītajā ģeometrijā tiek ierosināti magnētiskie apakšlīmeņi ar kvantu skaitļiem, kas atbilst nosacījumam  $\Delta m_F = 1$ , tad leņķiskais moments tiek orientēts vai nu  $x$ -ass pozitīvajā vai negatīvajā virzienā atkarībā no magnētisko apakšlīmeņu krustošanās vērtībām. Līdz ar to maksimālo signālu novēros virzienā, kas ir perpendikulārs plaknei, kurā atrodas ierosinošā  $\mathbf{E}$  vektors un pieliktais magnētiskais lauks  $\mathbf{B}$  [50].

#### 4.2. Eksperimentālā iekārta

Arī šajos eksperimentos tika izmantota Rb atomu tvaiku šūna, kas aprakstīta iepriekšējās nodaļās. Eksperimenti notika istabas temperatūrā. Lai īstenotu 30. attēlā parādīto ierosmes ģeometriju, lineāri polarizēts lāzera stara izplatīšanās virziens veido  $45^\circ$  lielu leņķi ar ārējo magnētiskā lauka virzienu  $\mathbf{B}$ . Lāzera inducētā fluorescences (LIF) tika novērota virzienā, kas ir perpendikulārs plaknei, kurā atrodas gan magnētiskā lauks  $\mathbf{B}$ , gan ierosinošā starojuma elektriskā lauka vektors  $\mathbf{E}$  (skat. att. 30.). Fluorescences novērošanas virzienā tika savākta ar divām savācējlēcām. Starp šīm divām lēcām nultās kārtas ceturtdaļviļņa plāksnīte (Thorlabs WPQ10M-780) pārveidoja cirkulāri polarizētu gaismu lineāri polarizētā. Tālāk lineārs polarizators tika lietots kā analizators, kas ļāva tikai vienai no cirkulāri polarizētajām fluorescences komponentēm tikt cauri reģistrācijas sistēmai atkarībā no relatīvā leņķa starp analizatora asi un ceturtdaļviļņa plāksnītes ātro asi.



Attēls 31. Skats no augšas uz eksperimentālo iekārtu.

Shematisks eksperimentālās iekārtas skats no augšas parādīts 31. attēlā. Līdzīgi kā iepriekš arī šajos eksperimentos Rb atomu šūna atradās trīs asu Helmholtca spoļu centrā, kuru asis bija savstarpēji ortogonālas. Tikai šinī gadījumā magnētiskais lauks tika skenēts spolēs ar lielāko diametru 432 mm, un iekšējās spoles nodrošināja vides parazitiskā magnētiskā lauka kompensāciju. Tika novērtēts, ka kompensācija ir labāka par  $0 \pm 20$  mG. Strāvas skenējošās spolēs tika skenēta abos virzienos ar bipolāru strāvas avotu (*Kepeco BOP-50-8-M*), ar kuru varēja panākt maksimālo magnētiskā lauka vērtību 85 G abos virzienos.

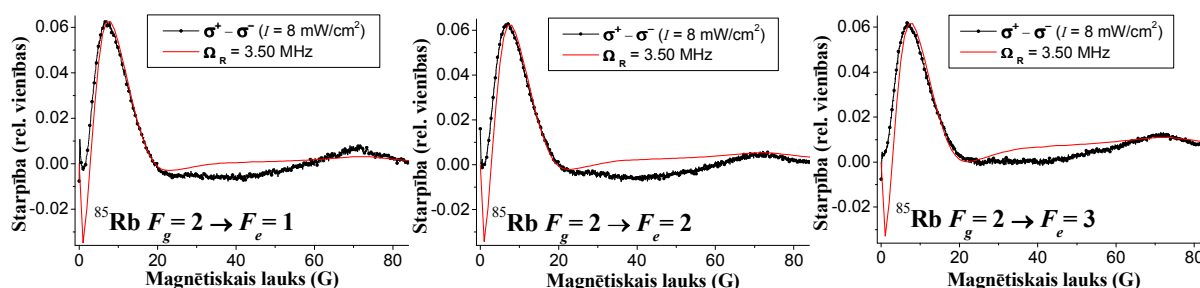
Šajos eksperimentos tika izmantots firmas *Toptica DL Pro* difrakcijas režģa stabilizēts, skenējams, vienmodas diožu lāzers. Lāzera frekvence tika stabilizēta, to piesaistot kādam no piesātināšanās absorbcijas spektra pīķim Rb atomā, izmantojot *Toptica DigiLock 110* atgriezeniskās saites vadības moduli. Piesātinātās absorbcijas šūna atradās ārpus magnētiskā lauka. Lai nodrošinātu kontroli eksperimenta laikā lāzera frekvences stabilitāte tika novērota ar *HighFinesse WS/7* viļņa garuma mērītāju. Lāzera temperatūra un strāva tika kontrolētas ar *Toptica DTC 110* un *DCC 110* vadības moduļiem.

Modelējot eksperimentālos signālus lāzera stars, tāpat kā iepriekšējos eksperimentos tika aprakstīts ar Gausa profilu un tā diametrs tika novērtēts kā 1,9 mm (profila pilns platums pie puses no maksimuma). Lāzera stara profils tika noteikts ar *Thorlabs BP104-VIS* stara profila mērītāju. Lāzera stara eliptiskums tika kompensēts ar anamorfisku prizmu pāri. Lāzera

intensitāte tika mainīta, izmantojot neitrāla blīvuma optiskos filtrus, kas tika novietoti pirms lineārā polarizatora. LIF no divām pretēji cirkulāri polarizētām gaismas komponentēm tika reģistrēta ar vienu *Thorlabs* FDS100 fotodiodi. Katra komponente tika mērīta atsevišķi, un tika reģistrēti vairāki magnētiskā lauka skani, kas tika vidējoti pirms analizējošā polarizatora pārslēgšanas otras komponentes mērīšanai. Signāls no fotodiodes tika pastiprināts ar transimpedances pastiprinātāju TL072D, kur pirmajā pakāpē signāls tika pastiprināts  $10^6$  reizes un otrajā pakāpē –  $10^4$  reizes. Signāli tika saglabāti pēc katra skana uz datora cietā diska, izmantojot *Agilent* DSO5014A osciloskopu. Nelielas novirzes no ideālās ierosmes ģeometrijas ieviesa nenozīmīgu signāla asimetriju, bet šī asimetrija tika novērsta, vidējotot datus starp pozitīvo un negatīvo magnētiskā lauka virzienu.

### 4.3. Rezultāti

Lai salāgotu eksperimentāli nomērītos signālus ar teorētiski modelētajiem, abas cirkulāri polarizētās fluorescences komponentes tika normētas uz  $\sigma^+$  komponentes maksimālo vērtību, tādējādi radot iespēju salīdzināt relatīvās intensitātes starp abām komponentēm. Eksperimenta fons tika noteikts divos dažādos veidos: mērot izkliedēto gaismu no optiskās šūnas, izskaņojot lāzera frekvenci no rezonanses, kad atomi praktiski vairs lāzera starojumu neabsorbē, un aizsedzot lāzera staru. Abi fona starojuma mērījumi deva praktiski vienādus rezultātus. Eksperimentālo mērījumu un modelēto signālu salāgošanas procesā tika ieviests konstants fons, kura skaitliskā vērtība bija tuva



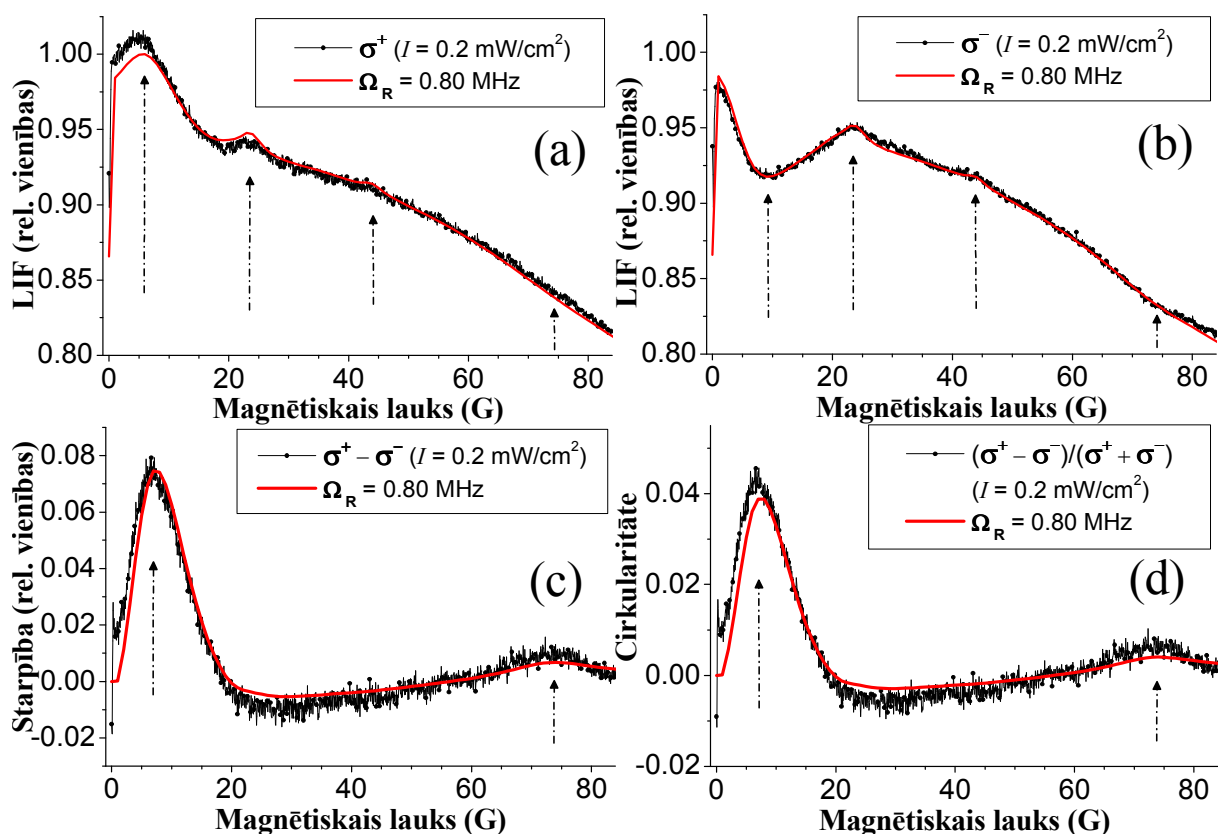
Attēls 32. Signāla atkarība no tā, uz kuru SSS pāreju uzskatīta lāzera frekvence.

eksperimentāli noteiktajai. Eksperimentālie rezultāti bija ārkārtīgi jūtīgi pret analizatora novirzēm no precīzā leņķa attiecībā pret ceturtdaļviņņa plāksnītes asi, kas mainīja katras cirkulāri polarizētās komponentes stiprumu. Tāpēc, lai atrastu labāko sakritību starp eksperimentu un teoriju, tika mainīts parametrs, kas raksturo katras eksperimentāli noteiktās komponentes relatīvo stiprumu. Šī parametra vērtība vidēji bija ap 10%, nekad nepārsniedzot 20%.

Pirms tika veikti eksperimenti, tika veikti provizoriski teorētiski aprēķini abiem izotopiem, lai noteiktu, kura supersīkstruktūras pārejā var sagaidīt signālus ar lielāko amplitūdu, kurus saistītu ar IPO efektu. Lai novērtētu IPO signāla sagaidāmo amplitūdu tiek definēta LIF cirkularitātes pakāpe:

$$C = \frac{I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}}{I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-}}. \quad (29)$$

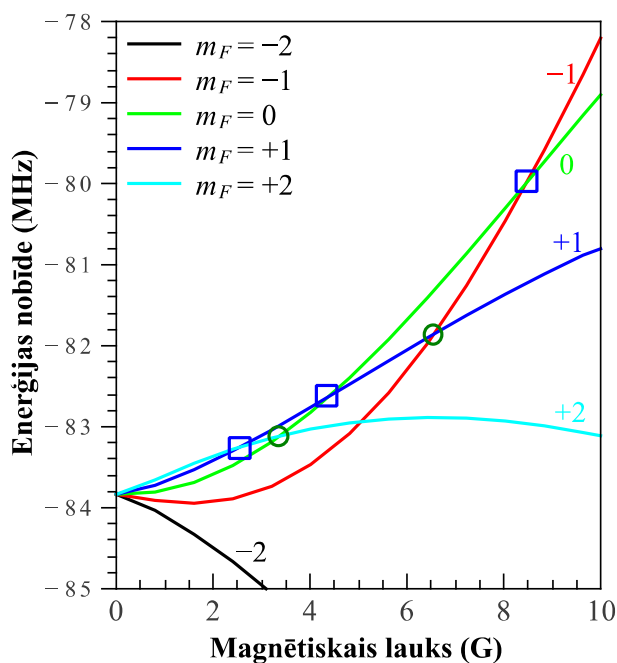
Teorētiskie aprēķini paredzēja, ka lielākā cirkularitātes pakāpe  $\approx 4\%$  var tikt novērota  $^{85}\text{Rb}$  atomus ierosinot no pamatstāvokļa supersīkstruktūras līmeņa  $F_g = 2$ . Kā redzams 32. attēlā Doplera paplašinājuma dēļ signāls nav stipri atkarīgs uz kuru SSS līmeni Rb atoma ierosinātajā stāvoklī  $F_e$  notiek ierosme. Modelētie IPO signāli paredz, ka fluorescences cirkularitātes pakāpe no citām Rb pārejām būs mazāka par 1%. Lai IPO signālus reģistrētu abiem Rb atoma izotopiem  $^{87}\text{Rb}$  izotopa gadījumā tika izvēlēta pāreja  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$ , jo šajā gadījumā paredzētā cirkularitātes pakāpe bija 1%, turpretim ierosinot no pamatstāvokļa



Attēls 33. (a),(b) divu pretēji polarizēto fluorescences komponentes, (c) to starpība, (d) cirkularitāte  $^{85}\text{Rb } F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$  pārejai (vidējotie rezultāti no 80 skaniem).

līmeņa  $F_g = 2$  cirkularitātes pakāpe būtu ievērojami mazāka par 1%. Tādēļ eksperiments tika veikts ar  $^{85}\text{Rb}$   $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$  pāreju un  $^{87}\text{Rb}$   $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$  pāreju.

Attēlā 33 parādīti tipiski rezultāti  $^{85}\text{Rb}$   $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$  pārejai. Attēlos 33(a) un 33(b) parādītas divas ortogonāli cirkulāri polarizētās fluorescences komponentes. Kad magnētiskais lauks ir nulle, visi magnētiskie apakšlīmeņi  $m_F$ , kas pieder vienam supersīkstruktūras līmenim  $F$  gan ierosinātajā, gan pamatstāvoklī ir deģenerēti, radot tipisku tumšo rezonansi. Palielinot magnētiskā lauku, šie apakšlīmeņi tiek nobīdīti atbilstoši nelineārajam Zēmana efektam, tādējādi iznīcinot izkārtoto stāvokli un ļaujot atomu absorbcijai palielināties, kas rada strauju fluorescences signāla palielināšanos. Pēc tam, kopējā signāla tendence ir samazināties, ja turpina palielināt magnētisko lauku. Tomēr kopējā lēni mainīgā signālā var novērot divus mazus pīķus pie magnētiskā lauka vērtībām 23 un 44 G. Šos pīķus var saistīt ar  $\Delta m_F = 2$  koherencēm. Pīķis pie 23 G parādas, krustojoties magnētiskajam apakšlīmenim  $m_F = -1$  no  $F_e = 2$  SSS līmeņa (9. att. ierosinātā stāvokļa Zēmana efekts) ar magnētisko apakšlīmeni  $m_F = -3$  no  $F_e = 3$  SSS līmeņa, tādējādi radot  $\Delta m_F = 2$  koherenci. Otrs mazais pīķis pie 44 G rodas magnētiskajam apakšlīmenim  $m_F = -1$  no  $F_e = 3$  SSS līmeņa krustojoties ar magnētisko apakšlīmeni  $m_F = -3$  no  $F_e = 4$  SSS līmeņa. Jāatzīmē, ka neviens no šiem pīķiem nav redzams starpības (att. 33.(c)) un cirkularitātes pakāpes grafikos (att. 33.(d)), jo tie viens otru pilnībā kompensē, kad cirkulārās fluorescences signāli tiek viens no otra atņemti.

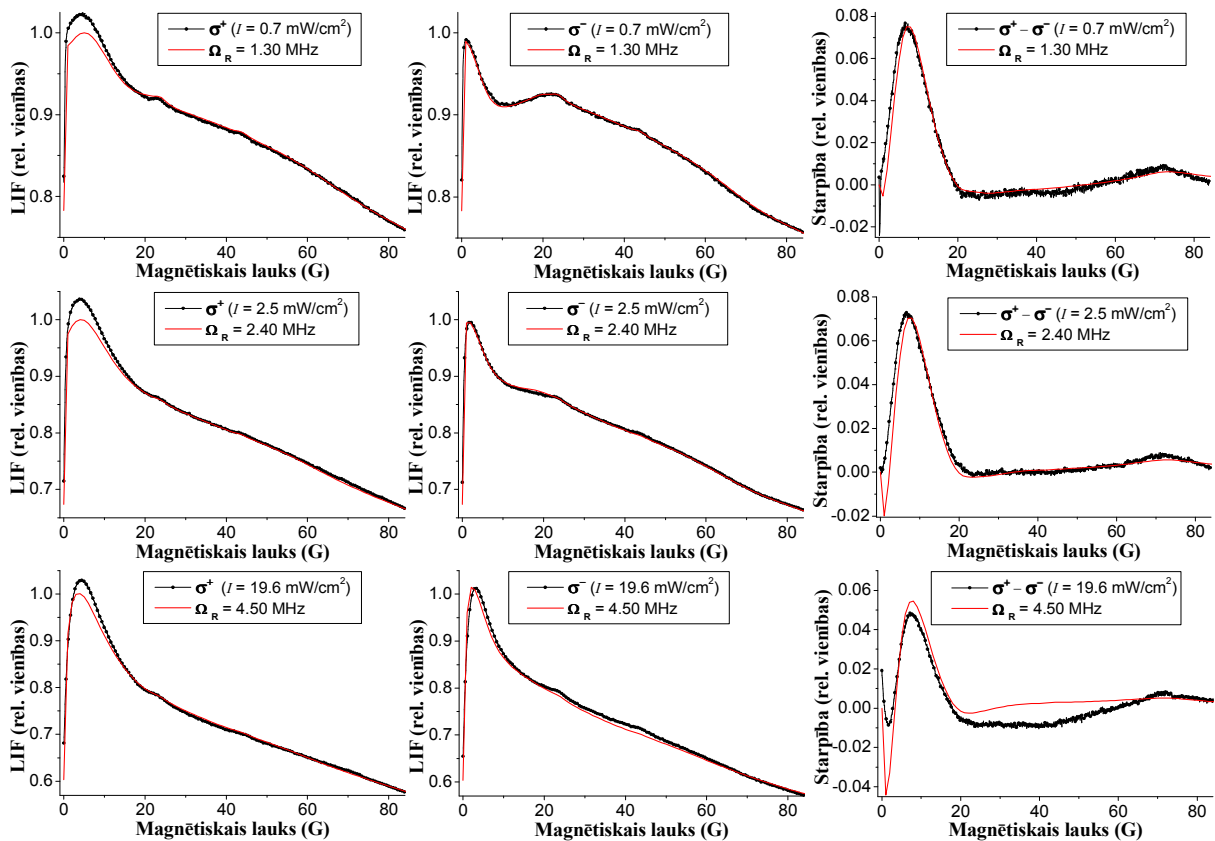


Attēls 34. Ierosinātā stāvokļa supersīkstruktūras līmeņa  $F_e = 2$  magnētisko apakšlīmeņu enerģijas nobīde atkarībā no magnētiskā lauka ( $0 < B < 10$  G)  $^{85}\text{Rb}$  atomā.

Bez šiem diviem mazajiem pīķiem cirkulāri polarizētās fluorescences komponentu grafikos, signālu starpības un fluorescences cirkularitātes pakāpes grafikos (att.33.(d)) parādās vēl divi pīķi pie 7 G un 74 G, kas atbilst divām plašākām struktūrām komponentu grafikos (att.33.(a),(b)): viena apmēram pie 6–10 G stipra magnētiskā lauka un otra vāji izteikta pie apmēram 10–74 G stipra magnētiskā lauka. Šos pīķus var saistīt ar  $\Delta m_F = 1$  koherencēm. Pīķis pie 7 G parādās, kā fluorescences signāla pieaugums vienā cirkulāri polarizētajā fluorescences komponentē (att.33.(a)) un kā kritums otrā komponentē ar pretēju cirkulāro polarizāciju (att.33.(b)). Jāatzīmē, ka to atbilstošie maksimums (6 G) un minimums (9 G) ir relatīvi nobīdīti cirkulārās polarizācijas komponentu signālos (att.33.(a) un 33.(b)). Relatīvo nobīdi var skaidrot ar to, ka šis pīķis vienlaicīgi ir saistīts ar trim  $\Delta m_F = 1$  un divām  $\Delta m_F = 2$  koherencēm diapazonā no 0 līdz 10 G (att. 34.). Atņemot divas pretēji cirkulāri polarizētās komponentes, var izslēgt  $\Delta m_F = 2$  koherences no starpības signāla un tādejādi iegūt pīķus, kas atbilst tikai  $\Delta m_F = 1$  krustpunktiem. 74 G pīķi 33.(c) attēlā var izskaidrot līdzīgā veidā. Tik tikko manāmā struktūra komponentu grafikos parādās kā plats pīķis starpības signālā. Šo pīķi saista tikai ar vienu  $\Delta m_F = 1$  krustpunktu, kur krustojas magnētiskais apakšlīmenis  $m_F = -1$  no  $F_e = 3$  SSS līmeņa ar magnētisko apakšlīmeni  $m_F = -2$  no  $F_e = 4$  SSS līmeņa, tā rezultātā pīķa amplitūda ir mazāka. Pīķis ir plats, jo apakšlīmeņi  $m_F = -1$  un  $m_F = -2$  atrodas enerģētiski tuvu ( $\Delta E \leq 20$  MHz) viens no otra relatīvi plašā magnētiskā lauka diapozonā sākot no 60 līdz pat 90 G.

Attēlā 35 ir parādīta fluorescences signāla atkarība no lāzera jaudas  $^{85}\text{Rb } F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$  pārejai. Komponentu grafikos var novērot, ka, palielinot lāzera jaudu, platās struktūras, kas saistītas ar  $\Delta m_F = 1$  koherencēm kļūst aizvien mazāk izteiktas. Taču tās vēl joprojām ir redzamas starpības grafikos (att. 35. kolona pa labi), kaut arī to amplitūdas nedaudz samazinās, un starpība kļūst pat negatīva gadījumā, kad Rabi frekvence sasniedz vērtību  $\Omega_R = 4,50$  MHz ( $19,6$  mW/cm<sup>2</sup>) (att. 35. pa labi apakšā).

Attēlā 36 parādīta fluorescences signālu atkarība no lāzera jaudas  $^{87}\text{Rb}$  atoma  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$  pārejai. Palielinot magnētisko lauku, pēc sākotnējā signāla pieauguma tumšās rezonanses dēļ, kopējā signāla intensitāte ir ar tendenci samazināties. Taču fluorescences komponentu grafikos divi mazi pīķi parādās pie magnētiskā lauka 45 un 57 G un plata struktūra veidojas starp magnētiskā lauka vērtībām 7 un 26 G. (att. 36. kreisā un centrālā kolona). Fluorescences cirkulārās polarizācijas komponentu starpības grafikos (att. 36. kolona pa labi) redzamās struktūras ir saistītas ar  $\Delta m_F = 1$  koherencēm. Patiešām magnētiskie apakšlīmeņi  $m_F = 0$  un  $m_F = +1$  no SSS līmeņa  $F_e = 1$  krustojas pie

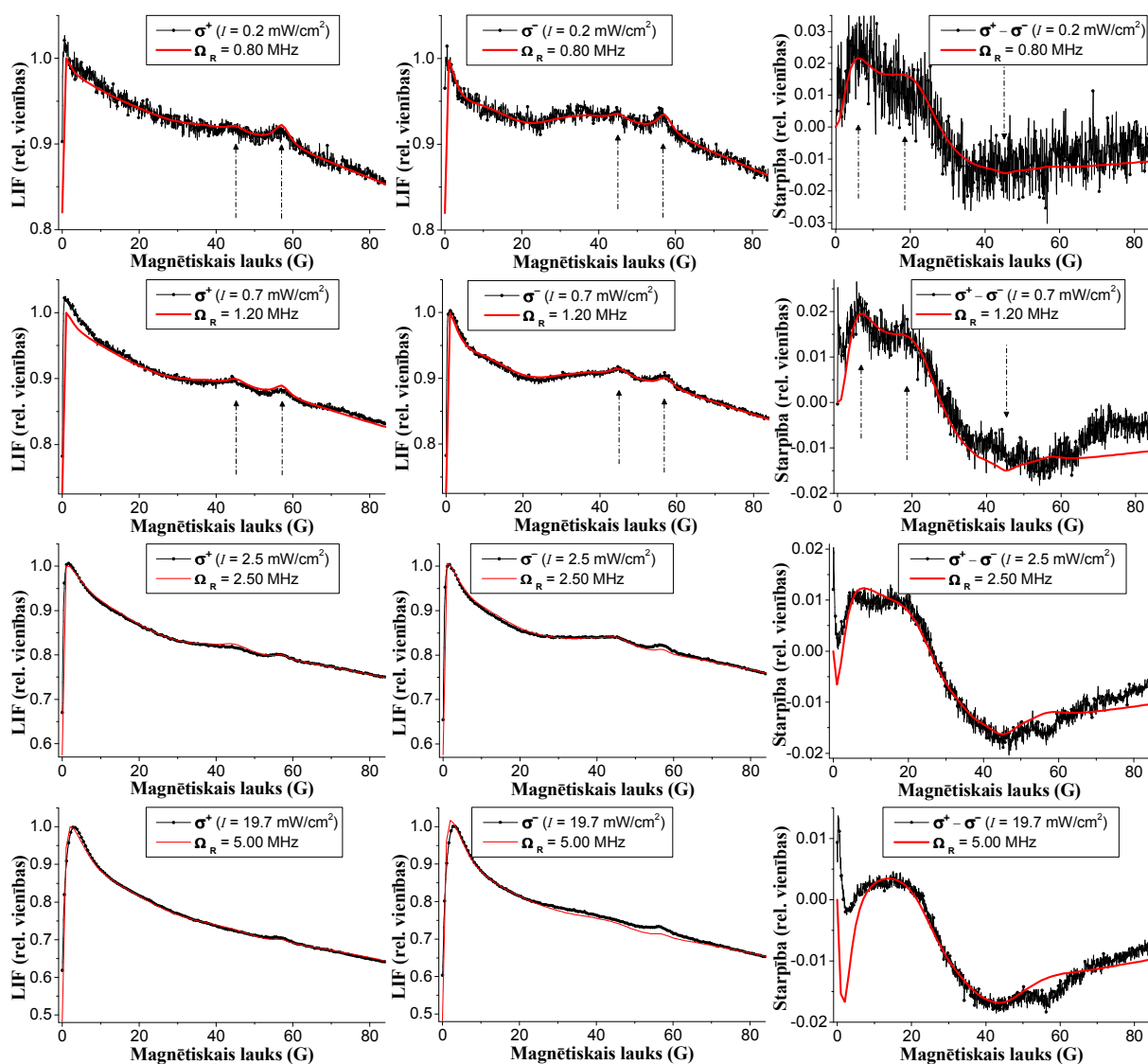


Attēls 35. Signālu atkarība no lāzera intensitātes ierosinot  $^{85}\text{Rb } F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$  pāreju; Kreisā un centrālā kolona divas pretēji cirkulāri polarizētās fluorescences komponentes un labā kolona to starpība.

magnētiskā lauka 21 G, radot plato struktūru no 7 līdz 26 G (att. 37.). Mazo pīķi pie magnētiskā lauka 57 G rada magnētisko apakšlīmeņu krustošanās ar kvantu skaitļu vērtībām  $m_F = 0$  no  $F_e = 1$  un  $m_F = -2$  no  $F_e = 3$ , kas ļauj radīt  $\Delta m_F = 2$  koherences. Tā rezultātā var novērot LIF signālu pieaugumu komponentešu grafikos. Šim pīķim vajadzētu pazust cirkulāri polarizētās fluorescences komponentešu starpības signālos, sakarā ar to, ka šīs rezonances saista ar  $\Delta m_F = 2$  koherencēm. Teorētiski modelētajos fluorescences signālos šīs rezonances pīķis starpības signālā patiešām pazūd, bet eksperimentāli mērītajā signālā tomēr ir novērojams. To varētu skaidrot ar augstākas kārtas nelineāriem efektiem, kuri nav iekļauti modelī, vai arī ar to, ka eksperimentā signālu kompensācija nav ideāla.

Pīķi pie magnētiskā lauka vērtības 45 G cirkulāri polarizētās fluorescences komponentešu grafikiem nevar saistīt ne ar vienu līmeņu krustošanās punktu ne ierosinātajā, ne pamatstāvoklī. Pēc tā, ka tas parādās starpības grafikos var spriest, ka tas varētu būt saistīts ar  $\Delta m_F = 1$  koherencēm. Taču teorētiskie aprēķini parāda, ka šis pīķis saglabājas pat, ja blīvuma matricā Zēmana koherences tiek „izslēgtas”, kas norāda uz to, ka šis pīķis nav



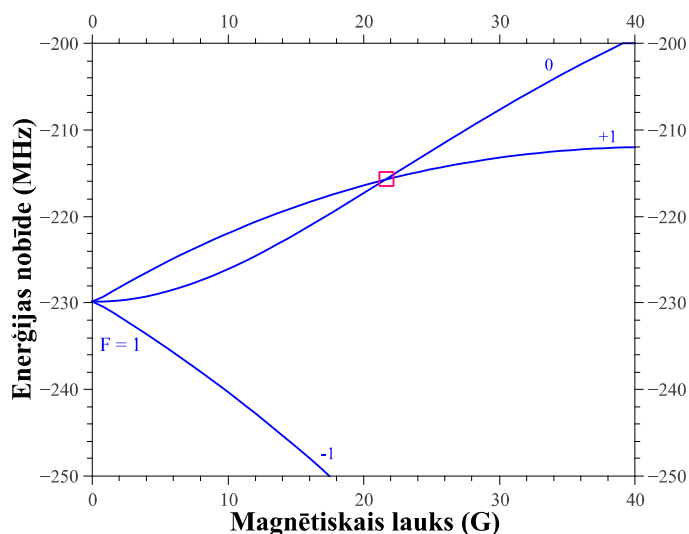


Attēls 36. Signālu atkarība no lāzera intensitātes ierosinot  $^{87}\text{Rb } F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$  pāreju; Kreisā un centrālā kolona divas pretēji cirkulāri polarizētās fluorescences komponentes un kreisā kolona to starpība.

saistīts ar koherencēm. Neskatoties uz to ka patiesais pīka cēlonis pagaidām paliek nezināms, šī pīka parādīšanās gan teorijā, gan eksperimentā nepārprotami norāda uz to, ka teorētiskais signālu apraksta modelis darbojas labi pat tad, kad nelineārās absorbcijas režīmā tā paredzētos signālus interpretēt nav viegli.

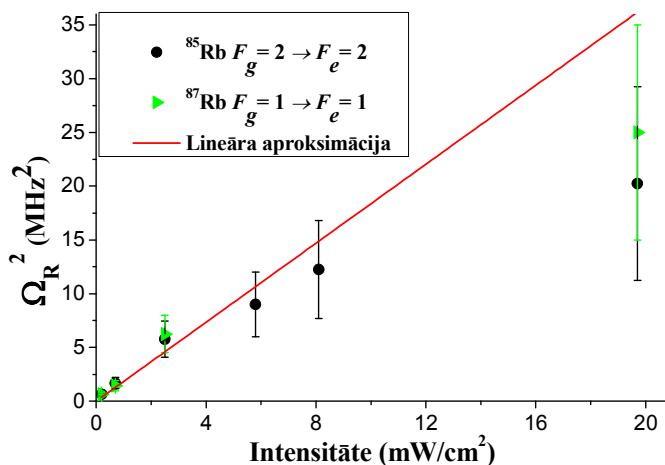
Cirkulāri polarizētās fluorescences signāli abiem Rb atoma izotopiem tika reģistrēti plašā lāzera starojuma intensitātes diapazonā. Mērītajam fluorescences signālam katrai lāzera intensitātes vērtībai tika piemeklēta teorētiski modelētā signāla līkne, ar kuru tam bija vislabākā sakritība. Attēls 38 parāda to, ka šī izvēle nav bijusi patvaļīga, bet iegūtās vērtības sakrīt ar sagaidāmo sakarību starp eksperimentā izmantoto lāzera intensitāti un modeli

piemeklēto Rabi frekvenci. No teorētiskiem apsvērumiem var sagaidīt [76], ka punkti šajā



Attēls 37. Ierosinātā stāvokļa supersīkstruktūras līmeņa  $F_e = 1$  magnētisko apakšlīmeņu enerģijas nobīde atkarībā no magnētiskā lauka ( $0 < B < 40$  G)  $^{87}\text{Rb}$  atomā.

grafikā atradīsies uz vienas taisnes, un patiešām šī atkarība var tikt aproksimēta ar taisni ar reducēto  $\chi^2 = 1,4$ . Jānorāda, ka pie lielākām lāzera intensitātes vērtībām relatīvās kļūdas pieaug, jo signāli pie šīm intensitātēm vairs nebija tik jūtīgi pret modelī izmantoto Rabi frekvences vērtību. Pēc šī var secināt, ka vismaz līdz šīm lāzera intensitātes vērtībām reducētā Rabi frekvence  $\Omega_R$  ir tieši proporcionāla kvadrātsaknei no intensitātes  $I$ .



Attēls 38. Rabi frekvences kvadrāta  $\Omega_R^2$  atkarība no lāzera intensitātes  $I$  ar lineāri datu aproksimāciju  $^{85}\text{Rb } F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$  un  $^{87}\text{Rb } F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$  pārejām.

## PROMOCIJAS DARBA GALVENIE REZULTĀTI

Saskaņā ar promocijas darbā izvirzītajiem mērķiem un formulētajiem trim uzdevumiem, ir iegūti sekojoši galvenie rezultāti:

1. Izmantojot Latvijas Universitātes Lāzeru centrā agrāk izveidoto teorētisko modeli, kurā lietots kvantu blīvuma matricas formālisms, lai aprakstītu magnetooptiskās rezonances, tika detāli izpētītas dažāda mēroga struktūras šajā darbā eksperimentāli iegūtajos nelineārajos magnetooptisko rezonanšu signālos Rb atomos. Apraksta modelī ir, iekļautas lāzera starojuma koherences īpašības, visas pētāmajai sīkstruktūras pārejai piederošās supersīkstruktūras pārejas, magnētisko apakšlīmeņu enerģijas nelineārā skenēšana un to sajaukšanās ārējā magnētiskā lauka ietekmē kā arī Doplera efekts.
  - 1.1 Pētot nepolarizētus ar lāzeru inducētās fluorescences signālus no dažādiem supersīkstruktūras līmeņiem Rb atomu  $D_2$  pārejā, šajā promocijas darbā tika konstatēts, ka šaurā magnetooptiskās rezonances struktūra ar raksturīgo platumu dažī simti miligausu ir saistīta ar koherencēm ko lāzera starojums rada atoma pamatstāvoklī.
  - 1.2 Koherences, kas tiek radītas atoma ierosinātajā stāvoklī un tiek novērotas pilnajā, ar lāzeru inducētās, fluorescences signālā, veido struktūru ar platumu dažī gausi. Taču šīs struktūras amplitūda ir neliela. Tā nepārsniedz 2% un līdz ar to tai ir maza ietekme uz kopējo ar lāzeru inducētās fluorescences signālu.
  - 1.3 Struktūra, kuru nosacīti var raksturot ar diviem platumiem, šaurākā daļa ar platumu dažī gausi un platākā daļa ar platumu dažī desmiti gausu, veidojas no pamata un ierosinātā stāvokļa magnētisko apakšlīmeņu skenēšanas ārējā magnētiskajā laukā. Šīs struktūras amplitūda ir ievērojami lielāka. Tā bieži pārsniedz 5% robežu un ir saistīta ar dažādām atomu ātruma grupām un to atšķirīgo mijiedarbību ar lāzera starojumu magnētisko apakšlīmeņu skenēšanas magnētiskajā laukā un Doplera efekta dēļ.
2. Pētot Rb atomu ierosinātā stāvokļa  $5^2P_{3/2}$  magnētisko apakšlīmeņu krustošanās signālus no nulles atšķirīgā magnētiskajā laukā atkarībā no lāzera starojuma intensitātes šajā promocijas darbā tika konstatēts:
  - 2.1. Palielinot lāzera intensitāti, kopējā ar lāzeru inducētās fluorescences signāla intensitāte pieaug, taču pāreju piesātināšanās dēļ līmeņu krustošanās rezonanšu pīķu amplitūdas relatīvi samazinājās.

- 2.2. Pētot līmeņu krustošanās rezonanses signāla amplitūdas Rb atomos atkarībā no lāzera starojuma frekvences tika novērots, ka lāzera frekvence būtiski ietekmē līmeņu krustošanās pīķu amplitūdu, ja atoma ierosinātā stāvoklī supersīkstruktūras sašķelšanās ir ievērojama, salīdzinot ar supersīkstruktūras pārejas Doplera paplašinājumu. Jo lāzera frekvence precīzāk atbilst pārejai starp attiecīgo pamatstāvokļa magnētisko apakšlīmeņi  $m_F$  un ierosinātā stāvokļa magnētisko apakšlīmeņu krustpunktu atomiem, kas atrodas miera stāvoklī, jo rezonanses signāla amplitūda ir lielāka. Atoma stāvokļiem, kuros supersīkstruktūra sašķelšanās ir ievērojami mazāka par pārejas Doplera paplašinājumu, šāds efekts izpaužas vāji.
- 2.3. Promocijas darbā veiktie līmeņu krustošanās signālu no nulles atšķirīgā magnētiskajā laukā veiktie pētījumi uzskatāmi parādīja, ka analizējot šos signālus svarīgi ir ņemt vērā magnētisko apakšlīmeņu sajaušanos ārējā magnētiskajā laukā, kas pie noteiktām magnētiskā lauka vērtībām ļauj notikt pārejām starp magnētiskajiem apakšlīmeņiem, starp kuriem pārejas bez magnētiskā lauka būtu aizliegtas.
3. Ir zināms, ka triju faktoru – gaismas absorbcijas, ārējā magnētiskā lauka un atoma iekšējās supersīkstruktūras mijiedarbības vienlaicīgas darbības rezultātā var novērot atoma leņķiskā momenta izkārtošanas pāreju orientācijā. Šajā promocijas darbā pirmo reizi tika pētīts minētais izkārtošanas pārejas orientācijā efekts gaismas nelineārās absorbcijas režīmā. Pētījumiem tika izmantots Rb atoma ierosinātais stāvoklis:
- 3.1. Eksperimentos, pētot izkārtošanas pārejas orientācijā Rb atomu ierosinātajā  $5^2P_{3/2}$  stāvoklī, tika reģistrēti ar lāzeru inducētās fluorescences signāli. Tika atsevišķi mērītas gan divu pretēji cirkulāri polarizēto komponentu intensitāšu atkarība no magnētiskā lauka, gan to starpība, gan arī fluorescences cirkularitātes pakāpe.
- 3.2. Maksimālais izkārtošanas pārejas orientācijā efekts, kas tika konstatēts pēc ar lāzeru inducētās fluorescences cirkularitātes lieluma, tika novērots  $^{85}\text{Rb}$  izotopam to ierosinot no pamatstāvokļa supersīkstruktūras līmeņa  $F_g = 2$ . Novērotā fluorescences cirkularitātes pakāpe šai gadījumā sasniedza 4% un labi atbilda teorētiskajā modelī paredzētajam signāla lielumam.
- 3.3. Tika konstatēts, ka izkārtošanas pārejas orientācijā efektivitāte nav būtiski atkarīga no lāzera starojuma intensitātes. Tajā pat laikā izkārtošanas pārejas orientācijā efekts ir ļoti jutīgs pret lāzera polarizācijas vektora, magnētiskā lauka vērsuma un novērošanas virziena izvēli. Lai tā amplitūda būtu maksimāla, lineāri polarizētā

ierosinošā lāzera starojuma polarizācijas vektoram jāveido 45 grādu liels leņķis ar magnētisko lauku un fluorescences cirkulārās polarizācijas mērījumi ir jāveic virzienā, kas ir perpendikulārs plaknei, ko veido magnētiskais lauks un ierosinošās gaismas elektriskā lauka vektors.

## PATEICĪBAS

Vēlos izteikt visdziļāko pateicību mana zinātniskā darba vadītājam prof. Mārcim Auziņam par šī darba vadīšanu no darba ieceres līdz disertācijas uzrakstīšanai, īpaši par nesavtīgo dalīšanos ar savām neizsmeļamajām zināšanām un noderīgajiem padomiem mūsu diskusiju laikā.

Esmu patiesi pateicīgs prof. Ruvīnam Ferberam par reizēm kritiskajām, bet nepieciešamajām piezīmēm un vērtīgajām norādēm dažādos šī darba tapšanas laika posmos.

No sirds pateicos Andrim Bērziņam un Florianam Gahbaueram par iesaistīšanos domu apmaiņā, padomiem, un palīdzību eksperimentālās iekārtas sagatavošanā un eksperimentu veikšanā.

Paldies Linardam Kalvānam un Agrim Špīsam, veicot teorētiskos aprēķinus un konsultējot mani jautājumos par rezultātu interpretāciju, arī Laimai Bušaitei un Uldim Kalniņam par diskusijām un dalīšanos ar zināšanām par teorētisko modeli.

Esmu pateicīgs kolēģiem no MOLPOL laboratorijas Artim Krūziņam un Mārim Tamanim par izpalīdzīgajiem padomiem, kā arī Lauretai Buševicai un Ilzei Klincārei par palīdzību un padomiem dažādu formālu dokumentu noformēšanā.

Sirsniņgs paldies manai ģimenei un draugiem par atbalstu un uzmundrinājumu šī darba tapšanas laikā.

## IZMANTOTĀS LITERATŪRAS SARAKSTS

- [1] N. Bohr, “*Zur Polarisation des Fluoreszenzlichtes,*” *NATURWISSENSCHAFTEN*, **12** (49), 1115–1117, (1924).
- [2] R. W. Wood, “*CII. Polarized resonance radiation of mercury vapour,*” *PHILOS. MAG. SER. 6*, **44** (264), 1107–1111, (1922).
- [3] W. Hanle, “*Über magnetische Beeinflussung der Polarisation der Resonanzfluoreszenz,*” *ZEITSCHRIFT FÜR PHYS. A HADRON. NUCL.*, **30** (1), 93–105, (1924).
- [4] E. Arimondo M. Inguscio and P. Violino, “*Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms,*” *REV. MOD. PHYS.*, **49** (1), (1977).
- [5] D. Budker and D. F. Jackson Kimball, *Optical magnetometry*. Cambridge University Press, (2013).
- [6] S. E. Harris, “*Electromagnetically induced transparency,*” *PHYS. TODAY*, **50** (7), 36, (1997).
- [7] P. Yeh, “*Dispersive magneto-optic filters,*” *APPL. OPT.*, **21** (11), 2069–75, (1982).
- [8] A. Cerè, V. Parigi, M. Abad, F. Wolfgramm, A. Predojević, and M. W. Mitchell, “*Narrowband tunable filter based on velocity-selective optical pumping in an atomic vapor,*” *OPT. LETT.*, **34** (7), 1012, (2009).
- [9] K. Blushs and M. Auzinsh, “*Validity of rate equations for Zeeman coherences for analysis of nonlinear interaction of atoms with broadband laser radiation,*” *PHYS. REV. A*, **69**, 63806, (2004).
- [10] M. Faraday, *volume III of Experimental Researches in Electricity*. London, (1855).
- [11] W. Voigt, “*Über das elektrische Analogon des Zeemaneffektes,*” *ANN. PHYS.*, **309** (1), 197–208, (1901).
- [12] D. Macaluso, O. M. Corbino, and L. Magri, “*Sulla relazione tra il fenomeno di Zeemann e la rotazione magnetica anomala del piano di polarizzazione della luce,*” *NUOVO CIM.*, **9** (1), 384–389, (1899).

- [13] A. Cotton and H. Mouton, “*Sur la biréfringence magnétique des liquides purs. Comparaison avec le phénomène électro-optique de Kerr,*” J. PHYS. THÉORIQUE APPLIQUÉE, **1** (1), 5–52, (1911).
- [14] R. W. Wood and A. Ellett, “*Polarized resonance radiation in weak magnetic fields,*” PHYS. REV., **24** (3), 243–254, (1924).
- [15] G. Moruzzi and F. Strumia, Eds., *The Hanle effect and level-crossing spectroscopy*. Boston, MA: Springer US, (1991).
- [16] M. Auzinsh, D. Budker, and S. Rochester, *Optically polarized atoms: understanding light-atom interactions*. OUP Oxford, (2010).
- [17] E. B. Alexandrov, M. Chaika, and G. Khvostenko, *Interference of atomic states*. New York: Springer, (1993).
- [18] W. Heisenberg, “*Über eine Anwendung des Korrespondenzprinzips auf die Frage nach der Polarisation des Fluoreszenzlichtes,*” ZEITSCHRIFT FÜR PHYS., **31** (1), 617–626, (1925).
- [19] J. R. Oppenheimer, “*Zur Quantenmechanik der Richtungsentartung,*” ZEITSCHRIFT FÜR PHYS., **43** (1)–(2), 27–46, (1927).
- [20] V. Weisskopf, “*Zur Theorie der Resonanzfluoreszenz,*” ANN. PHYS., **401** (1), 23–66, (1931).
- [21] S. A. Korff and G. Breit, “*Optical dispersion,*” REV. MOD. PHYS., **4** (3), 471–503, (1932).
- [22] 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, (2002).
- [23] J. N. Dodd and G. W. Series, *Progress in atomic spectroscopy*. New York: Plenum, (1978).
- [24] S. Haroche, *High-resolution laser spectroscopy*. Berlin: Springer, (1976).
- [25] F. Colegrove, P. Franken, R. Lewis, and R. Sands, “*Novel method of spectroscopy with applications to precision fine structure measurements,*” PHYS. REV. LETT., **3** (9), 420–422, (1959).



- [26] R. W. Schmieder, A. 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, (1970).
- [27] J. Dupont-Roc, S. Haroche, and C. Cohen-Tannoudji, “*Detection of very weak magnetic fields ( $10^{-9}$  gauss) by  $^{87}\text{Rb}$  zero-field level crossing resonances,*” *PHYS. LETT. A*, **28** (9), 638–639, (1969).
- [28] C. Cohen-Tannoudji and J. Dupont-Roc, “*Orientation, par action d’un champ électrique ‘fictif’, d’une vapeur initialement alignée,*” *OPT. COMMUN.*, **1** (4), 184–186, (1969).
- [29] W. Gawlik, J. Kowalski, R. Neumann, and F. Träger, “*Observation of the electric hexadecapole moment of free Na atoms in a forward scattering experiment,*” *OPT. COMMUN.*, **12** (4), 400–404, (1974).
- [30] A. V. Papoyan, M. Auzinsh, and K. Bergmann, “*Nonlinear Hanle effect in Cs vapor under strong laser excitation,*” *EUR. PHYS. J. D - AT. MOL. OPT. PHYS.*, **21** (1), 63–71, (2002).
- [31] G. Breit, “*Quantum theory of dispersion (continued). parts VI and VII,*” *REV. MOD. PHYS.*, **5** (2), 91–140, (1933).
- [32] P. Franken, “*Interference effects in the resonance fluorescence of ‘crossed’ excited atomic states,*” *PHYS. REV.*, **121** (2), 508–512, (1961).
- [33] H. Bucka, “*Zum Nachweis von Änderungen im angeregten Zustand eines Atoms durch Beobachten der folgenden Änderungen im Grundzustand,*” *ZEITSCHRIFT FÜR PHYS.*, **191** (2), 199–208, (1966).
- [34] D. Schönberner and D. Zimmermann, “*Level-crossing-Untersuchung der Hyperfeinstruktur des angeregten  $3^2P_{3/2}$ - und  $4^2P_{3/2}$ -Zustands von  $\text{Na}^{23}$ ,*” *ZEITSCHRIFT FÜR PHYS.*, **216** (2), 172–182, (1968).
- [35] S. Svanberg and S. Rydberg, “*Level crossing investigation of the  $6p^2P_{3/2}$  and  $7p^2P_{3/2}$  levels of  $\text{Cs}^{133}$ ,  $\text{Cs}^{135}$ , and  $\text{Cs}^{137}$ ,*” *ZEITSCHRIFT FÜR PHYS.*, **227** (3), 216–233, (1969).
- [36] R. C. Isler, S. Marcus, and R. Novick, “*Hyperfine structure of the  $3^2P$  and  $4^2P$  states of lithium and lifetime of the  $3^2P$  state,*” *PHYS. REV.*, **187** (1), 76–84, (1969).
- [37] P. Violino, “*Investigation of the hyperfine structure of the  $6^2P_{3/2}$  state of  $^{133}\text{Cs}$  by a*

- level-crossing method*,” CAN. J. PHYS., **47** (19), 2095–2099, (1969).
- [38] J. S. Deech, P. Hannaford, and G. W. Series, “*Determination of the hyperfine structure of the level  $3^2P_{3/2}$  of  $^{23}\text{Na}$  by time-resolved level-crossing spectroscopy*,” J. PHYS. B AT. MOL. PHYS., **7** (10), 1131, (1974).
- [39] J. Alnis and M. Auzinsh, “*Angular-momentum spatial distribution symmetry breaking in Rb by an external magnetic field*,” PHYS. REV. A, **63** (2), 23407, (2001).
- [40] M. Lombardi, “*Note sur la possibilité d’orienter un atome par super-position de deux interactions séparément non orientantes en particulier par alignement électronique et relaxation anisotrope*,” C.R. ACAD. SC. PARIS SER. B, **265**, 191–194, (1967).
- [41] V. N. Rebane, “*Depolarization of resonance fluorescence during anisotropic collisions*,” OPT. SPECTROSC., **24**, 163–166, (1968).
- [42] M. Lombardi, *Beam foil spectroscopy*. New York: Plenum Press, (1976).
- [43] T. Manabe, T. Yabuzaki, and T. Ogawa, “*Observation of collisional transfer from alignment to orientation of atoms excited by a single-mode laser*,” PHYS. REV. LETT., **46** (10), 637–640, (1981).
- [44] M. Lombardi, “*Création d’orientation par combinaison de deux alignements alignement et orientation des niveaux excités d’une décharge haute fréquence*,” J. PHYS. FR., **30**, 631–642, (1969).
- [45] M. Auzinsh, “*Tutorial/Article didactique: Angular momenta dynamics in magnetic and electric field: Classical and quantum approach*,” CAN. J. PHYS., **75** (12), 853–872, (1997).
- [46] M. P. Auzinsh and R. S. Ferber, “*J-selective Stark orientation of molecular rotation in a beam*,” PHYS. REV. LETT., **69** (24), 3463–3466, (1992).
- [47] M. Auzinsh, R. Ferber, and A. V. Stolyarov, “*Separation of quadratic and linear external field effects in high J quantum beats*,” J. CHEM. PHYS., **101** (7), 5559–5565, (1994).
- [48] J. Vigue, M. Broyer, and J.-C. Lehmann, “*Quantum interference effect between the magnetic and natural predissociations in the  $B^3\Pi_{0+u}$  state of  $I_2$ . A new experimental proof*,” J. PHYS. B AT. MOL. PHYS., **7** (5), L158, (1974).
- [49] J. Vigue, M. Broyer, and J.-C. Lehmann, “*Predissociation effects in the  $B^3\Pi_{0+u}$  state of*

- iodine*,” J. CHEM. PHYS., **62** (12), (1975).
- [50] M. Auzinsh, A. V Stolyarov, M. Tamanis, and R. Ferber, “*Magnetic field induced alignment-orientation conversion: Nonlinear energy shift and predissociation in  $Te_2B1_u$  state*,” J. CHEM. PHYS., **105** (1), 37–49, (1996).
- [51] I. P. Klincare, M. Y. Tamanis, A. V. Stolyarov, M. P. Auzinsh, and R. S. Ferber, “*Alignment-orientation conversion by quadratic Zeeman effect: Analysis and observation for  $Te_2$* ,” J. CHEM. PHYS., **99** (8), 5748, (1993).
- [52] J.-C. Lehmann, “*Étude de l’influence de la structure hyperfine du niveau excité sur l’obtention d’une orientation nucléaire par pompage optique*,” J. PHYS. FR., **25**, 809–824, (1964).
- [53] J. C. Lehmann, “*Nuclear orientation of cadmium<sup>111</sup> by optical pumping with the resonance line  $5^1S_0 - 5^1P_1$* ,” PHYS. REV., **178** (1), 153–160, (1969).
- [54] W. E. Baylis, “*Optical-pumping effects in level-crossing measurements*,” PHYS. LETT. A, **26**, 414–415, (1968).
- [55] M. Krainska-Miszczak, “*Alignment and orientation by optical pumping with pi polarised light*,” J. PHYS. B AT. MOL. PHYS., **12** (4), 555, (1979).
- [56] X. L. Han and G. W. Schinn, “*Magnetic-field-induced alignment-to-orientation conversion in sodium*,” PHYS. REV. A, **43** (1), 266–271, (1991).
- [57] H. Brändle, L. Grenacs, J. Lang, L. P. Roesch, V. L. Telegdi, P. Truttmann, A. Weiss, and A. Zehnder, “*Measurement of the correlation between alignment and electron momentum in  $^{12}B \rightarrow ^{12}C(g.s.)$  decay by a novel technique: another search for second-class currents*,” PHYS. REV. LETT., **40** (5), 306–309, (1978).
- [58] J. Alnis and M. Auzinsh, “*Alignment-orientation conversion in molecules in an external magnetic field caused by a hyperfine structure*,” EUR. PHYS. J. D, **11** (1), 91–97, (2000).
- [59] J. P. Barrat and C. Cohen-Tannoudji, “*Élargissement et déplacement des raies de résonance magnétique causés par une excitation optique*,” J. PHYS. RADIUM, **22** (7), 443–450, (1961).
- [60] C. Cohen-Tannoudji, *Frontiers in laser spectroscopy*. Amsterdam: North-Holland, (1977).

- [61] S. Stenholm, *Foundations of laser spectroscopy*. Dover Publications, Inc., Mineola, New York, (2005).
- [62] L. Allen and J. H. Eberly, *Optical resonance and two level atom*. New York: Wiley, (1975).
- [63] N. . Van Kampen, “*Stochastic differential equations*,” *PHYS. REP.*, **24** (3), 171–228, (1976).
- [64] S. M. Rochester and D. Budker, “*Atomic polarization visualized*,” *AM. J. PHYS.*, **69**, 450, (2001).
- [65] M. Auzinsh, K. Blushs, R. Ferber, F. Gahbauer, A. Jarmola, and M. Tamanis, “*Electric-field-induced symmetry breaking of angular momentum distribution in atoms*,” *PHYS. REV. LETT.*, **97** (4), 43002, (2006).
- [66] D. A. Steck, “*Rubidium 85 D line data*,” (2013). [Online]. Available: <http://steck.us/alkalidata/rubidium85numbers.pdf>. [Accessed: 22-Jan-2015].
- [67] D. A. Steck, “*Rubidium 87 D line data*,” (2010). [Online]. Available: <http://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>. [Accessed: 22-Jan-2015].
- [68] W. Demtröder, *Laser spectroscopy: Basic concepts and instrumentation*. Springer Science & Business Media, (2013).
- [69] J. Alnis and M. Auzinsh, “*Reversed dark resonance in Rb atom excited by a diode laser*,” **4075** (01), 3889–3898, (2000).
- [70] M. Auzinsh, A. Berzins, R. Ferber, F. Gahbauer, L. Kalvans, and A. Mozers, “*Coherent and incoherent processes responsible for various characteristics of nonlinear magneto-optical signals in rubidium atoms*,” *J. PHYS. B AT. MOL. OPT. PHYS.*, **46** (18), 185003, (2013).
- [71] W. Happer, “*Optical pumping*,” *REV. MOD. PHYS.*, **44** (2), 169–249, (1972).
- [72] S. Pustelny, D. F. Jackson Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk, and D. Budker, “*Influence of magnetic-field inhomogeneity on nonlinear magneto-optical resonances*,” *PHYS. REV. A*, **74** (6), 063406, (2006).
- [73] M. Auzinsh, A. Berzins, R. Ferber, F. Gahbauer, L. Kalvans, A. Mozers, and D. Opalevs, “*Conversion of bright magneto-optical resonances into dark resonances at fixed laser frequency for D<sub>2</sub> excitation of atomic rubidium*,” *PHYS. REV. A*, **85** (3),

033418, (2012).

- [74] U. Fano, “*Precession equation of a spinning particle in nonuniform fields,*” *PHYS. REV.*, **133** (3B), B828–B830, (1964).
  
- [75] M. Auzinsh and R. Ferber, *Optical polarization of molecules*. Cambridge University Press, (2005).
  
- [76] A. Laganà and G. Lendvay, *Theory of chemical reaction dynamics*. Springer Science & Business Media, (2004).

## PIELIKUMS

### Publikāciju saraksts

- [P1] M. Auzinsh, A. Berzins, R. Ferber, F. Gahbauer, L. Kalvans, **A. Mozers**, and A. Spiss, *Dependence of the shapes of nonzero-field level-crossing signals in rubidium atoms on the laser frequency and power density*, PHYSICAL REVIEW A 87, 033412 (2013)
- [P2] Marcis Auzinsh, Andris Berzins, Ruvim Ferber, Florian Gahbauer, Linards Kalvans and **Arturs Mozers**, *Coherent and incoherent processes responsible for various characteristics of nonlinear magneto-optical signals in rubidium atoms*, JOURNAL OF PHYSICS B: ATOMIC, MOLECULAR AND OPTICAL PHYSICS 46, 185003 (2013)
- [P3] M. Auzinsh, A. Berzins, R. Ferber, F. Gahbauer, L. Kalvans, **A. Mozers**, and A. Spiss, *Alignment-to-orientation conversion in a magnetic field at nonlinear excitation of the  $D_2$  line of rubidium: Experiment and theory*, PHYSICAL REVIEW A 91, 053418 (2015)

## Dependence of the shapes of nonzero-field level-crossing signals in rubidium atoms on the laser frequency and power density

M. Auzinsh,\* A. Berzins, R. Ferber, F. Gahbauer, L. Kalvans, A. Mozers, and A. Spiss  
*Laser Centre, The University of Latvia, 19 Rainis Boulevard, LV-1586 Riga, Latvia*

(Received 4 January 2013; published 12 March 2013)

We studied magneto-optical resonances caused by excited-state level crossings in a nonzero magnetic field. Experimental measurements were performed on the transitions of the  $D_2$  line of rubidium. These measured signals were described by a theoretical model that takes into account all neighboring hyperfine transitions, the mixing of magnetic sublevels in an external magnetic field, the coherence properties of the exciting laser radiation, and the Doppler effect. Good agreement between the experimental measurements and the theoretical model could be achieved over a wide range of laser power densities. We further showed that the contrasts of the level-crossing peaks can be sensitive to changes in the frequency of the exciting laser radiation as small as several tens of megahertz when the hyperfine splitting of the exciting state is larger than the Doppler broadening.

DOI: [10.1103/PhysRevA.87.033412](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.87.033412)

PACS number(s): 32.60.+i, 32.80.Xx

### I. INTRODUCTION

Level-crossing spectroscopy has long been used to study lifetimes of atomic states (using zero-field resonances) or atomic constants, such as the magnetic moments and fine and hyperfine constants (using nonzero-field resonances) [1,2]. The technique most often takes advantage of resonances in plots of the laser-induced fluorescence (LIF) in a particular direction with a given polarization as a function of the magnetic field. The resonances are related to the type of coherent excitation of magnetic sublevels that becomes possible when some of them, whose  $z$  components  $m_F$  of the total angular momentum  $F$  differ by  $\Delta m_F = q$ , become degenerate at particular magnetic-field values [3]. For linearly polarized excitation  $q = \pm 2$ . Such a degeneracy always occurs at zero magnetic field where all magnetic sublevels belonging to a particular hyperfine level  $F$  have the same energy. This case of zero-field level crossing is known as the Hanle effect, first observed by Hanle himself [4]. However, as can be seen in Fig. 1, it also happens at certain nonzero magnetic-field values that some magnetic sublevels from different hyperfine  $F$  states can cross. If the requirement for coherently excited magnetic sublevels with a certain  $\Delta m$  is fulfilled, one speaks of nonzero-magnetic-field level crossings. The coherent evolution of such systems can be described with the optical Bloch equations for the density matrix. However, in order to describe accurately real systems, it is necessary to take into account all neighboring hyperfine transitions, the magnetic-field-induced mixing of magnetic sublevels of identical  $m$  that belong to different hyperfine levels, the Doppler profile, and the coherence properties of the radiation. Models with these characteristics have been developed over the years to describe zero-field resonances in the ground and excited states with great precision [5]. In this work, we show that nonzero level-crossing signals in magnetic fields can be described by a theoretical model over a wide range of magnetic fields to nearly experimental accuracy. Moreover, the model succeeds also at laser power densities for which the excitation is nonlinear and where the effects of optical pumping can be noted. We also show that

by carefully selecting the laser frequency it is possible to increase the amplitude of level-crossing resonances. Thus it is possible to optimize experimental conditions to maximize the amplitude of a particular resonance, which can be useful in applications such as measurements of magnetic fields in the range of tens of gauss or determination of hyperfine constants in states for which they are not yet known. The ability to describe level-crossing signals precisely can be useful for determining atomic constants, especially in situations where the large number of crossing points washes out individual resonances.

The first theory of level-crossing signals was given by Breit in 1933 [6], and the first application was to measure the fine-structure splitting between the helium  $P$  states [7]. These measurements were described in terms of Breit's formalism by Franken in 1961 [8]. Since then, these signals were used extensively for a time to make measurements of the fine and hyperfine constants in atoms. For example, the technique was used to obtain hyperfine constants in rubidium [9] and cesium [10] (see Ref. [1] for a review of many results). Theoretical models of the ground-state Hanle effect were used by Picqué in 1978 [11]. Over time, these models became more and more sophisticated as different effects were included [12]. Precise analytical models are also possible [13], but only for lower laser power in the linear regime.

The present work revisits an earlier study published in 2003 [14], which offered only a model that was limited to the cycling transitions in the limit of weak excitation and thus could provide only a qualitative description of the experimental signals. We now show that the signals can be described very precisely even in the case of strong, nonlinear excitation with a model based on the optical Bloch equations and valid also for nonlinear excitation. Our model takes into account possible contributions to the transition probabilities from all neighboring hyperfine transitions, the effects of Doppler broadening, the splitting of the hyperfine levels in the magnetic field, and the coherence properties of the exciting laser radiation [15]. This model had been widely applied to zero-field resonances in the ground state [5] and achieved good agreement between experimentally measured and calculated curves. The experimental parameters, in particular the laser

\*Marcis.Auzins@lu.lv

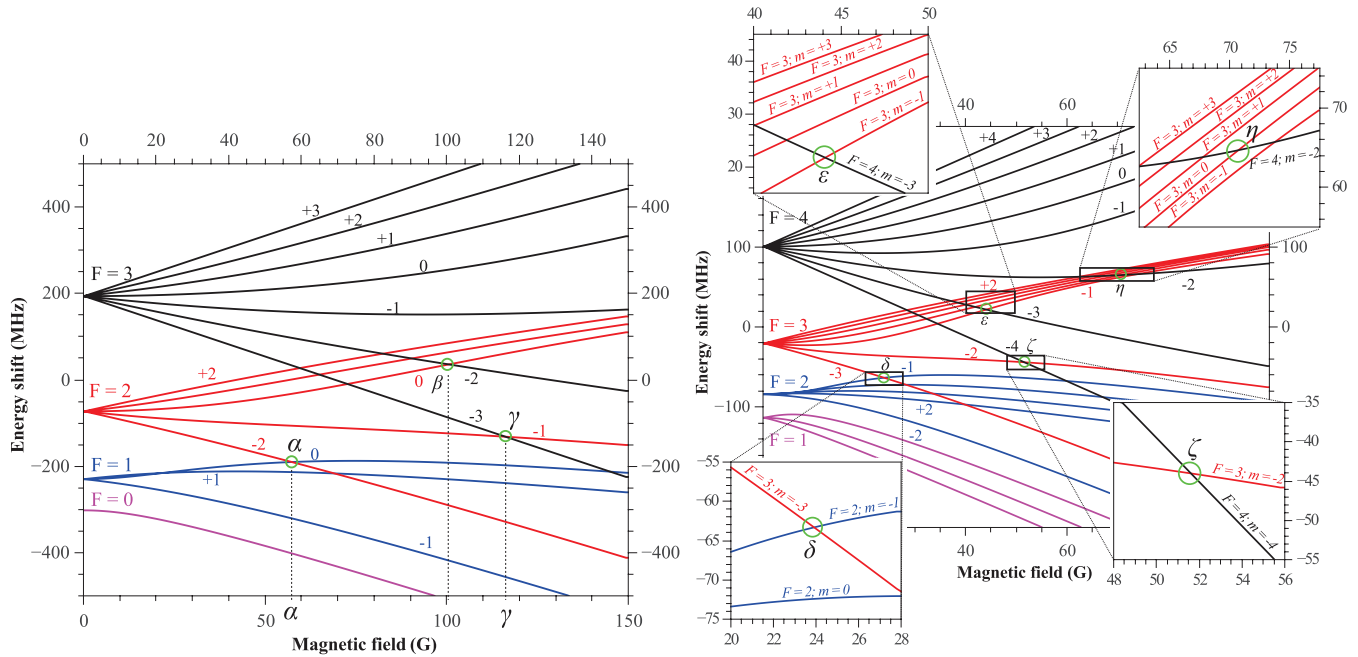


FIG. 1. (Color online) Energy shifts as a function of magnetic field of excited-state hyperfine magnetic sublevels for  $^{87}\text{Rb}$  (left) and  $^{85}\text{Rb}$  (right). Zero energy corresponds to the excited-state fine-structure level  $5^2P_{3/2}$ .

frequency, were carefully controlled during the measurements in order to allow precise comparison with theory. In addition, experimental measurements and theoretical calculations were used to investigate the influence of the laser frequency on the relative contrasts of the level-crossing peaks at nonzero-field values.

II. EXPERIMENT

Figure 1 shows the relative energies of the excited-state magnetic sublevels as a function of the magnetic field. Each curve corresponds to a particular value  $m_F$  of the projection of the total angular momentum  $F$  on the  $z$  axis. As we used linearly polarized exciting radiation, coherences can be formed around the crossing points with  $\Delta m = \pm 2$ , which are circled and labeled by small Greek letters. The laser detuning is measured relative to the energy difference between the ground-state hyperfine level and the excited-state fine-structure level for the transition being excited.

In this experiment natural atomic rubidium, confined in a Pyrex cell with optical quality windows (25 mm long and 25 mm in diameter), was placed in the middle of a three-axis set of Helmholtz coils. The radii of the Helmholtz coils were 125 mm, 165 mm, and 216 mm. The field produced by the middle coil was scanned and defined the  $z$  axis. The other two coils were used to compensate the Earth's magnetic field. As the magnetic field was scanned through a triangular pattern with a frequency of 0.02 Hz, fluorescence spectra were acquired. The laser wavelength was determined by means of a saturated absorption spectroscopy setup in conjunction with a WS-7 wavemeter from HighFinesse. It was monitored during the scan with the wavemeter, and adjustments were made if necessary. Using a bipolar Kepco BOP-50-8-M or an Agilent N5770A power supply, magnetic fields of up to

120 G could be achieved. Laser radiation from an external cavity diode laser passed through a chopper and entered the cell with its propagation vector and electric-field vector both perpendicular to the scanning magnetic field (see Fig. 2). The temperature of the laser box and the diode were stabilized by Thorlabs TED200 temperature controllers and the current was controlled by a Thorlabs LDC205B current controller. The diameter of the beam was 1.6 mm as measured by a Thorlabs BP104-VIS beam profiler. The beam width was defined as the full width at half maximum of the Gaussian intensity profile. By means of a polarization rotator followed by a linear polarizer, laser power values from 20  $\mu\text{W}$  to 320  $\mu\text{W}$  could be achieved, which translated into laser power densities of 1  $\text{mW}/\text{cm}^2$  to 16  $\text{mW}/\text{cm}^2$ . The LIF of two mutually perpendicular components (one parallel and the other perpendicular

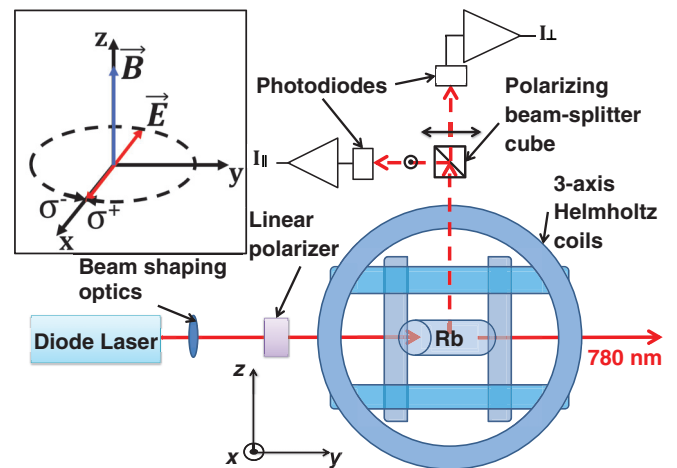


FIG. 2. (Color online) Schematic drawing of the experimental setup.



to the exciting electric-field vector) passed through a lens system with an acceptance of approximately 0.2 sr and was detected by two Thorlabs FDS100 photodiodes located behind a polarizing beam splitter. The signal from each photodiode was amplified by a separate amplifier chain consisting of two TL072D amplifiers, the first with transimpedance gain of  $10^7$  and the second with a voltage gain of  $10^2$ . The signal was then fed to a lock-in amplifier, which provided additional gain between  $10^3$  and  $10^5$ . A chopper in the main beam path provided a reference frequency of 1 kHz. The lock-in time constant was 200  $\mu$ s. The signals were recorded using an Agilent DSO5014A oscilloscope, which also averaged the signals.

### III. THEORETICAL MODEL

We describe the atomic system via its quantum density matrix  $\rho$ , which is written in the basis of Zeeman sublevels for the hyperfine structure of the  $D_2$  transition of atomic rubidium:  $|\xi_i, F_i, m_{F_i}\rangle$ , where  $F_i$  denotes the quantum number of the total atomic angular momentum in either the ground ( $i = g$ ) or the excited ( $i = e$ ) state,  $m_{F_i}$  refers to the respective magnetic quantum number, and  $\xi_i$  represents all other quantum numbers. The time evolution of the density matrix  $\rho$  is governed by the optical Bloch equations [16]:

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

where  $\hat{H}$  denotes the full Hamilton operator of the system and  $\hat{R}$  is the relaxation operator. The full Hamiltonian can be expressed in terms of the unperturbed atomic Hamiltonian  $\hat{H}_0$  determined by the internal dynamics of the atom, a term  $\hat{H}_B$  that describes the interaction with the external magnetic field, and a dipole interaction term  $\hat{V} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}(t)$ :

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_B + \hat{V}. \quad (2)$$

As indicated, the interaction with the electromagnetic field is treated in the dipole approximation [17]. The magnetic interaction Hamiltonian can be written as

$$\hat{H}_B = \frac{\mu_B}{\hbar} (g_J \mathbf{J} + g_I \mathbf{I}) \cdot \mathbf{B}, \quad (3)$$

where  $\mu_B$  is the Bohr magneton,  $\mathbf{J}$  and  $\mathbf{I}$  are the total electronic angular momentum and spin of the atomic nucleus, and  $g_J, g_I$  are the respective Landé factors. The interaction Hamiltonian (3) consists of the interaction matrices for fixed projection  $m_F = m_J + m_I$  of the angular momenta on the quantization axis, which can be written in terms of Wigner  $3j$  symbols [17]. Solving the eigenvalue problem for these matrices yields the energy structure shown in Fig. 1, where  $\mathbf{J}$  and  $\mathbf{I}$  make up the total atomic angular momentum  $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$ . The components ( $c_k$ ) of the eigenvectors are used as mixing coefficients for the chosen basis. The mixed atomic states have to be rewritten in the presence of the magnetic field as

$$|\xi, F, m\rangle = \sum_k c_k |\xi, F_k, m\rangle. \quad (4)$$

The density matrix  $\rho$  can be divided into four parts:  $\rho_{gg}$  and  $\rho_{ee}$  are quadrants aligned along the main diagonal and their diagonal elements correspond to the population of the ground and excited states, respectively, while the off-diagonal

elements represent the coherences within the ground or excited state and are called Zeeman coherences;  $\rho_{ge}$  and  $\rho_{eg}$  are called optical coherences and describe the transitions induced by the exciting radiation. In order to describe the atomic fluorescence one has to know the elements  $\rho_{ee}$ . The atomic dipole interaction with a classically oscillating electric field characterized by a stochastic phase is considered. The rotating wave approximation [18] is applied to simplify the Bloch equations. Further, it is assumed that the density matrix does not follow the rapid stochastic fluctuations in the phase of the exciting radiation so that we may integrate the two of them separately to adiabatically eliminate the optical coherences from the equations. The time-averaged effect of the stochastic phase oscillations leads to a finite term  $\Delta\omega$  [19] that describes the spectral width of the excitation frequency. Thus, when the optical coherences are adiabatically eliminated (see [15] for more details), rate equations are obtained, which are valid for steady-state excitation conditions, for the  $\rho_{gg}$  and  $\rho_{ee}$  parts of the density matrix:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{g_i g_j}}{\partial t} = & (\Xi_{g_i e_m} + \Xi_{e_k g_j}^*) \sum_{e_k, e_m} d_{g_i e_k}^* d_{e_m g_j} \rho_{e_k e_m} \\ & - \sum_{e_k, g_m} (\Xi_{e_k g_j}^* d_{g_i e_k}^* d_{e_k g_m} \rho_{g_m g_j} + \Xi_{g_i e_k} d_{g_m e_k}^* d_{e_k g_j} \rho_{g_i g_m}) \\ & - i\omega_{g_i g_j} \rho_{g_i g_j} + \sum_{e_k e_l} \Gamma_{g_i g_j}^{e_k e_l} \rho_{e_k e_l} - \gamma \rho_{g_i g_j} + \lambda \delta(g_i, g_j), \end{aligned} \quad (5a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{e_i e_j}}{\partial t} = & (\Xi_{e_i g_m}^* + \Xi_{g_k e_j}) \sum_{g_k, g_m} d_{e_i g_k}^* d_{g_m e_j} \rho_{g_k g_m} \\ & - \sum_{g_k, e_m} (\Xi_{g_k e_j} d_{e_i g_k}^* d_{g_k e_m} \rho_{e_m e_j} + \Xi_{e_i g_k}^* d_{e_m g_k} d_{g_k e_j}^* \rho_{e_i e_m}) \\ & - i\omega_{e_i e_j} \rho_{e_i e_j} - (\Gamma + \gamma) \rho_{e_i e_j}. \end{aligned} \quad (5b)$$

The following terms are used in Eq. (5):  $\Xi_{ij}$  describes the interaction strength between the atom and the laser radiation and is defined below,  $d_{ij}$  is the dipole transition matrix element that can be obtained from the reduced matrix element by means of the Wigner-Eckart theorem [17],  $\omega_{ij}$  is the energy difference between levels  $|i\rangle$  and  $|j\rangle$ ,  $\Gamma_{g_i g_j}^{e_k e_l}$  describes coherence transfer to the ground state via spontaneous emission,  $\gamma$  is the transit relaxation rate at which the atoms leave the interaction region,  $\Gamma$  is the rate of the spontaneous transitions,  $\lambda$  describes the rate at which “fresh” atoms enter the interaction region, and  $\delta(i, j)$  is the Kronecker  $\delta$  symbol. We assume that atoms entering the interaction region are completely depolarized and that the atomic equilibrium density outside the interaction region is normalized to unity; thus  $\lambda = \gamma$ .

The interaction strength  $\Xi_{ij}$  is given by

$$\Xi_{ij} = \frac{|\varepsilon_{\bar{\omega}}|^2}{\hbar^2} \frac{1}{\frac{\Gamma + \gamma + \Delta\omega}{2} + i(\bar{\omega} - \mathbf{k}_{\bar{\omega}} \mathbf{v} + \omega_{ij})}, \quad (6)$$

where  $\varepsilon_{\bar{\omega}}$  is the amplitude of the oscillating electric field,  $\bar{\omega}$  denotes the central frequency of the laser radiation,  $\Delta\omega$  is

the laser linewidth, and  $\mathbf{k}_{\omega}\mathbf{v}$  is the Doppler shift of the atomic transition for an atom moving with velocity  $\mathbf{v}$ . In the numerical simulations, we define the Rabi frequency in the following way:

$$\Omega_R = k_{\Omega} \frac{|\varepsilon_{\omega}| |d_J|}{\hbar} = k_{\Omega} \frac{|d_J|}{\hbar} \sqrt{\frac{2I}{\varepsilon c n}}, \quad (7)$$

where  $k_{\Omega}$  is a dimensionless fitting parameter,  $|d_J|$  is the reduced dipole element of the  $D_2$  transition whose value can be found in [17],  $I$  is the excitation power density,  $\varepsilon \approx 1$  the dielectric permeability of the medium,  $c$  the speed of light, and  $n \approx 1$  is the index of refraction of the medium.

The transit relaxation rate was defined as

$$\gamma = k_{\gamma} \frac{v}{d}, \quad (8)$$

where  $k_{\gamma}$  is a dimensionless fitting parameter,  $v$  is the mean thermal velocity of atoms, and  $d$  is the laser beam diameter described in Sec. II.

In this study, we numerically solved Eqs. (5) for steady-state excitation conditions ( $\frac{\partial \rho_{g_i g_j}}{\partial t} = \frac{\partial \rho_{e_i e_j}}{\partial t} = 0$ ) to obtain the Zeeman coherences  $\rho_{gg}$  and  $\rho_{ee}$ . From this point it was straightforward to obtain the fluorescence for some particular

polarization component defined by  $\mathbf{e}$ :

$$I_{\parallel}(\mathbf{e}) = \tilde{I}_0 \sum_{g_i, e_j, e_k} d_{g_i e_j}^{(ob)*} d_{e_k g_i}^{(ob)} \rho_{e_j e_k}, \quad (9)$$

where  $d_{ij}^{(ob)}$  are the dipole transition matrix elements for the chosen observation component.

In order to take into account the classical movement of atoms with velocity  $\mathbf{v}$  we performed a numerical integration of the fluorescence signal over the frequency distribution in the Doppler profile.

#### IV. RESULTS AND DISCUSSION

As a first test of how well the model can describe nonzero level-crossing signals, we used the model to reproduce the experimental results of nonzero level-crossing signals for the  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$  transitions of  $^{85}\text{Rb}$ . The results are shown in Fig. 3. Measurements were carried out for a range of laser power densities  $I$  from 1 mW/cm<sup>2</sup> to 16 mW/cm<sup>2</sup>. The Rabi frequency  $\Omega_R$  was assumed to vary as in Eq. (7), where the same value of  $k_{\Omega} = 0.5$  was used for all calculations in this paper. This value was chosen to provide the best overall agreement, while being consistent with a rough estimation

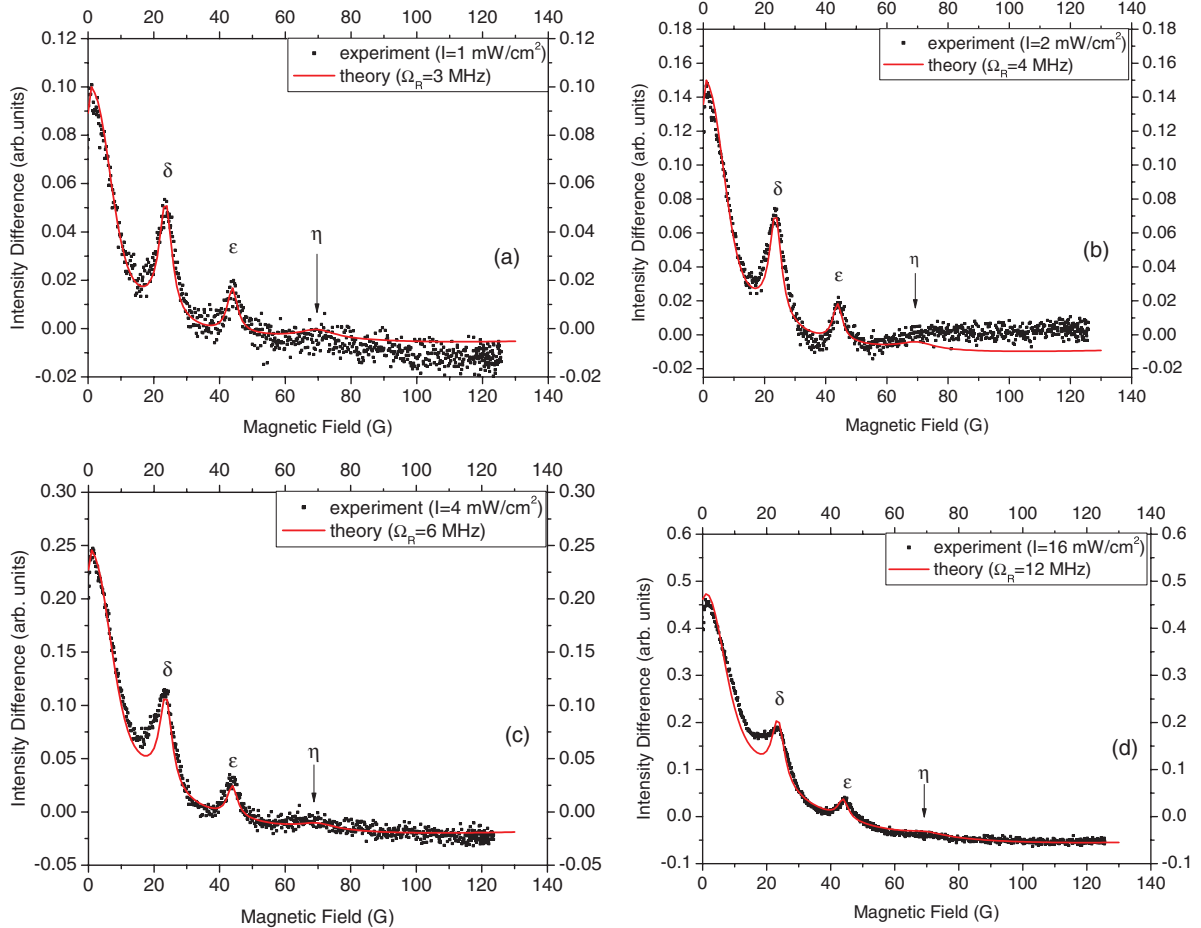


FIG. 3. (Color online) Intensity difference ( $I_{\perp} - I_{\parallel}$ ) versus magnetic field for the  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$  transitions of  $^{85}\text{Rb}$ . The different panels correspond to different laser power densities. Markers represent the results of experimental measurements, while the curves represent the results of theoretical calculations.

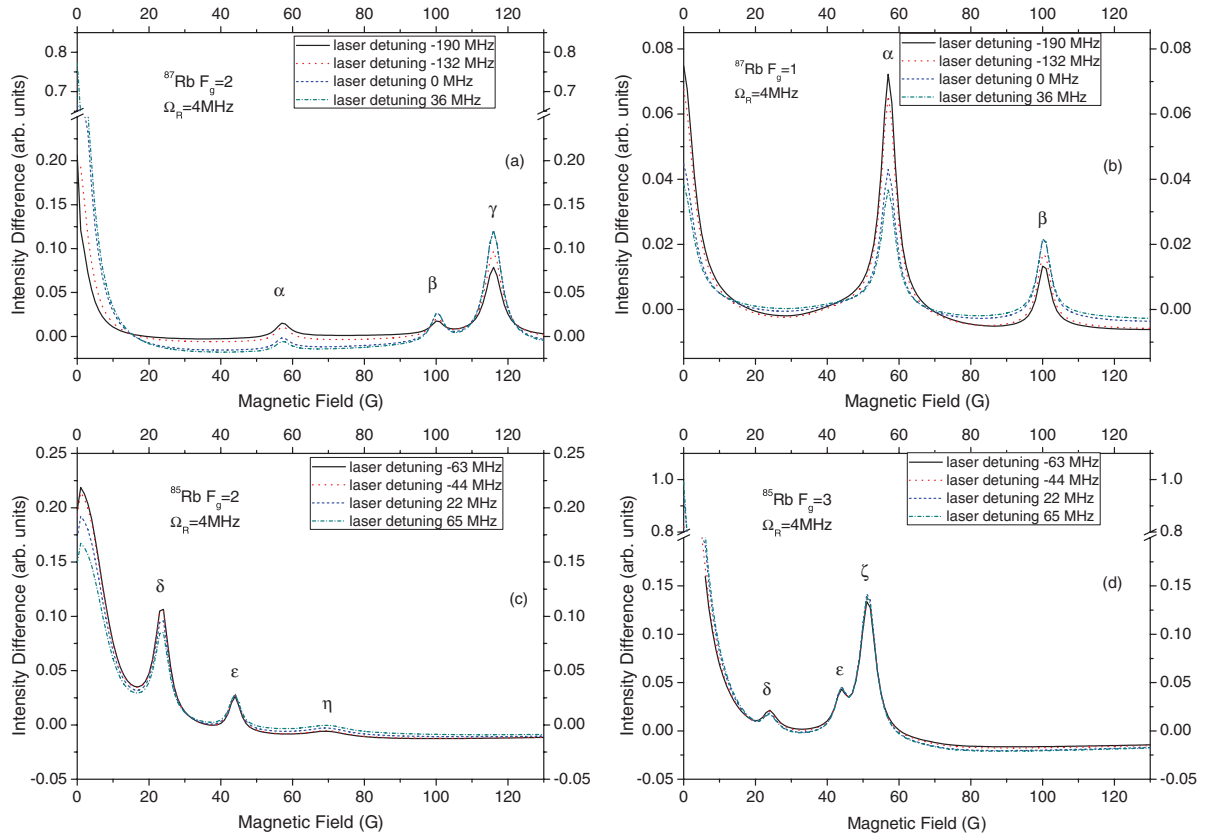


FIG. 4. (Color online) Theoretical calculations of  $I_{\perp} - I_{\parallel}$  versus magnetic field for (a) the  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$  transition of  $^{87}\text{Rb}$ , (b) the  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0, 1, 2$  transition of  $^{87}\text{Rb}$ , (c) the  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$  transition of  $^{85}\text{Rb}$ , and (d) the  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$  transition of  $^{85}\text{Rb}$ . The different curves in each figure correspond to different laser frequencies. The small Greek letters indicate level-crossing points (see Fig. 1).

based on theoretical considerations:  $k_{\Omega}$  would be equal to unity if the laser intensity were constant over the beam profile. The other parameters that were optimized in a similar way were the laser linewidth  $\Delta\omega = 2$  MHz and the proportionality constant between the laser beamwidth and the transit relaxation time  $k_{\gamma} = 1$ . For each of these parameters, one unique value was used in all the calculations presented in this work. The y axis of the figures gives the difference of the LIF intensity of the two perpendicularly polarized LIF components. The units of this LIF intensity difference are arbitrary, but they have been self-consistently normalized for all signals of a particular isotope. The agreement between theory and experiment was excellent at low laser power densities and still quite good at  $I = 16$  mW/cm<sup>2</sup>. At higher laser power densities the model becomes less accurate, because at higher power it is no longer sufficient to describe the transit relaxation by a single rate constant [20] as this model does. It is also no longer adequate to treat the approximately Gaussian beam profile of the experiment as a rectangular profile in the calculation. This simplification amounts to using an average rate constant that corresponds to the average laser power density, which yields satisfactory results at low laser power densities. However, when the laser power density is high, parts of the beam are in saturation, and the simplification breaks down. Nevertheless, the model seems adequate for predicting level-crossing signals with  $\Delta m = \pm 2$ .

Next we turned our attention to the influence of the laser detuning on the level-crossing spectra. Figure 4 presents the results of theoretical calculations that show how the relative amplitudes of the nonzero-field level-crossing peaks can be influenced by the tuning of the exciting laser radiation. The detunings of the different curves plotted are measured with respect to the energy difference between the indicated ground-state hyperfine level and the excited-state fine-structure level. First of all, it was apparent that significant variations in the amplitudes of the level-crossing peaks could be achieved only in  $^{87}\text{Rb}$  [Figs. 4(a) and 4(b)]. The amplitude of the peak at level crossing  $\gamma$  could be increased by almost a factor of 2 when exciting from the  $F_g = 2$  ground state. When exciting from the  $F_g = 1$  ground state, the amplitude of the peaks that correspond to level crossings  $\alpha$  and  $\beta$  can be approximately doubled. In the case of  $^{85}\text{Rb}$  [Figs. 4(c) and 4(d)] Doppler broadening washes out any possible effects, because the hyperfine splitting of the excited state in this isotope is small relative to the Doppler width. The energy difference between the  $F = 1$  and  $F = 4$  states of  $^{85}\text{Rb}$  is slightly more than 200 MHz, whereas the full width at half maximum of the Doppler profile is around 500 MHz at room temperature. Although the change in laser frequency was smaller in absolute terms for the calculations with  $^{85}\text{Rb}$  than for the calculations with  $^{87}\text{Rb}$ , the change in detuning as a fraction of hyperfine splitting was roughly equal. Detuning the laser by a larger

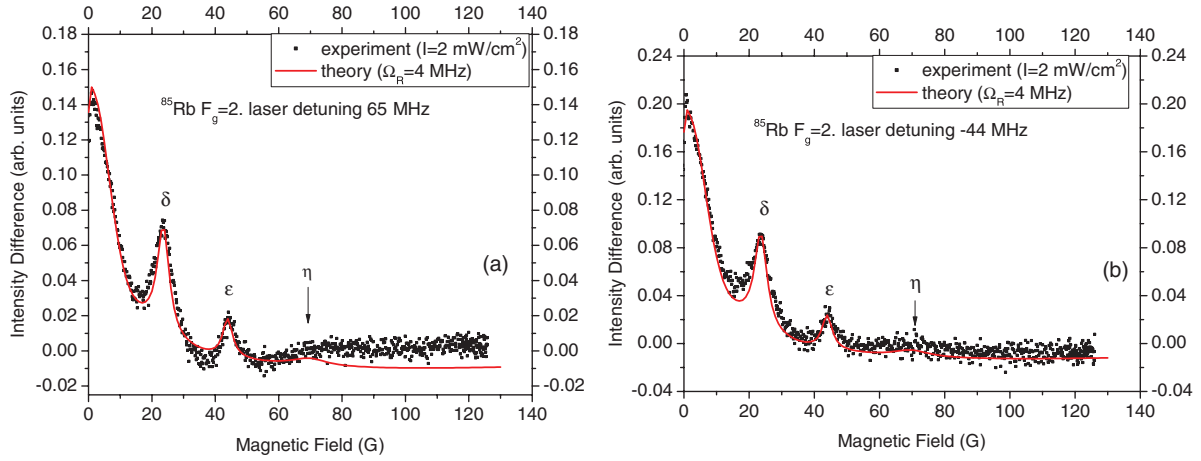


FIG. 5. (Color online) Intensity difference ( $I_{\perp} - I_{\parallel}$ ) versus magnetic field for the  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$  transitions of  $^{85}\text{Rb}$  with the laser detuned from the  $5^2S_{1/2}(F_g = 2) \rightarrow 5^2P_{3/2}$  transition by (a) 65 MHz and (b)  $-44$  MHz. Markers show the results of a measurement with the laser power density  $I = 2 \text{ mW/cm}^2$ , while the solid line shows the results of a calculation with Rabi frequency  $\Omega_R = 4 \text{ MHz}$ .

amount for  $^{85}\text{Rb}$  would result in significantly lower signals without affecting peak amplitude significantly.

Next we compare experimental level-crossing curves obtained at different values of the laser detuning with the calculated curves for those same detuning values to see if the predicted changes in peak amplitudes can be observed. Figure 5 shows results for  $^{85}\text{Rb}$ . Figure 5(a) shows the results of an experiment in which the laser was detuned from the exact energy difference between the ground state with  $F_g = 2$  and the  $5^2P_{3/2}$  state by 65 MHz. The results shown in Fig. 5(b) were obtained with a laser detuning of  $-44$  MHz. Similarly, Fig. 6(a) corresponds to a measurement with the laser detuning between the ground state of  $^{85}\text{Rb}$  with  $F_g = 3$  and the  $5^2P_{3/2}$  state of  $-63$  MHz, while Fig. 6(b) corresponds to a measurement with a laser detuning of 22 MHz. As expected, the relative amplitudes of the level-crossing peaks are not very sensitive to detuning. We note that the theoretical model describes the experimental curves quite well. These

transitions also illustrate the necessity of including magnetic sublevel mixing in the theoretical model. For example, the resonance at position  $\epsilon$  (see Fig. 1) involves a crossing of the sublevels labeled by  $F_e = 3, m_F = -1$  and  $F_e = 4, m_F = -3$ . Notwithstanding the selection rules for  $B = 0$  ( $\Delta F = 0, \pm 1$ ), this level crossing can produce a resonance even when the excitation takes place from the ground state with  $F_g = 2$ . The reason is that  $F$  ceases to be a good quantum number when the magnetic field is nonzero, and, at high values of the magnetic field, there is a sufficiently high probability of exciting the state labeled by  $F_e = 4, m_F = -3$  from  $F_g = 2$ . However, the state with maximum projection of angular momentum ( $F_e = 4, m_F = 4$ ) is not mixed. Thus it is not possible to see the peak labeled  $\zeta$  when exciting from  $F_g = 2$ , but it appears when the excitation takes place from  $F_g = 3$ . These considerations are borne out by the theoretical and experimental results shown in Figs. 5 and 6. A theoretical model, such as the one in [14], that did not take into account

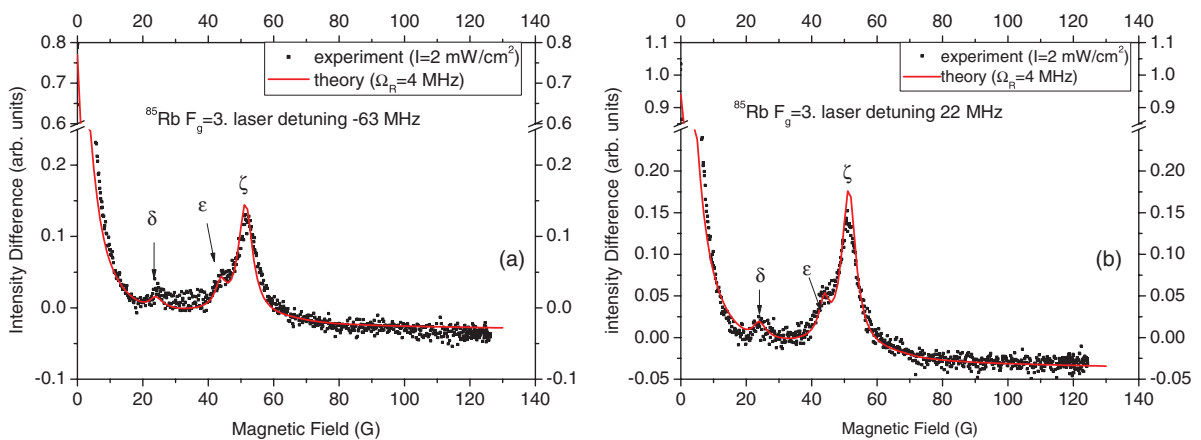


FIG. 6. (Color online) Intensity difference ( $I_{\perp} - I_{\parallel}$ ) versus magnetic field for the  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$  transitions of  $^{85}\text{Rb}$  with the laser detuned from the  $5^2S_{1/2}(F_g = 3) \rightarrow 5^2P_{3/2}$  transition by (a)  $-63$  MHz and by (b) 22 MHz. Markers show the results of a measurement with the laser power density  $I = 2 \text{ mW/cm}^2$ , while the solid line shows the results of a calculation with Rabi frequency  $\Omega_R = 4 \text{ MHz}$ .

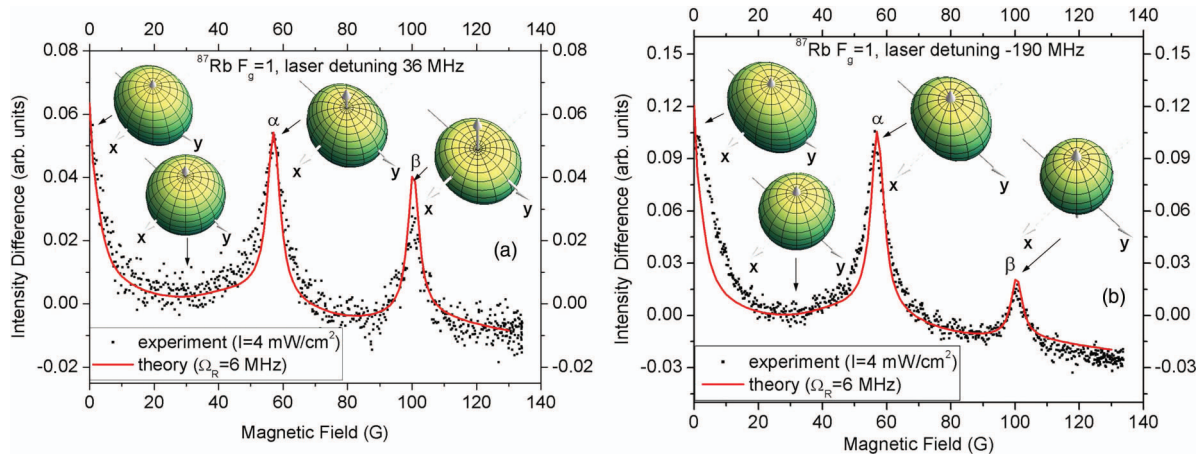


FIG. 7. (Color online) Intensity difference ( $I_{\perp} - I_{\parallel}$ ) versus magnetic field for the  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0, 1, 2$  transitions of  $^{87}\text{Rb}$  with the laser detuned from the  $5^2S_{1/2}(F_g = 1) \rightarrow 5^2P_{3/2}$  transition by (a) 36 MHz and by (b)  $-190$  MHz. Markers show the results of a measurement with the laser power density  $I = 4 \text{ mW/cm}^2$ , while the solid line shows the results of a calculation with Rabi frequency  $\Omega_R = 6 \text{ MHz}$ .

magnetic sublevel mixing at high magnetic fields would not have been able to reproduce the resonance at position  $\epsilon$  for an excitation from  $F_g = 2$  [14].

Figures 7 and 8 show results for  $^{87}\text{Rb}$  for excitation from the  $F_g = 1$  and  $F_g = 2$  ground-state levels, respectively. In this case, the detuning can dramatically affect the shape of the signals. As can be seen by comparing Figs. 7(a) and 7(b), the amplitude of the peak that corresponds to level crossing  $\beta$  increased by more than a factor of 2 when the laser was detuned by 36 MHz as compared to when it was detuned by  $-190$  MHz. Similarly, when the excitation took place from the ground state with  $F_g = 2$ , the peak that corresponds to the level crossing  $\alpha$  was not clearly visible when the laser was detuned by 36 MHz [Fig. 8(a)], but appeared when the laser was detuned by  $-190$  MHz [Fig. 8(b)]. The amplitude of the peak at level crossing  $\gamma$  also increased depending on if the laser was tuned to a value that closely corresponds to the energy difference between the ground state and its level crossing [Fig. 8(b)] or far away [Fig. 8(a)]. Note that “close” here does

not mean in magnetic-field values, but in energy difference (see Fig. 1). Again, these peaks illustrate the power of using a detailed model, as the resonance labeled  $\beta$  would not have appeared in the theoretical calculation when exciting from  $F_g = 1$  without taking into account sublevel mixing.

Figure 9 shows how the theoretical model can be used to predict the optimum laser detuning for maximizing the signal of a level-crossing experiment at a given magnetic field. The intensity difference is plotted against laser detuning for excitation from the  $F_g = 1$  ground-state hyperfine level of  $^{87}\text{Rb}$  with the magnetic field fixed at  $B = 57 \text{ G}$ . The black markers connected by a line represent the results of the calculation with a Rabi frequency of 4 MHz, which corresponds to a laser power density of  $I = 2 \text{ mW/cm}^2$ . Four experimental points are represented by filled circles and taken from the measurements presented in the previous figures to show that the theoretical curve is properly normalized. The calculation indicates that the intensity difference of the level-crossing signal can be maximized at a detuning of around

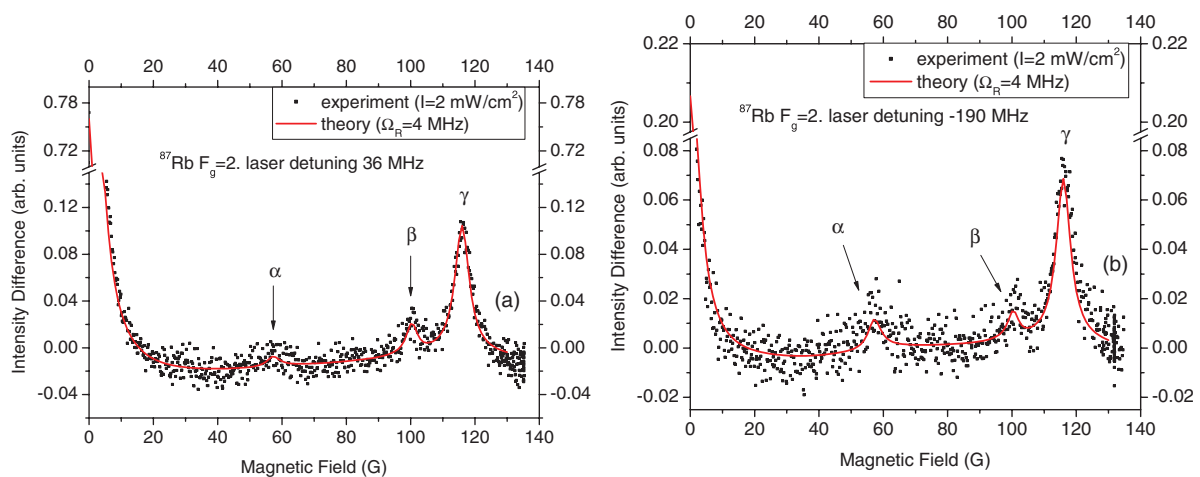


FIG. 8. (Color online) Intensity difference ( $I_{\perp} - I_{\parallel}$ ) versus magnetic field for the  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$  transitions of  $^{87}\text{Rb}$  with the laser detuned from the  $5^2S_{1/2}(F_g = 2) \rightarrow 5^2P_{3/2}$  transition by (a) 36 MHz and (b) by  $-190$  MHz. Markers show the results of a measurement with the laser power density  $I = 2 \text{ mW/cm}^2$ , while the solid line shows the results of a calculation with Rabi frequency  $\Omega_R = 4 \text{ MHz}$ . The Greek letters indicate the positions of level crossings (see Fig. 1).



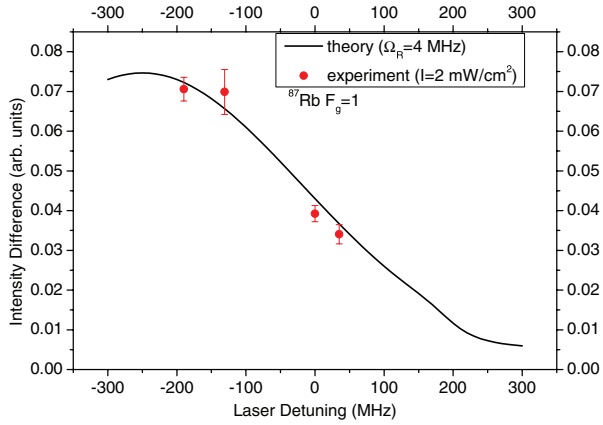


FIG. 9. (Color online) Intensity difference ( $I_{\perp} - I_{\parallel}$ ) versus laser detuning for fixed magnetic-field value ( $B = 57$  G) for the transition from the ground state of  $^{87}\text{Rb}$  with  $F_g = 1$ .

–250 MHz for this value of the magnetic field. The curve has a half width at half maximum of around 250 MHz, which is comparable to the Doppler width of rubidium at room temperature. In order to optimize the experimental conditions that maximize the amplitude of a particular level-crossing peak, it can be useful to generate from the results of the calculations a three-dimensional plot of the intensity difference of the two orthogonally polarized components of the LIF as a function of laser detuning and magnetic field. Such a plot is shown in Fig. 10, and from it one can easily determine the optimal laser detuning that maximizes the amplitude of each level-crossing peak.

As is well known, the level-crossing resonances are manifestations of coherences in the excited-state manifold of the atoms under study. These coherences can be visualized by plotting surfaces that represent the probability of finding the angular momentum of an atom pointing in a particular direction in space [21,22]. Such surfaces can be generated from the density matrices by summing over all  $F$  states (see [23]), which yields the spatial distribution of  $J$ . Such surfaces have been included in Fig. 7 as an illustration of the information that can be gleaned from the theoretical model. The axes  $I_x$

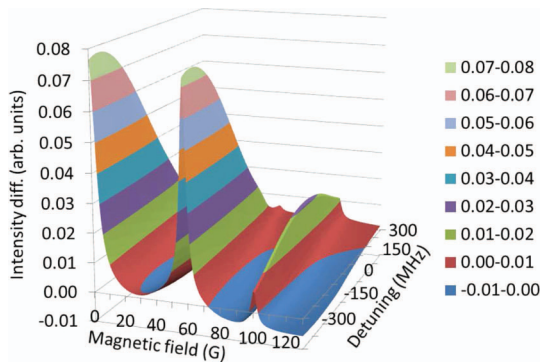


FIG. 10. (Color online) Intensity difference ( $I_{\perp} - I_{\parallel}$ ) versus laser detuning and magnetic field for the transition from the ground state of  $^{87}\text{Rb}$  with  $F_g = 1$ . The calculations were performed for  $\Omega_R = 4$  MHz.

and  $I_y$  refer to the states that give rise to the respectively polarized fluorescence when they decay. When two or more sublevels in the excited state that could be excited coherently ( $\Delta m = \pm 2$ ) are degenerate, the excited state becomes aligned, which manifests itself as a nonuniform angular momentum distribution in the  $xy$  plane. In other words, an aligned state gives rise to an angular momentum distribution that has the  $z$  axis as a second-order symmetry axis. In the absence of coherence the angular momentum spatial distribution is axially symmetric with respect to the  $z$  axis. Aligned states occur when all sublevels cross at zero magnetic field and at the level-crossing points that can be excited coherently, such as  $\alpha$  and  $\beta$  in Fig. 7. Far from the level-crossing points the angular momentum distributions become symmetric. The degree of asymmetry in the angular momentum distribution also reflects the strength of the coherence of the respective resonance and is related to the amplitude of the level-crossing peak.

## V. CONCLUSION

The results presented in this work demonstrate two things: (1) the shapes of  $\Delta m = \pm 2$  level-crossing signals can be theoretically modeled with good accuracy over a broad range of magnetic-field values and from laser power densities of  $1 \text{ mW/cm}^2$  to  $16 \text{ mW/cm}^2$ , even though one would expect nonlinear absorption above the saturation intensity of  $2.5 \text{ mW/cm}^2$ ; and (2) the detuning of the laser can dramatically influence the shape of the level-crossing curve, in particular the amplitudes of the peaks, when the hyperfine splitting of the excited state exceeds the Doppler broadening. This sensitivity to the laser detuning also provided a particularly stringent test of the theoretical model, as well as being interesting in its own right for the optimization of level-crossing studies. Furthermore, the density matrices computed with the theoretical model can shed light on the coherent processes associated with the excitation of the atoms, which is useful for computing fluorescence intensities for arbitrary directions and polarizations. Although the atomic constants involved in the transitions of the  $D_2$  line of rubidium are well known, a precise model of level-crossing signals can be necessary for extracting atomic constants in situations where the large number of level crossings washes out individual peaks or where the hyperfine splitting is small [24]. The utility of such a model for the hyperfine constants  $A$  for the  $7, 9, 10D_{5/2}$  states of cesium from electric-field level crossings was demonstrated, for example, in [25].

## ACKNOWLEDGMENTS

We thank Ronald Rundans for help with the experiments. This work was supported by ERAF Project No. 2010/0242/2DP/2.1.1.1.0/10/APIA/VIAA/036 and the Latvian State Research Programme No. 2010/10-4/VPP-2/1. M.A. gratefully acknowledges support from the NATO Science for Peace project CBP.MD.SFP. 983932, “Novel Magnetic Sensors and Techniques for Security Applications.”

- [1] E. Arimondo, M. Inguscio, and P. Violino, *Rev. Mod. Phys.* **49**, 31 (1977).
- [2] E. B. Aleksandrov, M. Chaika, and G. I. Khvostenko, *Interference of Atomic States* (Springer-Verlag, Berlin, 1993).
- [3] G. Moruzzi and F. Strumia, *The Hanle Effect and Level-crossing Spectroscopy* (Plenum Press, Oxford, 1991).
- [4] W. Hanle, *Z. Phys.* **30**, 93 (1924).
- [5] M. Auzinsh, A. Berzins, R. Ferber, F. Gahbauer, L. Kalvans, A. Mozers, and D. Opalevs, *Phys. Rev. A* **85**, 033418 (2012).
- [6] G. Breit, *Rev. Mod. Phys.* **5**, 91 (1933).
- [7] F. D. Colegrove, P. A. Franken, R. R. Lewis, and R. H. Sands, *Phys. Rev. Lett.* **3**, 420 (1959).
- [8] P. A. Franken, *Phys. Rev.* **121**, 508 (1961).
- [9] H. Bucka, B. Grosswendt, and H. A. Schüssler, *Z. Phys.* **194**, 193 (1966).
- [10] S. Svanberg and S. Rydberg, *Z. Phys.* **227**, 216 (1969).
- [11] J. L. Picqué, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **11**, L59 (1978).
- [12] C. Andreeva, S. Cartaleva, Y. Dancheva, V. Biancalana, A. Burchianti, C. Marinelli, E. Mariotti, L. Moi, and K. Nasyrov, *Phys. Rev. A* **66**, 012502 (2002).
- [13] E. Breschi and A. Weis, *Phys. Rev. A* **86**, 053427 (2012).
- [14] J. Alnis, K. Blushs, M. Auzinsh, S. Kennedy, N. Shafer-Ray, and E. Abraham, *J. Phys. B* **36**, 1161 (2003).
- [15] K. Blushs and M. Auzinsh, *Phys. Rev. A* **69**, 063806 (2004).
- [16] S. Stenholm, *Foundations of Laser Spectroscopy* (Dover Publications, Inc., Mineola, NY, 2005).
- [17] M. Auzinsh, D. Budker, and S. Rochester, *Optically Polarized Atoms*, Physics of Atoms and Molecules (Oxford University Press, New York, 2010).
- [18] L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two Level Atoms* (Wiley, New York, 1975).
- [19] N. G. van Kampen, *Phys. Rep.* **24**, 171 (1976).
- [20] M. P. Auzinsh, R. S. Ferber, and I. Y. Pirags, *J. Phys. B* **16**, 2759 (1983).
- [21] M. Auzinsh, *Can. J. Phys.* **75**, 853 (1997).
- [22] S. M. Rochester and D. Budker, *Am. J. Phys.* **69**, 450 (2001).
- [23] M. Auzinsh, K. Blushs, R. Ferber, F. Gahbauer, A. Jarmola, and M. Tamanis, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 043002 (2006).
- [24] J. Ney, R. Repnow, H. Bucka, and S. Svanberg, *Z. Phys.* **213**, 192 (1968).
- [25] M. Auzinsh, K. Bluss, R. Ferber, F. Gahbauer, A. Jarmola, M. S. Safronova, U. I. Safronova, and M. Tamanis, *Phys. Rev. A* **75**, 022502 (2007).

# Coherent and incoherent processes responsible for various characteristics of nonlinear magneto-optical signals in rubidium atoms

Marcis Auzinsh, Andris Berzins, Ruvins Ferber, Florian Gahbauer, Linards Kalvans and Arturs Mozers

Laser Centre, The University of Latvia, Rainis Boulevard 19, LV-1586 Riga, Latvia

E-mail: [mauzins@latnet.lv](mailto:mauzins@latnet.lv)

Received 17 June 2013, in final form 26 July 2013

Published 5 September 2013

Online at [stacks.iop.org/JPhysB/46/185003](http://stacks.iop.org/JPhysB/46/185003)

## Abstract

We present the results of an investigation of the different physical processes that influence the shape of nonlinear magneto-optical signals both at small magnetic field values ( $\sim 100$  mG) and at large magnetic field values (several tens of Gauss). We used a theoretical model that provided an accurate description of experimental signals for a wide range of experimental parameters. By turning various effects 'on' or 'off' inside this model, we investigated the origin of different features of the measured signals. We confirmed that the narrowest structures, with widths of the order of 100 mG, are related mostly to coherences among ground-state magnetic sublevels. The shape of the curves at other scales could be explained by taking into account the different velocity groups of atoms that come into and out of resonance with the exciting laser field. Coherent effects in the excited state can also play a role, although they mostly affect the polarization components of the fluorescence. The results of theoretical calculations are compared with experimental measurements of laser-induced fluorescence from the  $D_2$  line of atomic rubidium as a function of the magnetic field.

(Some figures may appear in colour only in the online journal)

## 1. Introduction

When coherent radiation excites an atomic system with ground-state angular momentum  $F_g$  and excited-state angular momentum  $F_e$ , coherences can be created among the magnetic sublevels [1, 2]. At low laser intensity, coherences appear in the excited state of the atom. As the laser intensity increases, the absorption processes become nonlinear and coherences are created among the magnetic sublevels of the ground state as well. When the degeneracy among the magnetic sublevels is lifted by applying an external field (in our case magnetic), the coherences are destroyed. As a result, nonlinear magneto-optical resonances (NMOR) can be observed in the laser-induced fluorescence (LIF) plotted as a function of the magnetic field. For linearly polarized radiation exciting a transition  $F_g \rightarrow F_e = F_g + 1$ , these resonances will be bright,

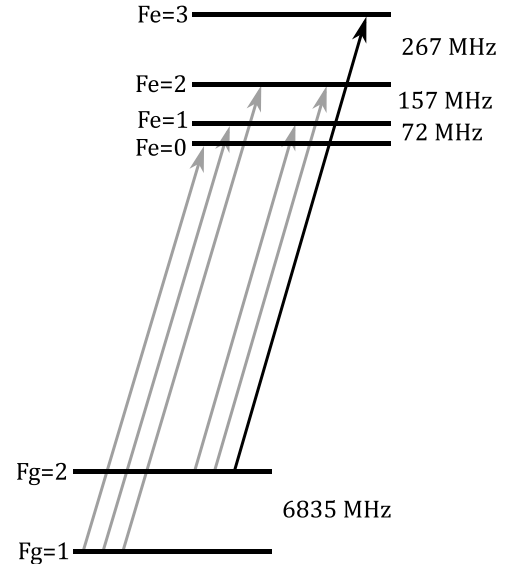
that is, the atoms will be more absorbing at zero magnetic field [3–6]. When  $F_e \leq F_g$ , the resonances will be dark, or less absorbing at zero magnetic field [7, 8]. The NMOR features can be as narrow as  $10^{-6}$ – $10^{-5}$  G when buffer gas or antirelaxation coating of the cell is used because of the slow relaxation rate of the ground state [9]. This characteristic makes them suitable for many applications, such as, for example, magnetometry [10], lasing without inversion [11], electrically induced transparency [12], slow light and optical information storage [13, 14], atomic clocks [15] and narrow-band optical filters [16]. However, these narrow resonances are usually found within broader structures with features of the order of several Gauss or several tens of Gauss in a plot of the LIF versus the magnetic field. Our study focuses on these broader structures, which are interesting in themselves and also for some practical applications at higher magnetic



field values, like optical isolators [17]. Using a theoretical model that has been developed over time and mostly used to describe the narrow magneto-optical resonances but can reproduce the magneto-optical signals with high accuracy over a large range of magnetic field values [18], we investigated the peculiar shape and sign (bright or dark) of these structures, as well as the physical processes that give rise to them.

In order to describe magneto-optical signals over a magnetic field range of several tens of Gauss or more, it is necessary to include in the model excited-state coherences, energy shifts of the magnetic sublevels in external fields, which bring levels out of resonance with the narrow-linewidth laser radiation; it is also necessary to include the magnetic-field-induced mixing of the atomic wavefunctions, which changes the transition probabilities of the different transitions between ground- and excited-state sublevels [19, 20]. Moreover, it is necessary to treat various relaxation processes, the coherence properties of the laser radiation and the Doppler effect. Since at least the 1970s, magneto-optical signals in alkali atoms have been modelled by solving the optical Bloch equations for the density matrix [21]. Simple models were able to describe the narrow resonances fairly well [22], but failed to describe the signals at fields of several Gauss or more. With time, these models have become more sophisticated as the aforementioned effects were incorporated [23–25]; now the agreement is often excellent, at least up to magnetic fields over one hundred Gauss. Thus, numerical models have become useful tools for understanding the physical processes that give rise to various features in the signals, because different physical processes can be included in the models or excluded one by one. Analytical studies, on the other hand, can demonstrate more explicitly a link between a particular physical process and the observable outcome. Thus, in [22] analytical formulae were developed that allow one to calculate the contrast of bright resonances. In another study, a theoretical model of the electromagnetically induced absorption (EIA) was constructed for a hypothetical  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$  transition [26]. It was possible to show from a purely theoretical point of view that the sub-natural linewidth resonance in EIA was related to the transfer of coherence from the excited state to the ground state. More recently, sophisticated analytical models were developed that are valid in the low-power region and were applied to experimental measurements on the caesium  $D_1$  line [27, 28]. Comparison with experiments confirmed that the narrow resonances arise when polarization is transferred from the excited state to the ground state. In [29] an analytical model was used to analyse the influence of a partially resolved hyperfine structure in the ground or excited state on nonlinear magneto-optical rotation signals. Numerical studies such as ours can complement these analytical investigations, because the numerical models can be made to apply to a wider range of laser power densities and consider realistic, Doppler-broadened atomic transitions in the manifold of the hyperfine levels, that is to say, take into account multiple adjacent transitions.

Our study focused on the  $D_2$  line of  $^{87}\text{Rb}$  as a model system. Since the origin of the narrow structure had already been shown to be connected to coherences in the ground state

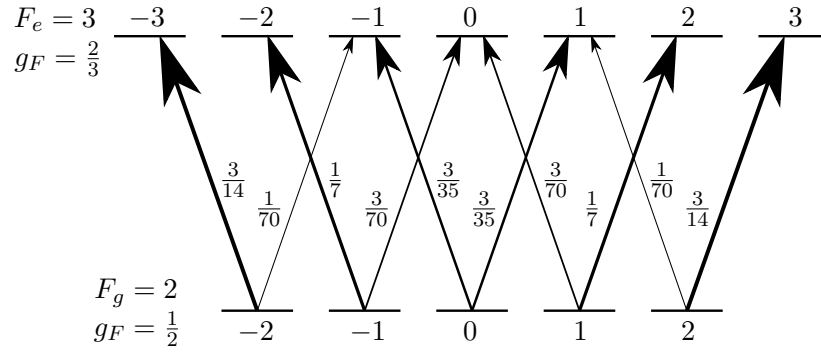


**Figure 1.** Scheme of the hyperfine levels and allowed transitions of the  $D_2$  line of  $^{87}\text{Rb}$ .

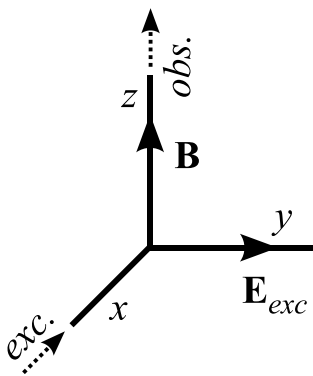
[26, 28], our study primarily aimed at understanding the wider features of the magneto-optical signals up to magnetic field values of several tens of Gauss, since such understanding is important in itself and will help to improve the models of the narrow resonances used for applications. Nevertheless, since a numerical model such as ours gives complete flexibility to turn different effects ‘on’ and ‘off’, we were also able to confirm the origin of the narrow structure using a different technique, i.e., one that is not analytical.

The level structure of the transition studied here is shown in figure 1 [30]. The transition was excited by linearly polarized laser radiation. Figure 2 shows the relative transition probabilities from the ground-state sublevels of the  $F_g = 2$  level to the excited-state sublevels of the  $F_e = 3$  level when the linearly polarized exciting radiation is decomposed into coherent circularly polarized components. It is assumed that the light is polarized perpendicularly to the direction of the external magnetic field (see figure 3.) This scheme implies that  $\Delta m = 2$  coherences are created between different Zeeman sublevels in the excited state as well as in the ground state. Two distinct processes contribute to ground-state coherence. The first process creates coherence in the ground state through direct interaction with the radiation field via  $\Lambda$ -type absorption. In the second process, the  $V$ -type absorption creates coherences in the excited state, which then can be transferred back to the ground state via spontaneous emission, see equation (13.13) in [2]. Figure 2 shows that both  $V$ -type and  $\Lambda$ -type transitions are present in our physical system.

The paper is organized as follows: section 3 outlines the theoretical model. In section 4 we describe the experimental conditions and in section 5 we discuss the results and attempt to decompose the modelled signal into components that are related to different physical processes.



**Figure 2.** Relative transition strengths from the ground-state magnetic sublevels to the excited-state magnetic sublevels when the linearly polarized exciting radiation is decomposed into  $\sigma^\pm$  circularly polarized components for the  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$  transition of the  $D_2$  line. The Lande factor  $g_F$  is given at the left of each particular hyperfine level.



**Figure 3.** Geometry of the excitation and observation directions.

## 2. Theoretical model

The theoretical model is based on the density matrix approach. The density matrices are written in the  $|\xi, F_i, m_F\rangle$  basis where  $F_i$  denotes the quantum number of the total atomic angular momentum,  $m_F$ , the respective magnetic quantum number and  $\xi$ , all other quantum numbers. The time evolution of the density matrix is described by the optical Bloch equations [31]

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

which include the full atomic Hamiltonian  $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_B + \hat{V}$  constructed from the unperturbed atom's Hamiltonian  $\hat{H}_0$ , that depends on the internal dynamics of the atom, the Hamiltonian  $\hat{H}_B$ , which describes the atom's interaction with the external magnetic field, and the dipole operator  $\hat{V}$ , that represents the atom's interaction with the electromagnetic radiation. The interaction with the magnetic field gradually decouples the total electronic angular momentum  $\mathbf{J}$  and nuclear spin  $\mathbf{I}$ , which means that  $F$  is no longer a good quantum number, while  $m$  still remains a good quantum number. To deal with this effect, mixing coefficients between different hyperfine states in the magnetic field are introduced in the model. The relaxation operator  $\hat{R}$  in (1) accounts for the spontaneous decay that transfers atoms from the excited state to the ground state, the collisional relaxation and the transit relaxation. The latter occurs when atoms leave and enter the interaction region as a result of their thermal motion.

The optical Bloch equations can be written explicitly for each element of the density matrix. Applying the rotating wave approximation and assuming the density matrices do not promptly follow the random phase fluctuations of the electromagnetic radiation, we may decorrelate the time-dependent differential equations from the fluctuating phase and average over it. Thus we may adiabatically eliminate the equations that describe the optical coherences and obtain rate equations for the Zeeman coherences [24]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{g_i g_j}}{\partial t} = & (\Xi_{g_i e_m} + \Xi_{g_j e_k}^*) \sum_{e_k, e_m} d_{g_i e_k}^* d_{e_m g_j} \rho_{e_k e_m} \\ & - \sum_{e_k, g_m} (\Xi_{g_j e_k}^* d_{g_i e_k}^* d_{e_k g_m} \rho_{g_m g_j} + \Xi_{g_i e_k} d_{g_m e_k}^* d_{e_k g_j} \rho_{g_i g_m}) \\ & - i\omega_{g_i g_j} \rho_{g_i g_j} - \gamma \rho_{g_i g_j} + \sum_{e_k e_l} \Gamma_{g_i g_j}^{e_k e_l} \rho_{e_k e_l} + \lambda \delta(g_i, g_j) \end{aligned} \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{e_i e_j}}{\partial t} = & (\Xi_{g_m e_i}^* + \Xi_{g_k e_j}) \sum_{g_k, g_m} d_{e_i g_k} d_{g_m e_j}^* \rho_{g_k g_m} \\ & - \sum_{g_k, e_m} (\Xi_{g_k e_j} d_{e_i g_k} d_{g_k e_m}^* \rho_{e_m e_j} + \Xi_{g_k e_i}^* d_{e_m g_k} d_{g_k e_j}^* \rho_{e_i e_m}) \\ & - i\omega_{e_i e_j} \rho_{e_i e_j} - (\Gamma + \gamma) \rho_{e_i e_j}. \end{aligned} \quad (2b)$$

In both equations of (2) the first term describes the optically induced transitions to the level described by a particular equation and the second term, the transitions away from it, with  $d_{ij}$  being the element of the dipole transition matrix that can be calculated according to the Wigner–Eckart theorem [2]. The terms  $\Xi_{g_i e_j}$  and complex conjugate  $\Xi_{e_j g_i}^*$  are described below. The third term describes the coherence destruction by the magnetic field, with  $\omega_{ij} = \frac{E_i - E_j}{\hbar}$  denoting the energy difference between levels  $|i\rangle$  and  $|j\rangle$  caused by both the hyperfine splitting and the nonlinear Zeeman effect. The fourth term describes relaxation due to transit relaxation, collisions and spontaneous decay (only for the excited state). Two additional terms in (2a) stand for population transfer to the ground state via spontaneous decay from the excited state (fifth term) and unpolarized atoms entering the interaction region as a result of their thermal motion (sixth term).

The symbol  $\Xi_{g_i e_j}$  in equation (2) describes the strength of interaction between the laser radiation and the atoms and is expressed as follows:

$$\Xi_{g_i e_j} = \frac{\Omega_R^2}{\frac{\Gamma + \gamma + \Delta\omega}{2} + i(\bar{\omega} - \mathbf{k}_{\bar{\omega}} \mathbf{v} + \omega_{g_i e_j})}, \quad (3)$$

where  $\Omega_R$  is the Rabi frequency, further discussed in section 4,  $\Gamma$  and  $\gamma$  are the rates of spontaneous decay and transit relaxation,  $\Delta\omega$  is the finite spectral width of the exciting radiation,  $\bar{\omega}$  is the central frequency of the exciting radiation,  $\mathbf{k}_{\bar{\omega}}$  the respective wave vector and  $\mathbf{k}_{\bar{\omega}} \mathbf{v}$  is the Doppler shift experienced by an atom moving with a velocity  $\mathbf{v}$ . The dependence of the absolute value of  $\Xi_{g_i e_j}$  at fixed  $i$  and  $j$  on the magnetic field is responsible for the effects of magnetic scanning discussed in section 4, while the imaginary part of  $\Xi_{g_i e_j}$  represents the dynamic Stark effect.

The steady state solution of the rate equations (2) yields the density matrices that describe the population of magnetic sublevels and Zeeman coherences of both the ground and excited states. The density matrix of the excited state is used to calculate the fluorescence signal for an arbitrary polarization component  $\mathbf{e}$ :

$$I_{fl}(\mathbf{e}) = \tilde{I}_0 \sum_{g_i, e_j, e_k} d_{g_i e_j}^{*(ob)} d_{e_k g_i}^{(ob)} \rho_{e_j e_k}, \quad (4)$$

where  $\tilde{I}_0$  is a proportionality coefficient and  $d_{e_j g_i}^{(ob)}$  are elements of the dipole transition matrix for the chosen observation component  $\mathbf{e}$ . The unpolarized fluorescence signal in a particular direction was calculated by summing over two orthogonal polarization components. To take into account the Doppler effect, this quantity was averaged over the one-dimensional Maxwellian distribution of atomic velocity along the direction of the laser beam propagation axis. In addition, the density matrices for some particular velocity groups are used to obtain angular momentum probability surfaces [2, 32, 33].

### 3. Experiment

The experiments were carried out at room temperature on a natural mixture of rubidium isotopes in a cylindrical Pyrex vapour cell with optical quality windows, 25 mm long and 25 mm in diameter, produced by Toptica, A.G. of Graefelfing, Germany. The geometry of the excitation and observation is shown in figure 3. The 780 nm exciting laser radiation propagates along the  $x$  axis with linear polarization vector  $\mathbf{E}$  pointing along the  $y$  axis. The total LIF (without polarization or frequency discrimination) was observed along the  $z$  axis, which was parallel to the magnetic field vector  $\mathbf{B}$ . The laser was a home-made extended-cavity diode laser. The magnetic field was supplied by a Helmholtz coil and its value was scanned by controlling the current in a Kepco BOP-50-8-M bipolar power supply. Signals were recorded by a photodiode (Thorlabs FDS-100). The laser frequency was determined by means of a saturated spectroscopy setup in conjunction with a wavemeter (WS-7 made by HighFinesse). The beam profile was measured by means of a beam profiler (Thorlabs BP104-VIS). The full width at half maximum was assumed to be

the beam diameter used in the calculations (see equation (6), section 4). The ambient magnetic field along the  $x$  and  $y$  directions was compensated for by a pair of Helmholtz coils. The entire experimental setup was located on a nonmagnetic optical table. Possible inhomogeneity of the magnetic field along the laser propagation axis might be caused by imperfect Helmholtz coils and does not exceed 13  $\mu\text{G}$ , according to an estimation based on the coils' dimensions.

### 4. Results and discussion

As the main tool for our investigation was a numerical model, the first step was to show that it accurately described the measured signals over a large range of magnetic field values. Previous studies had already shown the model to be accurate in many experimental situations [34], in which narrow magneto-optical resonances form in weak magnetic fields ( $B \lesssim 0.3$  G) as a result of coherences created among the magnetic sublevels of the ground state. Figure 4 shows plots of the LIF versus the magnetic field over the range  $-40$  to  $+40$  G when the laser was tuned to the  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$  transition of the  $D_2$  line of  $^{87}\text{Rb}$  at different laser power densities, as well as a plot of the contrast versus the laser power density. It must be noted that due to the proximity of other hyperfine levels in the excited state, the Doppler effect and magnetic scanning, other hyperfine levels were also excited at least partially. These transitions are included in our theoretical model as well. We defined the signal contrast as

$$C = \frac{I_{\min} - I_{\max}}{I_{\max}}, \quad (5)$$

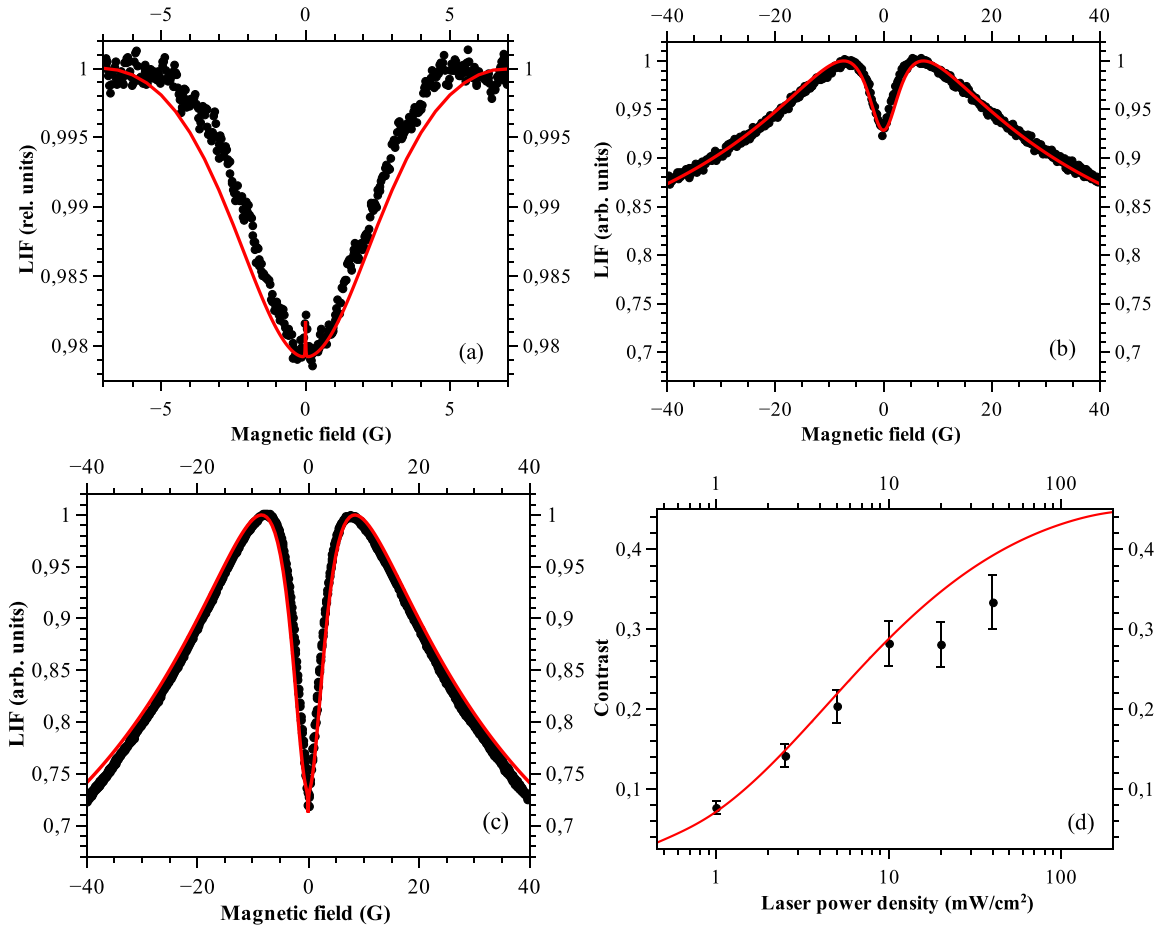
where  $I_{\min}$  is the minimum LIF value (zero first derivative and positive second derivative) around  $B = 0$ ;  $I_{\max}$  is the LIF value at the first point with vanishing first derivative and  $|B| > 1$  G. Filled circles represent experimentally measured values, whereas the line shows the result of a theoretical calculation. In order to obtain an appropriate fit to the data, it was necessary to adjust two parameters. The first parameter was the constant  $k_\gamma$  that relates the ratio of the mean thermal velocity  $v_{\text{th}}$  of the atoms and the characteristic diameter of the laser beam  $d$  to the transit relaxation rate  $\gamma$  as

$$\gamma = k_\gamma \frac{v_{\text{th}}}{d} + \gamma_{\text{col}} + \gamma_{\text{hom}} \approx k_\gamma \frac{v_{\text{th}}}{d}, \quad (6)$$

where  $\gamma_{\text{col}}$  is the rate of inelastic atom–atom collisions and  $\gamma_{\text{hom}}$  is the relaxation caused by inhomogeneities of the magnetic field. An estimated value of  $\gamma_{\text{col}}$  at room temperature, assuming the spin-exchange cross section for Rb-Rb collisions  $\sigma \approx 2 \times 10^{-14}$  cm<sup>2</sup> [35] is several orders of magnitude less than the first term in (6). The upper limit of  $\gamma_{\text{hom}}$ , estimated as shown in [36], is also several orders of magnitude less than the first term. So both  $\gamma_{\text{col}}$  and  $\gamma_{\text{hom}}$  were omitted in the actual calculations. The second parameter  $k_R$  related the Rabi frequency  $\Omega_R$  to the square root of the experimental laser power density  $I$  according to

$$\Omega_R = k_R \frac{||d||}{\hbar} \sqrt{\frac{2I}{c}}, \quad (7)$$

where  $||d||$  is the reduced dipole matrix element that remains unchanged for all transitions within the  $D_2$  line at a well



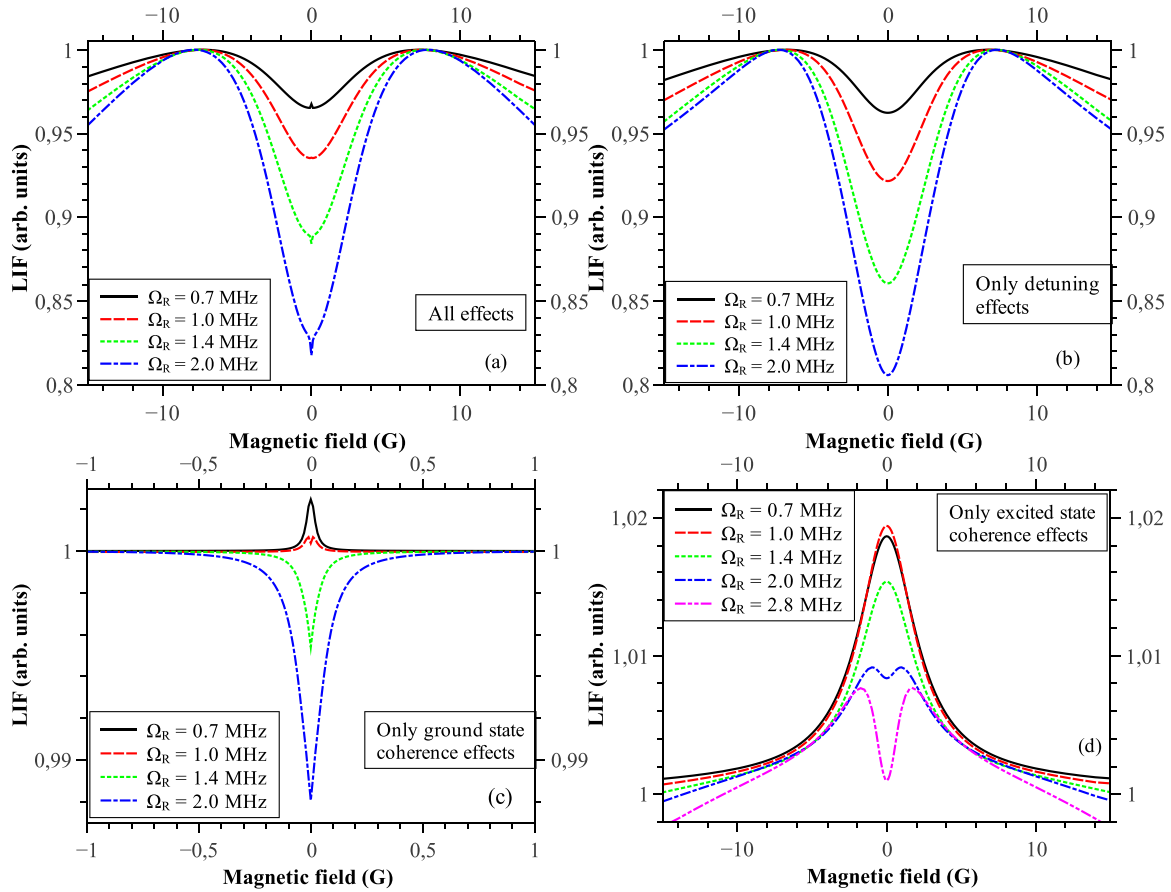
**Figure 4.** LIF versus magnetic field value for the  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$  transition of  $^{87}\text{Rb}$  for different values of the laser power density  $I$ : (a)  $0.14 \text{ mW cm}^{-2}$ , (b)  $1 \text{ mW cm}^{-2}$ , (c)  $10 \text{ mW cm}^{-2}$ . The bottom right panel shows the contrast of the central minimum as a function of the laser power density. Filled circles correspond to experimentally measured values, whereas the solid line shows the result of a calculation. Note the different scales in (a), (b) and (c).

documented value [2];  $c$  is the speed of light. Both fitting parameters ( $k_\gamma$  and  $k_R$ ) would be equal to unity for a rectangular beam profile of the exciting laser and atoms moving with the mean thermal velocity across the middle of the beam profile. In our experiment, the beam profile is roughly Gaussian, so the laser beam diameter cannot be defined unambiguously. Furthermore, atoms are moving along random trajectories with velocities distributed according to the Maxwellian velocity distribution. Thus we allow the values of these constants to deviate from unity in order to obtain an optimal fit between the modelled and experimentally recorded results. A full numerical integration over both (Gaussian and Maxwellian) distributions would be too time consuming, while our approach has proven to describe experimental results with high accuracy in previous studies e.g. [18, 34].

The actual values of the fitting parameters were  $k_\gamma = 0.5$  and  $k_R = 0.11$ . These values indicate that the interaction of atoms and laser radiation in the wings of the (roughly Gaussian) beam profile cannot be neglected (please see [37] for a more detailed discussion). Thus for a beam with  $d = 1.6 \text{ mm}$  (estimated in the experiment as defined in section 3) and laser power  $P = 20 \mu\text{W}$ , we obtained the following values that were used in the modelling:  $\gamma = 95 \text{ kHz}$  and  $\Omega_R = 0.75 \text{ MHz}$ . Another important parameter for modelling

and interpreting the results is the natural linewidth, which is  $\Gamma = 6.067 \text{ MHz}$  [30]. Having obtained the optimum values for these parameters by trial and error, these values were used to fit simultaneously all experimental data obtained for different transitions and different values of the laser power density. (The top left plot in figure 4 was measured in a different experiment dedicated to the narrow structure [34] and so the experimental conditions and fitting parameters were slightly different in this case also, the range of the measured magnetic field was smaller.) Agreement between experiment and theory was rather satisfactory, which shows that the model serves as a good basis for understanding the dependence of the LIF on the magnetic field over a broad range of magnetic field values.

The narrow resonance at zero magnetic field is related to the destruction of coherences in the ground state by the magnetic field, as we will show in the next paragraphs. Under our experimental conditions, it had a width of about 100 mG and was clearly visible right at zero magnetic field. A detailed study of this resonance was performed in [34] showing that this structure points up or down (changes the sign of the second derivative) depending of the laser power density. Under these experimental conditions it appeared as a narrow structure with a negative second derivative (pointing upwards). This narrow



**Figure 5.** Theoretical calculations of the LIF versus the magnetic field  $B$  for the  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$  transition of  $^{87}\text{Rb}$  with different physical effects taken into account: (a) all effects taken into account, (b) detuning effects only, (c) ground-state coherence effects only, (d) excited-state coherent effects only. Note the different scales! The parameters used in the simulation were as follows:  $\gamma = 0.019$  MHz,  $\Delta\omega_{\text{Laser}} = 2$  MHz,  $\sigma_{\text{Doppler}} = 216$  MHz,  $D_{\text{Step}} \approx 1.73$  MHz

resonance was located in the centre of another structure with a positive second derivative and a width of several Gauss.

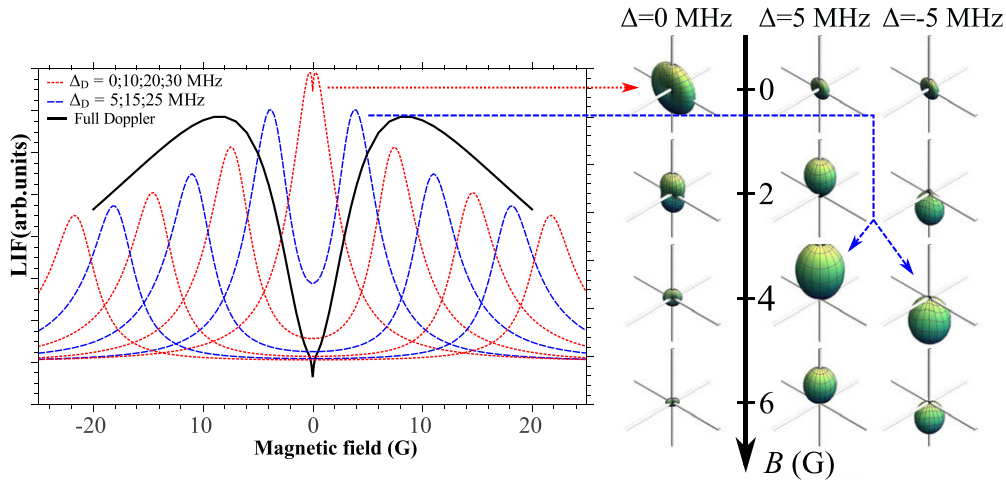
In order to study how different physical effects influence those features of the signals that appear at different scales of the magnetic field, we used the same theoretical model, while turning different physical processes ‘on’ and ‘off’. Three processes were considered: destruction of ground-state coherences by the magnetic field, destruction of excited-state coherences by the magnetic field, and the ‘Zeeman magnetic scanning effect’, which involved optical transitions between different Zeeman sublevels that come into resonance with the laser radiation as a function of the magnetic field strength and the atomic velocity. The results are shown in figure 5. When all effects were included, we obtained structures on the scale of 100 mG, several Gauss and several tens of Gauss (see figure 5(a)). The latter two are, as we will show later, caused by detuning effects as the hyperfine levels are split in the external magnetic field; we will refer to these features as the ‘wide structure’.

When the effect of the changing magnetic field on the coherences was neglected, which was done by setting the third term in (2) to zero for both ground and excited states (figure 5(b)), the small, narrow peaks disappeared completely, whereas the other structures remained largely, but not completely, unchanged. In order to consider only the

ground-state coherence effects, the excited-state coherences were decoupled from the magnetic field by setting the third term of (2b) to zero and the detuning effects were ‘turned off’ by taking the term  $\omega_{g_i e_j}$  in the denominator of (3) to be independent of the magnetic field and keeping its value at the value it has at  $B = 0$ . Only the narrow structure was reproduced when only the magnetic field’s destruction of the ground-state coherence effects were taken into account in figure 5(c). The results shown in figures 5(b) and (c) clearly attribute the narrow structure to the ground-state coherences and their destruction by the magnetic field. The flip-over of the narrow structure that can be seen in figures 4(a) and (b) and 5(a) and (c) while increasing the laser power density has already been explained [34]. At the same time, the resonance with a width of several Gauss in figure 5(b) is seen to be related to the detuning effects, which were the only ones considered in that calculation.

When only the excited-state coherent effects were taken into account in a similar way, a structure with a negative second derivative and a width of several Gauss appeared; the contrast was only 1 or 2% (figure 5(d)). The structure had the same characteristic width ( $\Gamma \approx \omega_{\Delta m=2}$ ) as the linear Hanle effect of the excited state [38]. The linear Hanle effect cannot be observed in our experiment as it requires discrimination of the polarization components of the LIF; so we attribute this structure to the nonlinear Hanle effect of the excited





**Figure 6.** Decomposition of a magneto-optical signal into a superposition of signals from different velocity groups and at different magnetic fields. Left panel: the solid black line shows the magneto-optical signal as it would be observed in a vapour cell at room temperature. The dashed and dotted lines show the signals for the different velocity groups that make up the room temperature velocity distribution. Right panel: distribution of the atomic angular momentum at different values of the magnetic field  $B$  for the velocity groups in resonance at a (Doppler) detuning of 0, 5 and  $-5$  MHz.

state. Calculations at several Rabi frequencies showed that the peak associated with this effect became smaller as the Rabi frequency changed from 1.0 to 2.0 MHz. Moreover, at 2.0 MHz another small dip with a positive second derivative appeared inside the peak at zero magnetic field; a further increase in Rabi frequency indicates a similar behaviour, though on a different scale as in figure 5(c) (the effects produced by the destruction of ground-state coherences). In any case, the calculations show that excited-state coherences play no role in the narrow structure.

The main origin of the wide structure can be understood by considering figure 6. The left panel shows how a magneto-optical signal can be decomposed into contributions from different velocity groups. The solid black line represents the signal of a vapour at room temperature and is formed from an average over all the velocity groups in the Doppler profile. The dashed and dotted lines represent contributions from different velocity groups. One can see that the superposition of the contributions from the dashed and dotted lines would yield a shape similar to the black line. The right panel explains why each velocity group has its own shape. The laser is assumed to be on resonance at zero magnetic field with a group of atoms that is stationary with respect to the propagation direction of the laser radiation ( $v_x = 0$ ) for the  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$  transition. All other velocity groups therefore interact negligibly with a laser field that is detuned by the Doppler shift. As the magnetic field is applied, all magnetic sublevels shown in figure 2, except those with  $m = 0$ , are shifted as a result of the Zeeman effect. We may say that a magnetic scanning is performed by bringing into resonance a group of atoms with some velocity  $v_x = v(B)$ . The function  $v(B)$  in general is nonlinear and is explicitly determined by the nature of the (nonlinear) Zeeman effect. As a result of the magnetic scanning, the shapes of the angular momentum distributions induced by the laser radiation differ as a function of the magnetic field for each velocity group, which can be explicitly shown by the angular momentum probability surfaces [32, 33] for the excited state. When the angular

momentum probability surfaces are drawn, only the  $F_e = 3$  hyperfine level is taken into account, as other hyperfine levels are far away from resonance for the magnetic field values and velocity groups shown in figure 6; their input populations are negligible. We may anticipate from figure 6 and the preceding discussion that, at a particular magnetic field value, some group of atoms with corresponding velocities becomes effectively oriented in either the positive or the negative direction of the axis along which the magnetic field is applied. Further, the whole ensemble of atoms becomes aligned along the same axis at magnetic values that produce the LIF maxima around  $\pm 10$  Gauss.

## 5. Conclusion

Nonlinear magneto-optical resonances from the  $D_2$  line of  $^{87}\text{Rb}$  have been studied experimentally and theoretically up to magnetic field values of 40 G. The theoretical model was based on the optical Bloch equations and included the coherence properties of the laser radiation, all adjacent hyperfine transitions, the mixing of magnetic sublevels in the external magnetic field and the Doppler effect. The model described the experimentally measured signals very well. By removing individual physical processes from the model, it was possible to deduce the physical origin of the different features observed in the signals. As expected, the narrow structure was related to coherences among ground-state Zeeman sublevels induced by the exciting laser radiation. Coherences among excited-state sublevels were found to have a small effect on signals at magnetic field scales of several Gauss. The origin of the wide structure was explained in terms of the contributions from different velocity groups. With these results, it is possible to understand the origin of the variation in the LIF as a function of the magnetic fields in the range up to at least several tens of Gauss.

We may conclude that the results of this study emphasize the necessity to incorporate a number of processes in

the theoretical model that aims to provide a quantitative description of the magneto-optical effects. The most important of these effects are (1) the Doppler effect, (2) the magnetic scanning and (3) the change in the transition probabilities due to the magnetic mixing of the hyperfine levels, which can reach 30% for  $^{87}\text{Rb}$   $D_2$  excitation at  $B = 40$  G. Although each of the processes can be treated separately to obtain an analytical description, in order to have an accurate description that is valid over a wider range of laser power densities and magnetic field values, one has to treat all the processes simultaneously. On the other hand, a numerical model that incorporates a number of processes can be used to estimate limiting conditions for various approximations used in analytical models in the way described above.

## Acknowledgments

The contributions of Artis Kruzins to the experiments were highly appreciated. We are grateful to the Latvian State Research Programme no. 2010/10-4/VPP-2/1 and the NATO Science for Peace project CBP.MD.SFPP.983932, ‘Novel Magnetic Sensors and Techniques for Security Applications’ for financial support.

## References

- [1] Aleksandrov E B, Chaika M P and Khvostenko G I 1993 *Interference of Atomic States* (Berlin: Springer)
- [2] Auzinsh M, Budker D and Rochester S 2010 *Optically Polarized Atoms (Physics of Atoms and Molecules)* (New York: Oxford University Press)
- [3] Dancheva Y, Alzetta G, Cartalava S, Taslakov M and Andreeva Ch 2000 Coherent effects on the Zeeman sublevels of hyperfine states in optical pumping of Rb by monomode diode laser *Opt. Commun.* **178** 103–10
- [4] Kazantsev A P, Smirnov V S, Tumaikin A M and Yagofarov I A 1984 Effect of atomic ground state self-polarization in the optical pumping cycle increase to linear light absorption for  $j \rightarrow j + 1$  transitions *Opt. Spectrosk. USSR* **57** 116–7
- [5] Renzoni F, Zimmermann C, Verkerk P and Arimondo E 2001 Enhanced absorption Hanle effect on the  $f_g = f \rightarrow f_e = f + 1$  closed transitions *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **3** S7–14
- [6] Alnis J and Auzinsh M 2001 Reverse dark resonance in Rb excited by a diode laser *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **34** 3889–98
- [7] Schmieder R W, Lurio A, Happer W and Khadjavi A 1970 Level-crossing measurement of lifetime and hfs constants of the  $^2\text{P}_{3/2}$  states of the stable alkali atoms *Phys. Rev. A* **2** 1216–28
- [8] Alzetta G, Gozzini A, Moi L and Orriols G 1976 An experimental method for the observation of r.f. transitions and laser beat resonances in oriented Na vapour *Il Nuovo Cimento B* **36** 5–20
- [9] Budker D, Yashchuk V and Zolotov M 1998 Nonlinear magneto-optic effects with ultranarrow widths *Phys. Rev. Lett.* **81** 5788–91
- [10] Scully M O and Fleischhauer M 1992 High-sensitivity magnetometer based on index-enhanced media *Phys. Rev. Lett.* **69** 1360–3
- [11] Scully M O, Zhu S-Y and Gavrielides A 1989 Degenerate quantum-beat laser: lasing without inversion and inversion without lasing *Phys. Rev. Lett.* **62** 2813–6
- [12] Harris S E 1997 Electromagnetically induced transparency *Phys. Today* **50** 36–42
- [13] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A, Walsworth R L and Lukin M D 2001 Storage of light in atomic vapor *Phys. Rev. Lett.* **86** 783–6
- [14] Liu C, Dutton Z, Behroozi C H and Hau L V 2001 Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses *Nature* **409** 490–3
- [15] Knappe S, Schwindt P D D, Shah V, Hollberg L, Kitching J, Liew L and Moreland J 2005 A chip-scale atomic clock based on  $^{87}\text{Rb}$  with improved frequency stability *Opt. Express* **13** 1249–53
- [16] Cerè A, Parigi V, Abad M, Wolfgramm F, Predojević A and Mitchell M W 2009 Narrowband tunable filter based on velocity-selective optical pumping in an atomic vapor *Opt. Lett.* **34** 1012–4
- [17] Weller L, Kleinbach K S, Zentile M A, Knappe S, Hughes I G and Adams C S 2012 Optical isolator using an atomic vapor in the hyperfine Paschen–Back regime *Opt. Lett.* **37** 3405–7
- [18] Auzinsh M, Berzins A, Ferber R, Gahbauer F, Kalvans L, Mozers A and Spiss A 2013 Dependence of the shapes of nonzero-field level-crossing signals in rubidium atoms on the laser frequency and power density *Phys. Rev. A* **87** 033412
- [19] Sargsyan A, Hakhumyan G, Papoyan A, Sarkisyan D, Atvars A and Auzinsh M 2008 A novel approach to quantitative spectroscopy of atoms in a magnetic field and applications based on an atomic vapor cell with  $l = \lambda$ . *Appl. Phys. Lett.* **93** 021119
- [20] Sargsyan A, Hakhumyan G, Leroy C, Pashayan-Leroy Y, Papoyan A and Sarkisyan D 2012 Hyperfine Paschen–Back regime realized in Rb nanocell *Opt. Lett.* **37** 1379–81
- [21] Picqué J L 1978 Hanle effect in an atomic beam excited by a narrow-band laser *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **11** L59–63
- [22] Papoyan A V, Auzinsh M and Bergmann K 2002 Nonlinear Hanle effect in Cs vapor under strong laser excitation *Eur. Phys. J. D* **21** 63–71
- [23] Andreeva C, Cartaleva S, Dancheva Y, Biancalana V, Burchianti A, Marinelli C, Mariotti E, Moi L and Nasyrov K 2002 Coherent spectroscopy of degenerate two-level systems in Cs *Phys. Rev. A* **66** 012502
- [24] Blushk K and Auzinsh M 2004 Validity of rate equations for Zeeman coherences for analysis of nonlinear interaction of atoms with broadband laser radiation *Phys. Rev. A* **69** 063806
- [25] Auzinsh M, Ferber R, Gahbauer F, Jarmola A and Kalvans L 2008 F-resolved magneto-optical resonances in the  $D_1$  excitation of cesium: experiment and theory *Phys. Rev. A* **78** 013417
- [26] Brazhnikov D V, Taichenachev A V, Tumaikin A M and Yudin V I 2005 Electromagnetically induced absorption and transparency in magneto-optical resonances in elliptically polarized field *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 57–64
- [27] Castagna N and Weis A 2011 Measurement of longitudinal and transverse spin relaxation rates using the ground-state Hanle effect *Phys. Rev. A* **84** 053421
- [28] Breschi E and Weis A 2012 Ground-state Hanle effect based on atomic alignment *Phys. Rev. A* **86** 053427
- [29] Auzinsh M, Budker D and Rochester S M 2009 Light-induced polarization effects in atoms with partially resolved hyperfine structure and applications to absorption, fluorescence, and nonlinear magneto-optical rotation *Phys. Rev. A* **80** 053406
- [30] Steck D A 2010 Rubidium 87 D line data (revision 2.1.4, 23 December)
- [31] Stenholm S 2005 *Foundations of Laser Spectroscopy* (New York: Dover)

- [32] Auzinsh M 1997 Angular momenta dynamics in magnetic and electric field: classical and quantum approach *Can. J. Phys.* **75** 853–72
- [33] Rochester S M and Budker D 2001 Atomic polarization visualized *Am. J. Phys.* **69** 450–4
- [34] Auzinsh M, Berzinsh A, Ferber R, Gahbauer F, Kalvans L, Mozers A and Opalevs D 2012 Conversion of bright magneto-optical resonances into dark resonances at fixed laser frequency for D<sub>2</sub> excitation of atomic rubidium *Phys. Rev. A* **85** 033418
- [35] Happer W 1972 Optical pumping *Rev. Mod. Phys.* **44** 169–249
- [36] Pustelny S, Jackson Kimball D F, Rochester S M, Yashchuk V V and Budker D 2006 Influence of magnetic-field inhomogeneity on nonlinear magneto-optical resonances *Phys. Rev. A* **74** 063406
- [37] Auzinsh M, Ferber R, Fescenko I, Kalvans L and Tamanis M 2012 Nonlinear magneto-optical resonances for systems with  $J \sim 100$  observed in K<sub>2</sub> molecules *Phys. Rev. A* **85** 013421
- [38] Moruzzi G and Strumia F 1991 *The Hanle Effect and Level-Crossing Spectroscopy* (Oxford: Plenum)



# Alignment-to-orientation conversion in a magnetic field at nonlinear excitation of the $D_2$ line of rubidium: Experiment and theory

M. Auzinsh,\* A. Berzins, R. Ferber, F. Gahbauer, L. Kalvans, A. Mozers, and A. Spiss

Laser Centre, University of Latvia, Rainis Boulevard 19, LV-1586 Riga, Latvia

(Received 13 March 2015; published 21 May 2015)

We studied alignment-to-orientation conversion caused by excited-state level crossings in a nonzero magnetic field of both atomic rubidium isotopes. Experimental measurements were performed on the transitions of the  $D_2$  line of rubidium. These measured signals were described by a theoretical model that takes into account all neighboring hyperfine transitions, the mixing of magnetic sublevels in an external magnetic field, the coherence properties of the exciting laser radiation, and the Doppler effect. In the experiments, laser-induced fluorescence components were observed at linearly polarized excitation and their difference was taken afterwards. By observing the two oppositely circularly polarized components, we were able to see structures not visible in the difference graphs, which give deeper insight into the processes responsible for these signals. We studied how these signals are dependent on intensity and how they are affected when the exciting laser is tuned to different hyperfine transitions. The comparison between experiment and theory was carried out fulfilling the nonlinear absorption conditions. The theoretical curves described the experimental measurements satisfactorily, reproducing even small features in the shapes of the curves.

DOI: 10.1103/PhysRevA.91.053418

PACS number(s): 32.80.Xx, 32.60.+i

## I. INTRODUCTION

The frequency, direction, and polarization of light emitted from an ensemble of atoms are a sensitive probe of their quantum state [1]. Changes in polarization, such as rotation of the plane of polarization, are used to develop sensitive magnetometers [2]. Other uses of nonlinear magneto-optical resonances include electromagnetically induced transparency [3], information storage using light [4,5], atomic clocks [6], optical switches [7], filters [8], and isolators [9].

When linearly polarized light interacts with an ensemble of atoms, it usually aligns the angular momentum of the atoms in the excited state as well as in the ground state. Angular momentum alignment can be symbolically represented by a double-headed arrow. If the angular momentum of the atoms is aligned along the quantization axis (longitudinal alignment), the populations of magnetic sublevels with quantum number  $+m_F$  and  $-m_F$  are equal, but the population may vary as a function of  $|m_F|$ . But if the angular momentum is aligned perpendicularly to the quantization axis (transverse alignment), then, in quantum terms, it means that there is coherence between magnetic sublevels with quantum numbers that differ by  $\Delta m_F = 2$  (see Fig. 1).

In a similar way, we can introduce the longitudinal and transverse orientation of angular momentum. In the case of orientation of the angular momentum, the spatial distribution can be represented symbolically by a single-headed arrow, and in the case of longitudinal orientation, the magnetic sublevels with quantum numbers  $+m_F$  and  $-m_F$  in general have different populations. However, the case of transverse orientation corresponds to coherence between magnetic sublevels with values that differ by  $\Delta m_F = 1$  (see Fig. 1).

Since an aligned ensemble of atoms defines a preferred axis but no preferred direction in space, the fluorescence emitted by an aligned state can be polarized only linearly [10]. An

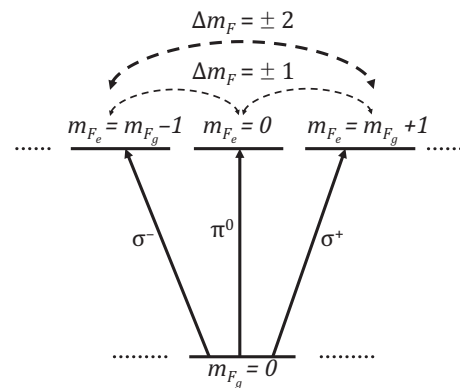


FIG. 1. Absorption from the ground-state hyperfine magnetic sublevel  $m_{F_g}$  and creation of  $\Delta m_F = 1$  and  $\Delta m_F = 2$  coherences in the excited state when the magnetic field  $B = 0$ .

oriented ensemble of atoms, on the other hand, does define a preferred orientation in space, and thus can emit circularly polarized radiation.

Alignment created by linear polarized excitation can be converted to orientation by external interactions such as a magnetic field gradient [11] or anisotropic collisions [12–14]. This process is called alignment-to-orientation conversion (AOC) [15]. Interaction with an electric field also can produce orientation from an initially aligned population [16]. A magnetic field by itself cannot create orientation from alignment because it is an axial field that is symmetric under reflection in the plane perpendicular to the field direction. However, the hyperfine interaction can cause a nonlinear dependence of the energies of the magnetic sublevels on the magnitude of the magnetic field—the nonlinear Zeeman effect (see Figs. 2 and 3), and this nonlinear dependence can break the symmetry. If, in addition, the linearly polarized exciting radiation can be decomposed into linearly ( $\pi^0$ ) and circularly ( $\sigma^\pm$ ) polarized components with respect to the quantization axis (see Fig. 4), then  $\Delta m_F = 1$  coherences can

\*marcis.auzins@lu.lv

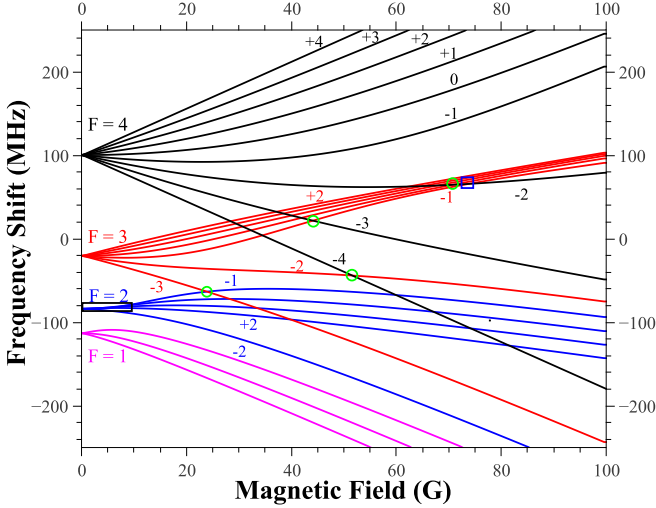


FIG. 2. (Color online) Frequency shifts of the magnetic sublevels  $m_F$  of the excited-state fine-structure level  $5^2P_{3/2}$  as a function of magnetic field for  $^{85}\text{Rb}$ . Zero-frequency shift corresponds to the excited-state fine-structure level  $5^2P_{3/2}$ . The numbers above the lines correspond to the values of  $m_F$ . Level crossings are marked by squares for  $\Delta m_F = 1$  and circles for  $\Delta m_F = 2$ .

be created, which leads to orientation in a direction transverse to the initial alignment. AOC in an external magnetic field was first studied theoretically for cadmium [17] and sodium [18], and observed experimentally in cadmium [19] and in the  $D_2$  line of rubidium atoms [20]. Also the conversion in the opposite sense—conversion of an oriented state into an aligned state—is possible [21]. Nevertheless, the action of external perturbations can break the symmetry of the population distribution and allow linearly polarized exciting radiation to produce orientation, which is manifested by the presence of circularly polarized fluorescence.

Earlier, AOC in rubidium atoms was studied at excitation with weak laser radiation in the linear absorption regime [10]. The perturbing factor in that case was the joint action of the hyperfine interaction and the external magnetic field, which led to nonlinear splitting of the Zeeman magnetic sublevels. The magnetic sublevels of the excited-state angular momentum hyperfine levels in Rb atoms in an external magnetic field already start to be affected by the nonlinear Zeeman effect at moderate field strengths of several tens of Gauss. It should be noted that the ground-state Zeeman effect is linear and so the ground-state magnetic sublevels do not cross.

However, many practical and experimental applications require higher-intensity excitation, in which case the absorption becomes nonlinear. As a result, the theoretical description is no longer simple and requires sophisticated methods in order to predict changes in the degree of circular polarization, which reaches maximum values on the order of only a few percent. Therefore, we have applied a theoretical model developed for the description of such magneto-optical effects, such as dark and bright resonances, to describe the experimental signals of AOC in the  $D_2$  line of rubidium. Because the splittings between the excited-state hyperfine levels are of the order of tens of megahertz for both rubidium isotopes (see Fig. 5), the  $D_2$  line is a very good candidate for demonstrating AOC phenomena

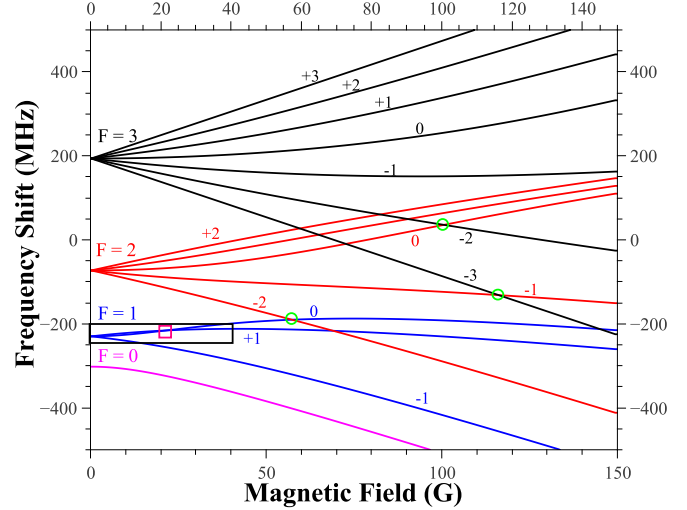


FIG. 3. (Color online) Frequency shifts of the magnetic sublevels  $m_F$  of the excited-state fine-structure level  $5^2P_{3/2}$  as a function of magnetic field for  $^{87}\text{Rb}$ . Zero-frequency shift corresponds to the excited-state fine-structure level  $5^2P_{3/2}$ . The numbers above the lines correspond to the values of  $m_F$ . Level crossings are marked by squares for  $\Delta m_F = 1$  and circles for  $\Delta m_F = 2$ .

at relatively low magnetic fields. The model satisfactorily calculates the degree of polarization for magnetic fields up to at least 85 Gauss, making it a powerful tool for experiments that deal with these effects.

We studied the AOC phenomenon experimentally by exciting the  $D_2$  line of rubidium with linearly polarized light for the case of nonlinear absorption and modeled the line shapes of the resulting magneto-optical signals theoretically. Both circularly polarized components of the fluorescence were recorded in the experiment, rather than just the difference as was done earlier [10]. Moreover, in the present study, the magnetic field range was markedly extended in comparison to previous studies [10], which allowed us to reveal additional signal structure.

## II. EXPERIMENT

Rubidium atoms in a vapor cell at room temperature were excited with linearly polarized light whose polarization

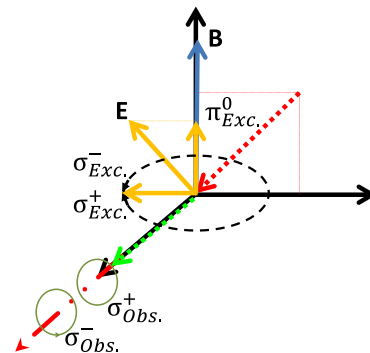


FIG. 4. (Color online) Excitation and observation geometry.

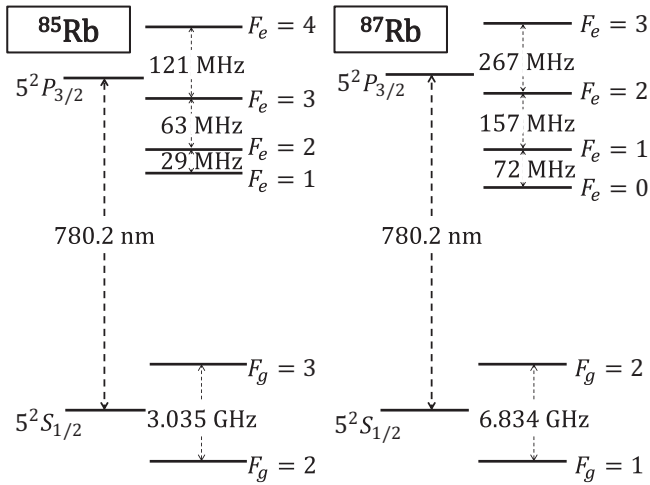


FIG. 5. Fine and hyperfine energy-level splittings for the  $D_2$  transitions of  $^{85}\text{Rb}$  and  $^{87}\text{Rb}$ .

vector made a  $45^\circ$  angle with an externally applied magnetic field. Laser-induced fluorescence (LIF) was observed in the direction perpendicular to the plane containing the magnetic field  $\mathbf{B}$  and the electric field vector  $\mathbf{E}$  of the exciting radiation (see Fig. 4) [22]. The fluorescence in the observation direction passed through a two-lens system. Between the two lenses, a zero-order quarter-wave plate (Thorlabs WPQ10M-780) converted circularly polarized light into linearly polarized light. Next, a linear polarizer served as an analyzer, which allowed one or another circularly polarized fluorescence component to pass, depending on the relative angle between the analyzer axis and the fast axis of the quarter-wave plate.

The experimental apparatus is shown schematically in Fig. 6. Rubidium atoms from a natural isotopic mixture were contained in a cylindrical Pyrex cell (length and diameter both 25 mm) with optical quality windows. The rubidium cell was located at the center of three pairs of mutually orthogonal Helmholtz coils. The magnetic field was scanned in the  $z$  direction, while the two remaining coils were used to compensate the ambient static magnetic field. We estimate

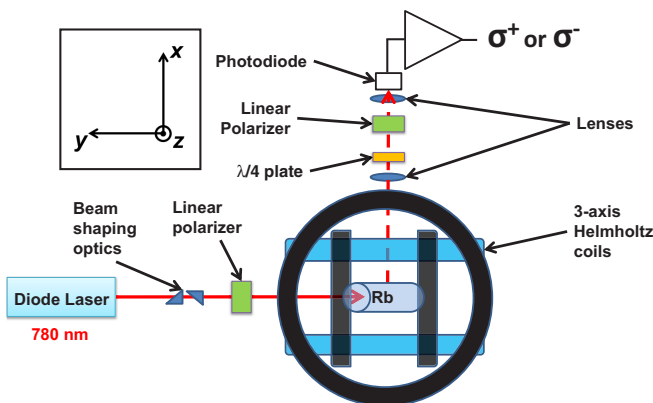


FIG. 6. (Color online) Top view of the experimental setup. Although in the top view it appears that the beam is parallel to the  $y$  axis, in fact it enters the coils at an angle of  $45^\circ$  with respect to the  $y$  axis in the  $yz$  plane.

that the ambient magnetic field was compensated to better than  $0 \pm 20$  mG. In order to scan the magnetic field in both directions, a bipolar power supply (Kepco BOP-50-8-M) was used, reaching magnetic field values of 85 G in both directions.

The laser used in these experiments was a Toptica DL Pro grating-stabilized, tuneable, single-mode diode laser. The frequency of the laser excitation was stabilized by generating a saturated absorption spectrum and locking the laser frequency to a saturated absorption peak in this signal using a Toptica DigiLock 110 feedback control module. The frequency was additionally monitored by a HighFinesse WS/7 Wavemeter. The temperature and current of the laser were controlled by Toptica DTC 110 and DCC 110 controllers, respectively.

The diameter of the beam was 1.90 mm at the full width at half maximum (FWHM) as determined from the Gaussian fit obtained by a beam profiler (Thorlabs BP104-VIS). The ellipticity of the laser beam was compensated by an anamorphic prism pair. The laser power was changed using neutral density filters placed before the linear polarizer. The LIF of the two opposite circularly polarized light components was collected on a photodiode (Thorlabs FDS100). Each component was measured separately and multiple scans were acquired and averaged before switching the analyzing polarizer in order to measure the orthogonally polarized component. The signal was amplified by a transimpedance amplifier based on a TL072 op-amp with a gain of  $10^6$  followed by a voltage amplifier with a gain of  $10^4$  (Roithner multiboard). The signals were stored after each scan on a PC using an Agilent DSO5014A oscilloscope. A residual misalignment in the experimental setup introduced a slight asymmetry in the signal, but it could be eliminated by averaging the signals recorded for positive and negative values of magnetic field.

In order to compare experiment with theory, both components were normalized to the maximum of the  $\sigma^+$  component, making it possible to compare the relative intensities of the two components in arbitrary units. The background was measured in two different ways: by detuning the laser frequency from resonance and by blocking the laser beam. Both produced equal results. In the fitting process, a constant background was introduced, which was close to the experimentally measured background. The experimental results were very sensitive to any slight misalignment of the analyzing polarizer that could distort the measured strengths of each circular polarization component. Therefore, to find the best agreement between experiment and theory, a parameter was varied that represented the relative strength of each experimentally measured fluorescence component. This factor was usually around 10% and never more than 22%.

### III. THEORETICAL MODEL

A well-tested model based on optical Bloch equations (OBEs) that are solved for steady-state excitation conditions is used to describe the experiment theoretically. The ensemble of rubidium atoms is described by a quantum density matrix  $\rho$  that is written in the basis  $\xi, F_i, m_{F_i}$ , where  $F_i$  denotes the quantum number of the total atomic angular momentum including nuclear spin  $I$  for either the ground ( $i = g$ ) or the excited ( $i = e$ ) state,  $m_{F_i}$  is the magnetic quantum number, and  $\xi$  stands for all the other quantum numbers that are irrelevant

in the context of our experiment. Thus, the general OBEs [23],

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

can be transformed into explicit rate equations for the Zeeman coherences within the ground ( $\rho_{g_i g_j}$ ) and excited ( $\rho_{e_i e_j}$ ) states, respectively. To do so, the laser radiation is described as a classically oscillating electric field  $\mathbf{E}(t)$  with a stochastically fluctuating phase. Thus, the interaction operator can be written in the dipole approximation with dipole operator  $\hat{\mathbf{d}}$ ,

$$\hat{V} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}(t). \quad (2)$$

The interaction with the magnetic field is described by the operator

$$\hat{H}_B = \frac{\mu_B}{\hbar} (g_J \mathbf{J} + g_I \mathbf{I}) \cdot \mathbf{B}, \quad (3)$$

where  $\mathbf{J}$  and  $\mathbf{I}$  are, respectively, the total electronic angular momentum and nuclear spin, which together make up the total atomic angular momentum  $\mathbf{F}$ . The quantities  $g_J$  and

$g_I$  are the respective Landé factors,  $\mathbf{B}$  is the external magnetic field,  $\mu_B$  is Bohr's magneton, and  $\hbar$  is Planck's constant. The matrix elements for the electric dipole transition can be written in explicit matrix form with the help of the Wigner-Eckart theorem [24].

Thus, the total interaction Hamiltonian in (1) is

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_B + \hat{V}, \quad (4)$$

where  $H_0$  governs the internal energy of an unperturbed atom.

The relaxation operator in (1) includes terms for the spontaneous relaxation rate  $\Gamma$  and the transit relaxation rate  $\gamma$ , which is the inverse of the average time an atom takes to traverse the laser beam.

By applying the rotating-wave approximation, averaging over and decorrelating from the stochastic phases, and eliminating the optical coherences as described in detail by Blush and Auzinsh [25], the rate equations for the Zeeman coherences are obtained:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{g_i g_j}}{\partial t} = & (\Xi_{g_i e_m} + \Xi_{g_j e_k}^*) \sum_{e_k, e_m} d_{g_i g_k}^* d_{e_m g_j} \rho_{e_k e_m} - \sum_{e_k, g_m} (\Xi_{g_j e_k}^* d_{g_i e_k}^* d_{e_k g_m} \rho_{g_m g_j} + \Xi_{g_i e_k} d_{g_m e_k}^* d_{e_k g_j} \rho_{g_i g_m}) \\ & - i\omega_{g_i g_j} \rho_{g_i g_j} - \gamma \rho_{g_i g_j} + \sum_{e_k e_l} \Gamma_{g_i g_j}^{e_k e_l} \rho_{e_k e_l} + \lambda \delta(g_i, g_j), \end{aligned} \quad (5a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{e_i e_j}}{\partial t} = & (\Xi_{g_m e_i}^* + \Xi_{g_k e_j}) \sum_{g_k, g_m} d_{e_i g_k} d_{g_m e_j}^* \rho_{g_k g_m} - \sum_{g_k, e_m} (\Xi_{g_k e_j} d_{e_i g_k} d_{g_k e_m}^* \rho_{e_m e_j} + \Xi_{g_m e_i}^* d_{e_m g_k} d_{g_k e_j}^* \rho_{e_i e_m}) - i\omega_{e_i e_j} \rho_{e_i e_j} - (\Gamma + \gamma) \rho_{e_i e_j}. \end{aligned} \quad (5b)$$

The first two terms in both equations describe the population increase or decrease and the creation of Zeeman coherences within the respective atomic states due to the interaction of atoms with the laser radiation. The elements of the transition dipole matrix are given by  $d_{ij}$  [obtained from (2)], and  $\Xi_{ij}$ , which is defined below in Eq. (6), gives the atom-field interaction strength. The third term of the rate equations (5) describes the destruction of coherence by the magnetic field, and  $\omega_{ij}$  is the energy difference between magnetic sublevels  $|i\rangle$  and  $|j\rangle$  and can be obtained by diagonalizing the matrix  $\hat{H}_0 + \hat{H}_B$ . The fourth term describes the population loss and destruction of coherence caused by relaxation. The fifth term in (5a) describes repopulation of the ground state by spontaneous transitions and the sixth term describes repopulation by transit relaxation. If we assume that the atomic density matrix outside the interaction region is normalized, then  $\lambda = \frac{1}{n_g} \gamma$ , where  $n_g$  is the total number of magnetic sublevels in the ground state.

The quantity  $\Xi_{g_i e_j}$  in Eq. (5) describes the strength of interaction between the laser radiation and the atoms and is expressed as follows:

$$\Xi_{g_i e_j} = \frac{\Omega_R^2}{\frac{\Gamma + \gamma + \Delta\omega}{2} + i(\bar{\omega} - \mathbf{k}_{\bar{\omega}} \cdot \mathbf{v} + \omega_{g_i e_j})}, \quad (6)$$

where  $\Omega_R$  is the reduced Rabi frequency, used as a theoretical parameter that corresponds to the intensity in the experiment,  $\Delta\omega$  is the finite spectral width of the exciting radiation,  $\bar{\omega}$

is the central frequency of the exciting radiation,  $\mathbf{k}_{\bar{\omega}}$  is the wave vector of exciting radiation, and  $\mathbf{k}_{\bar{\omega}} \cdot \mathbf{v}$  is the Doppler shift experienced by an atom moving with velocity  $\mathbf{v}$ .

If we are interested in steady-state conditions such as obtained during the experiment, it is possible to obtain the optical coherences from the optical Bloch equations in terms of the Zeeman coherences [25]. The validity of this approach is further bolstered by the fact that an atom with the most probable thermal velocity takes about 8 microseconds to traverse the laser beam of nominal diameter 1.9 mm (FWHM). Since we consider Rabi frequencies on the order of 1 MHz, the rate of transiting the beam is still significantly lower than the Rabi frequency, even for atoms that traverse only half the nominal beam diameter, and the fraction of atoms whose path length in a circular beam is less than half the nominal diameter is 13.4% [26]. Thus, we can apply steady-state conditions

$$0 = \frac{\partial \rho_{g_i g_j}}{\partial t} = \frac{\partial \rho_{e_i e_j}}{\partial t}, \quad (7)$$

obtaining from (5) a set of linear equations that can be solved numerically to obtain the density-matrix components that correspond to the population and the Zeeman coherences of the ground and excited states. Once the density matrix is known, we use the following expression to obtain the intensity (up to a constant factor  $I_0$ ) of an arbitrary polarized fluorescence



component with polarization denoted by  $\mathbf{e}$  [15,27,28]:

$$I_{fl}(\mathbf{e}) = \tilde{I}_0 \sum_{g_i, e_j, e_k} d_{g_i e_j}^{*(ob)} d_{e_k g_i}^{(ob)} \rho_{e_j e_k}. \quad (8)$$

To include the effects of the thermal motion of the atoms, we perform Riemann integration over the velocity distribution by solving Eqs. (5) and evaluating (8) for each atomic velocity group.

To fit the theoretical and experimental results, we estimate and fine tune the following parameters: transit relaxation rate  $\gamma$ , reduced Rabi frequency  $\Omega_R$ , and spectral width of the laser radiation  $\Delta\omega$ .

The estimation of the transit relaxation rate is straightforward,

$$\gamma = \frac{v_{th}}{d}, \quad (9)$$

where  $v_{th}$  is the mean thermal velocity of the atoms projected onto the plane perpendicular to the laser beam and  $d$  is the laser-beam diameter, which in the theoretical model is assumed to be cylindrical in shape with uniform intensity. For  $d = 1900 \mu\text{m}$  and  $T = 293 \text{ K}$ , we obtain  $\gamma = 2\pi(0.018 \text{ MHz})$ .

The Rabi frequency can be estimated theoretically as

$$\Omega_R = k_R \frac{||d|| \cdot |\mathcal{E}|}{\hbar} = k_R \frac{||d||}{\hbar} \sqrt{\frac{2I}{\epsilon_0 n c}}, \quad (10)$$

where  $||d|| = 5.977ea_0$  [1] is the the  $D_2$  transition reduced dipole matrix element, with  $e$  as the electron charge and  $a_0$  as the Bohr radius [24],  $I$  is the intensity (directly related to the amplitude of the electric field  $|\mathcal{E}|$ ),  $\epsilon_0$  is the electric constant,  $n$  is the refractive index,  $c$  is the speed of light, and  $k_R$  is a fitting constant. In the ideal case of a homogeneous beam,  $k_R$  would be unity. In practice, the intensity  $I$  is not constant across the laser beam and it is defined somewhat arbitrarily as the power in the laser beam divided by the cross-sectional area of the beam at the FWHM. The theoretical model, however, admits only one value for the Rabi frequency, in practice assuming a constant intensity over the beam. As a result, the value of the Rabi frequency used in the model is adjusted by the fitting constant  $k_R$ . Furthermore, in the idealized beam, the relationship between  $\Omega_R^2$  and  $I$  would be linear. However, previous experience [29,30] suggests that this linear relationship should not hold for all values of the intensity in a real experiment with a Gaussian beam. In fact, in our experiment, the value of  $k_R$  ranged from 0.27 for lower intensities to 0.15 for higher intensities.

The complicated relationship between  $I$  and  $\Omega_R$  has a simple explanation. Our experiment was performed in the regime of nonlinear absorption, which implies that for large laser intensities, the ground-state population is strongly depleted. When one starts to gradually increase laser intensity, initially the ground-state population is only slightly changed even at the center of the beam, where the light is most intense. When the intensity is increased still more, the ground-state population at the center of the beam starts to be depleted significantly. When the intensity is increased further, there is little ground-state population left in the beam center, and the region of population depletion expands to the “wings” of the

Gaussian intensity distribution, which can extend a significant distance from the laser beam’s center.

As a consequence of this spatially dependent population depletion, for weaker laser radiation, the main contribution to the signal comes from the central parts of the laser beam where we have the strongest intensity, even though the theoretical proportionality of  $\Omega_R$  to the square root of intensity continues to hold. In contrast, for stronger laser radiation, the peripheral parts of the laser beam, where the radiation intensity is smaller, start to play a larger role in the absorption process because only there is the ground-state population still significant. In each of these cases, the radiation intensity in different parts of the beam plays a dominant role in the absorption process and should be related to the value of the Rabi frequency that appears in the rate equations for the density matrix. Thus we vary the value of coefficient  $k_R$  in order to account for this effect and to achieve better correspondence between experiment and theory.

A value of  $\Delta\omega = 2\pi(1 \text{ MHz})$  was found to be an appropriate estimate for the spectral width of the laser and is close to the value given by the manufacturer of the laser.

#### IV. RESULTS AND DISCUSSION

Before the experiments were carried out, some preliminary theoretical calculations were performed in order to deduce which hyperfine transition would yield the most noticeable signals related to the AOC phenomenon in both rubidium isotopes. A good measure of the strength of the AOC effect is the degree of circularity of the laser-induced fluorescence, defined as  $(I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}) / (I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-})$ . The theoretical calculations predicted that the largest circularity signal (4%) would be observed for  $^{85}\text{Rb}$  when excited from the second ground-state hyperfine level  $F_g = 2$  to the second excited-state hyperfine level  $F_e = 2$ . As seen in Fig. 7, because of Doppler broadening, the signal did not depend significantly on which excited-state hyperfine level was excited when the excitation took place from the ground-state hyperfine level with  $F_g = 2$ . The observable circularity for the other transitions was predicted to be 1% or less. For the case of  $^{87}\text{Rb}$ , the  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$  transition was selected because the predicted circularity degree was 1%, whereas for excitation from the other ground-state hyperfine level  $F_g = 2$ , the circularity degree was predicted to be less than 1%. Therefore, we concentrated our experimental efforts on the  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$  transition of  $^{85}\text{Rb}$  and the  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$  transition of  $^{87}\text{Rb}$ .

Figure 8 shows a typical result for the  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$  transition of  $^{85}\text{Rb}$ . Figures 8(a) and 8(b) depict the two orthogonally circularly polarized fluorescence components. When the magnetic field value is zero, all magnetic sublevels  $m_F$  that belong to the same  $F$  level in the excited and ground states are degenerate, giving a typical dark resonance for the  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$  transition of  $^{85}\text{Rb}$  [31]. As the magnetic field magnitude increases, these sublevels shift according to the nonlinear Zeeman effect (Fig. 2), thereby destroying the aligned state and allowing more laser light to be absorbed, which causes a rapid rise in the fluorescence signal. After that, the overall signal tendency is to diminish as the magnetic field strength increases, apart from two small peaks at about 23 and 44 G.

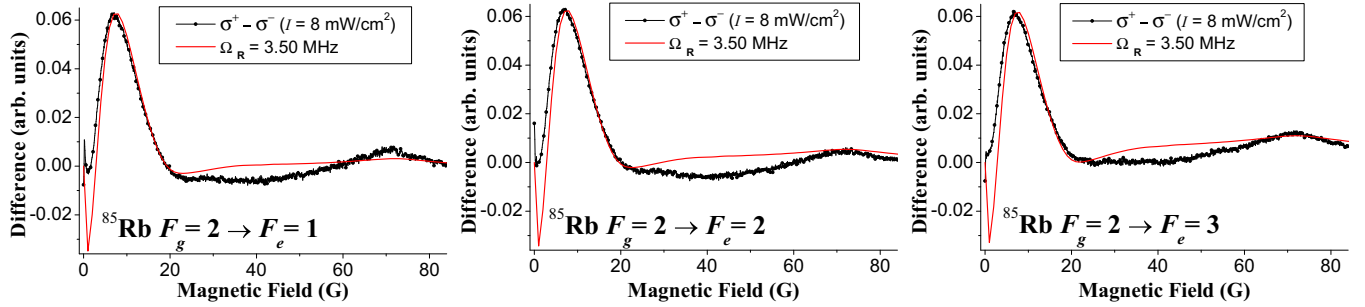


FIG. 7. (Color online) Signal dependence on the excited-state hyperfine level  $F_e$  to which the laser is tuned when excited from the ground-state hyperfine level  $F_g = 2$  of  $^{85}\text{Rb}$ . The left-most plot shows the difference between the two oppositely circularly polarized components ( $I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}$ ) for the  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$  transition, the center plot shows the difference ( $I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}$ ) for the  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$  transition, and the third plot (right-most) corresponds to the  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$  transition. The smooth, red curve is theory and the black filled circles connected by a black line are the experimental data, with only every tenth point shown.

These two small peaks can be attributed to  $\Delta m_F = 2$  coherences. The 23 G peak appears because the  $m_F = -1$  sublevel of the  $F_e = 2$  hyperfine level crosses the  $m_F = -3$  sublevel of the  $F_e = 3$  hyperfine level (see Fig. 2), thus creating a  $\Delta m_F = 2$  coherence. The other small peak at 44 G can be attributed to the crossing of  $m_F = -1$  sublevel of the  $F_e = 3$  and the  $m_F = -3$  sublevel of  $F_e = 4$ . Note that these peaks are invisible both in the difference signal [Fig. 8(c)] as well as in the circularity signal [Fig. 8(d)] since they cancel each other when the difference is taken.

Besides these two small peaks in the component graphs, there are two peaks at 7 and 74 G in the difference and circularity graphs [Figs. 8(c) and 8(d)] corresponding to the two broader structures in the component graphs [Figs. 8(a) and 8(b)]: one around 6–10 G and another, barely visible one around 70–74 G. These peaks can be attributed to  $\Delta m_F = 1$  coherences. The 7 G peak appears as an increase in the

signal in one component [Fig. 8(a)] and a decrease in the other [Fig. 8(b)]. Note that their corresponding maximum and minimum values are relatively shifted, giving values of 6 G [Fig. 8(a)] and 9 G [Fig. 8(b)], respectively, in the component graphs. The relative shift of these values can be explained by the fact that this peak is related to three  $\Delta m_F = 1$  and two  $\Delta m_F = 2$  coherences in the range from 0 to 10 G (see Fig. 9). As we take the difference between the two oppositely circularly polarized components, we can eliminate the  $\Delta m_F = 2$  coherences from the signal and thus see the peaks that correspond only to the  $\Delta m_F = 1$  crossings. The 74 G peak in Fig. 8(c) can be explained in a similar way. A barely visible structure in the component graphs appears as a broad peak in the difference graph. This peak is related to a single  $\Delta m_F = 1$  crossing of the  $m_F = -1$  sublevel of  $F_e = 3$  and the  $m_F = -2$  sublevel of  $F_e = 4$ , and as a result its

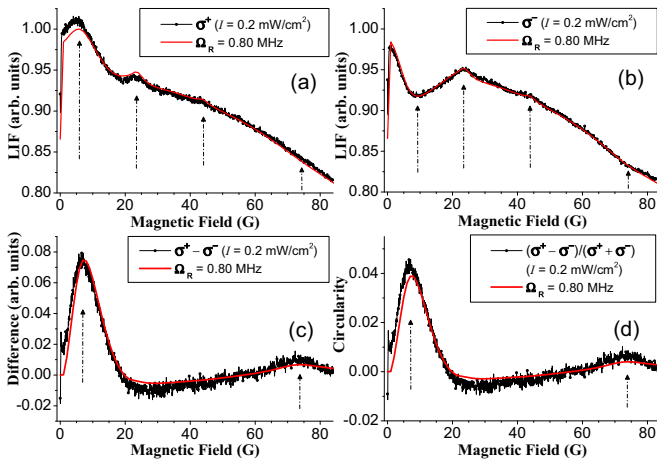


FIG. 8. (Color online) (a),(b) Relative intensities of the two oppositely circularly polarized fluorescence components, (c) their difference, and (d) the circularity value for the  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$  transition of  $^{85}\text{Rb}$  (80 scans averaged). Arrows denote the positions of peaks and maximum (or minimum) values of broader structures. The smooth, red curve is theory and the black filled circles connected by a black line are the experimental data, with only every tenth point shown.

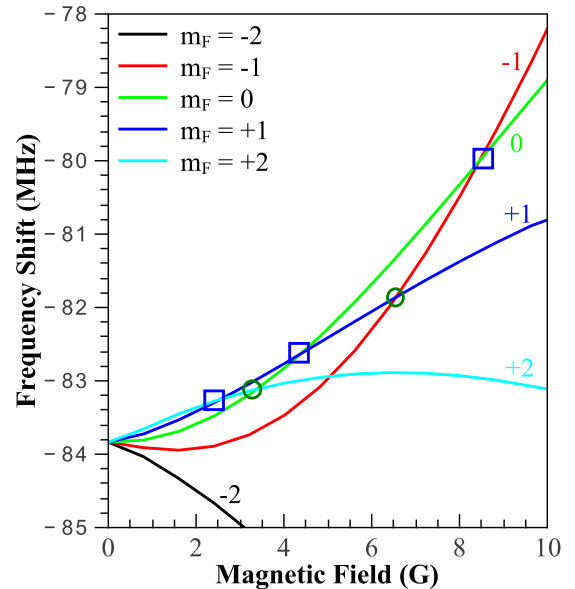


FIG. 9. (Color online) Energy shifts of the magnetic sublevels  $m_F$  as a function of magnetic field for  $^{85}\text{Rb}$  in the magnetic field range  $0 < B < 10$  G. The  $m_F$  values are written next to the curves. Squares denote  $\Delta m_F = 1$  crossings and circles denote  $\Delta m_F = 2$  crossings.

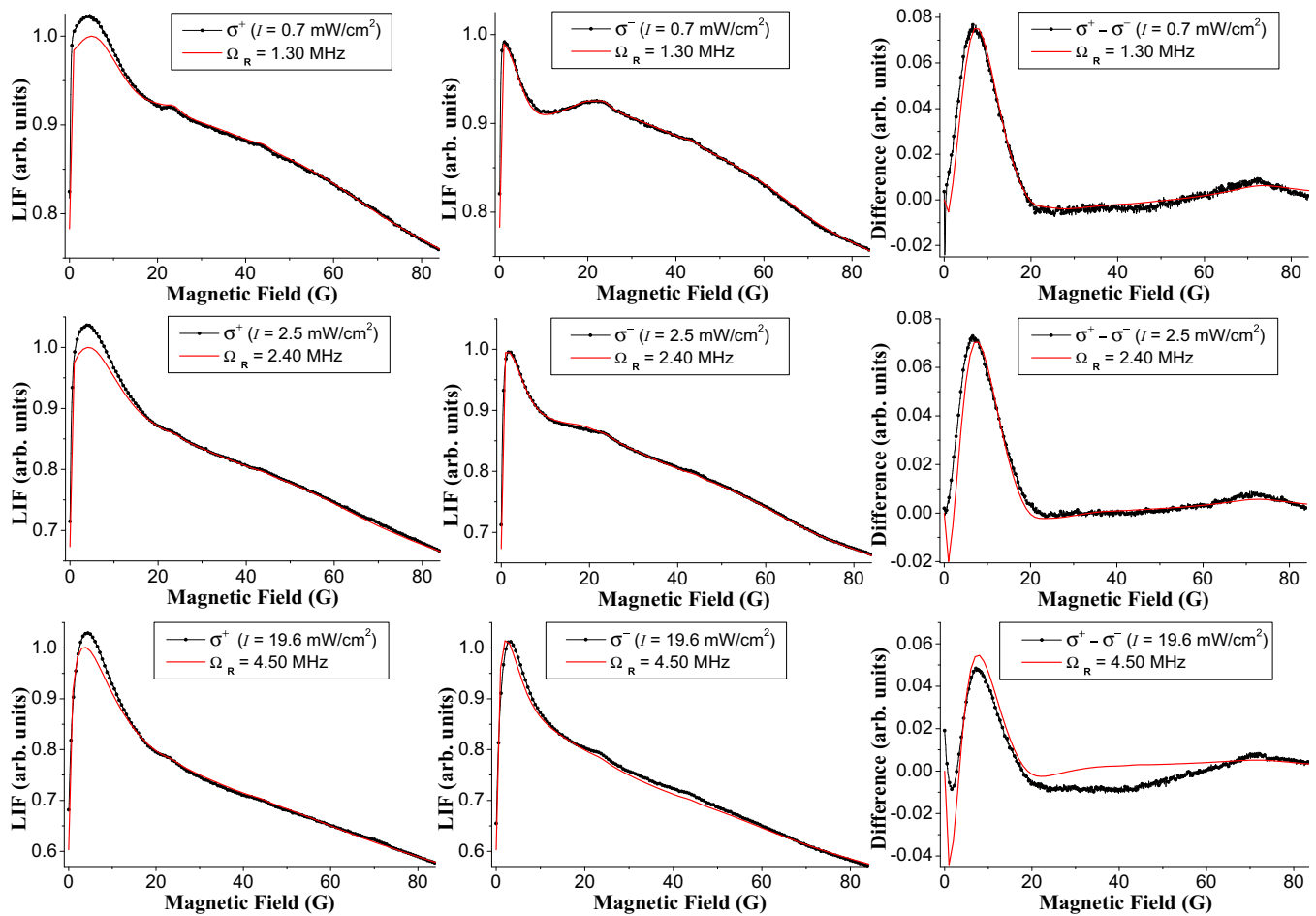


FIG. 10. (Color online) Signal dependence on intensity for excitation of the  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$  transition of the  $D_2$  line of  $^{85}\text{Rb}$ . The plots are organized in columns: relative intensities of the two oppositely circularly polarized fluorescence components are shown in the left and center columns and their difference is shown in the right-most column. The smooth, red curve is theory and the black filled circles connected by a black line are the experimental data, with only every tenth point shown.

amplitude is smaller. The peak is broad because the  $m_F = -1$  and  $m_F = -2$  sublevels that cross are energetically close to each other ( $\Delta E \leq 20$  MHz) all the way from 60 to 90 G, as can be seen in Fig. 2.

Figure 10 shows the signal dependence on laser power for the  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$  transition. One can see in the figure that as the laser power is increased, the broad structures, attributed to  $\Delta m_F = 1$  coherences in the component graphs, become less and less pronounced. However, they are still visible in the difference graphs (Fig. 10, right column), although the amplitude slightly decreases, and the sign of the difference signal becomes negative for the  $\Omega_R = 4.50$  MHz (19.6 mW/cm<sup>2</sup>) case (bottom right in Fig. 10).

Figure 11 shows the signal dependence on laser power for the  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$  transition of the  $D_2$  line of  $^{87}\text{Rb}$ . As the magnetic field is increased, after the initial increase of the signal due to the dark resonance at 0 G, the signal gradually diminishes. However, two small peaks around 45 and 57 G and a broad structure between 7 and 26 G are visible in the component graphs (Fig. 11, left and center columns). The structures visible in the graph of the difference signal (Fig. 11, right column) must be related to  $\Delta m_F = 1$  coherences. Indeed, the magnetic sublevels  $m_F = 0$  and  $m_F = +1$  of  $F_e = 1$  cross

at 21 G, giving rise to the broad structure from 7 to 26 G (see Fig. 12).

The small peak at 57 G is caused by the crossing of  $m_F = 0$  of  $F_e = 1$  and  $m_F = -2$  of  $F_e = 3$  (see Fig. 3), which allows  $\Delta m_F = 2$  coherences to be created. As a result, one can observe a small rise in the component LIF signals. This peak should vanish as the difference of the components is taken, since it is related to a  $\Delta m_F = 2$  coherence. In the calculated curve, it indeed vanishes, but remains in the measured curve. Possible explanations could be higher-order nonlinear effects not treated by the model or even small experimental imperfections.

The small peak at 45 G in the component graphs cannot be attributed to any crossing in the excited or ground states. The fact that it is visible in the difference graphs might suggest that it is connected to a  $\Delta m_F = 1$  coherence. However, theoretical calculations show that when the Zeeman coherences in the density matrix are “turned off,” this peak remains, which suggests that it is not connected to any coherences. While the precise origin of the peak remains unknown, the appearance of this peak in both theory and experiment explicitly shows two things: (i) how nonlinear these signals are and (ii) how well the theoretical model works in describing them.

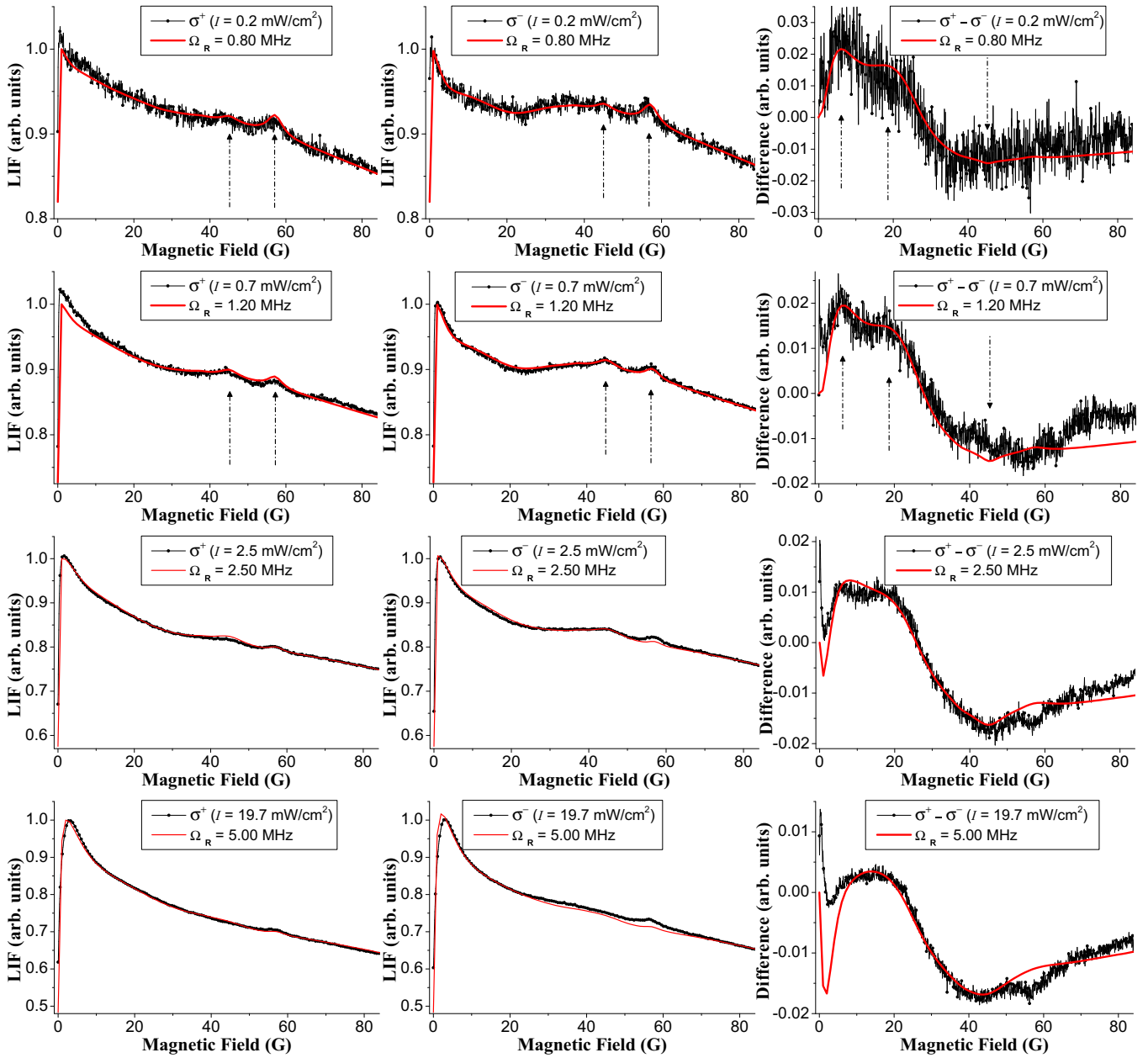


FIG. 11. (Color online) Signal dependence on intensity for excitation of the  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$  transition of the  $D_2$  line of  $^{87}\text{Rb}$ . The plots are organized in columns: relative intensities of the two oppositely circularly polarized fluorescence components are shown in the left and center columns and their difference in the right-most column. Arrows denote the positions of peaks and maximum values of broader structures. The smooth, red curve is theory and the black filled circles connected by a black line are the experimental data, with only every tenth point shown.

For each value of the intensity, the theoretical curve which best described the results of the experiment was selected. Figure 13 shows that the choices made to achieve the best agreement were not arbitrary, but resulted in values that obey the expected relationship between intensity and Rabi frequency. The intensity is plotted against the square of the Rabi frequency for which the best fit of the calculated curve to experimental measurements was obtained. The points should lie on a straight line, and, indeed, they all fall close to the best-fit line with a reduced  $\chi^2$  value of 1.4. We note that the relative errors increase at larger intensities because the dependence of the signal on Rabi frequency is not as

pronounced for large Rabi frequencies. We may conclude that, at least up to these intensity values, the reduced Rabi frequency  $\Omega_R$  is proportional to the square root of the intensity  $I$ .

## V. CONCLUSION

We have carried out experiments with laser-power densities that fulfill the nonlinear absorption conditions and developed a theoretical model that describes AOC under these conditions. The increased magnetic fields and the detection of individual circularly polarized light components in the experiments let us see the structure of the signal in more detail than before [10].



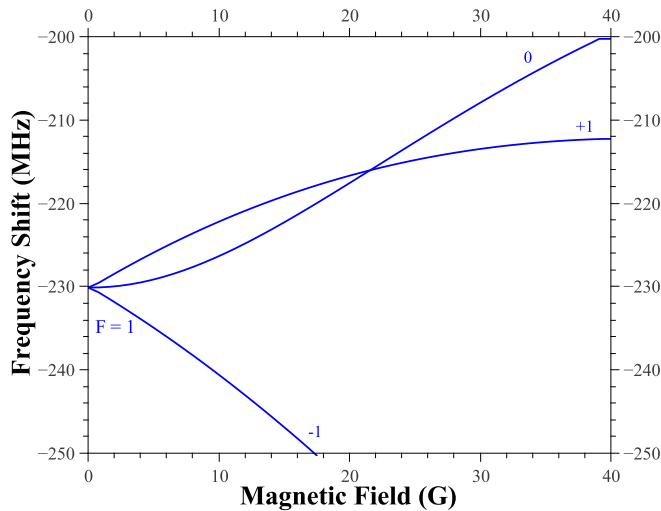


FIG. 12. (Color online) Energy shifts of the magnetic sublevels  $m_F$  as a function of magnetic field for  $^{87}\text{Rb}$  in the magnetic field range  $0 < B < 40$  G. The  $m_F$  values are written next to the curves. The square denotes a  $\Delta m_F = 1$  crossing.

With one small exception in Fig. 11, all details, even very small ones, predicted by the theory were reproduced by the experiment and were shown to be related to features of the level-crossing diagrams. Their positions and relative amplitudes match satisfactorily. The signal dependence on intensity shows that as the laser power increases, the structures associated with  $\Delta m_F = 1$  become less pronounced in the individual component signals and the difference signal. The signals do not show any visible dependence on the precise hyperfine transition that is excited from a single ground-state hyperfine level. If the Zeeman splittings of an unknown atom or molecule are of interest, then the measurements of the circularity degree will clearly show whether the splitting is linear or nonlinear because the circularity degree is nonzero

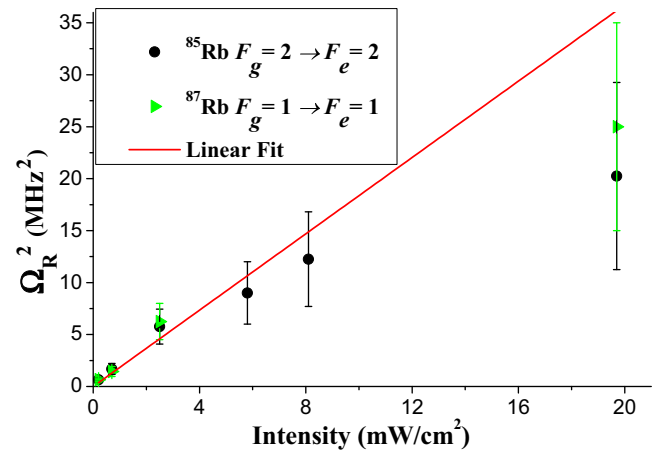


FIG. 13. (Color online) Dependence of the squared Rabi frequency  $\Omega_R^2$  on the intensity  $I$  together with a linear fit for the transition  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$  in  $^{85}\text{Rb}$  and the transition  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$  in  $^{87}\text{Rb}$ .

only when the magnetic splitting of Zeeman sublevels is nonlinear, and peaks in this signal will correspond to the crossings of magnetic sublevels. The level crossings are determined by the magnetic field value and two constants: magnetic moment and the hyperfine splitting constant. The analysis of level-crossing signals can help to determine these two constants for unknown atomic or molecular systems.

#### ACKNOWLEDGMENTS

We thank the Latvian State Research Programme (VPP) Project No. IMIS<sup>2</sup> and the NATO Science for Peace and Security Programme Project No. SfP983932 “Novel magnetic sensors and techniques for security applications” for financial support.

- [1] M. Auzinsh, D. Budker, and S. Rochester, *Optically Polarized Atoms: Understanding Light-atom Interactions* (Oxford University Press, Oxford, 2010).
- [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**, 1153 (2002).
- [3] Stephen E. Harris, Electromagnetically induced transparency, *Phys. Today* **50**(7), 36 (1997).
- [4] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin, Storage of light in atomic vapor, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 783 (2001).
- [5] Chien Liu, Zachary Dutton, and Cyrus H. Behroozi, Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses, *Nature (London)* **409**, 490 (2001).
- [6] S. Knappe, P. D. D. Schwindt, V. Shah, L. Hollberg, J. Kitching, L. Liew, and J. Moreland, A chip-scale atomic clock based on  $^{87}\text{Rb}$  with improved frequency stability, *Opt. Express* **13**, 1249 (2005).
- [7] P. Yeh, Dispersive magneto-optic filters, *Appl. Opt.* **21**, 2069 (1982).
- [8] Alessandro Cerè, Valentina Parigi, Marta Abad, Florian Wolfgramm, Ana Predojević, and Morgan W. Mitchell, Narrow-band tunable filter based on velocity-selective optical pumping in an atomic vapor, *Opt. Lett.* **34**, 1012 (2009).
- [9] L. Weller, K. S. Kleinbach, M. A. Zentile, S. Knappe, I. G. Hughes, and C. S. Adams, Optical isolator using an atomic vapor in the hyperfine paschen-back regime, *Opt. Lett.* **37**, 3405 (2012).
- [10] Janis Alnis and Marcis Auzinsh, Angular-momentum spatial distribution symmetry breaking in Rb by an external magnetic field, *Phys. Rev. A* **63**, 023407 (2001).
- [11] U. Fano, Precession equation of a spinning particle in nonuniform fields, *Phys. Rev.* **133**, B828 (1964).
- [12] M. Lombardi, Note sur la possibilité d’orienter un atome par super-position de deux interactions séparément non orientantes en particulier par alignement électronique et relaxation anisotrope, *C. R. Acad. Sci. Paris Ser. B* **265**, 191 (1967).
- [13] V. N. Rebane, Depolarization of resonance fluorescence during anisotropic collisions, *Opt. Spectrosc. (USSR)* **24**, 163 (1968).

- [14] T. Manabe, T. Yabuzaki, and T. Ogawa, Observation of collisional transfer from alignment to orientation of atoms excited by a single-mode laser, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 637 (1981).
- [15] M. Auzinsh and R. Ferber, *Optical Polarization of Molecules*, Cambridge Monographs on Atomic, Molecular and Chemical Physics (Cambridge University Press, Cambridge, 2005).
- [16] M. Lombardi, Création d'orientation par combinaison de deux alignements alignement et orientation des niveaux excités d'une décharge haute fréquence, *J. Phys. (France)* **30**, 631 (1969).
- [17] Jean-Claude Lehmann, Étude de l'influence de la structure hyperfine du niveau excité sur l'obtention d'une orientation nucléaire par pompage optique, *J. Phys. (France)* **25**, 809 (1964).
- [18] W. E. Baylis, Optical-pumping effects in level-crossing measurements, *Phys. Lett. A* **26**, 414 (1968).
- [19] J. C. Lehmann, Nuclear orientation of Cadmium<sup>111</sup> by optical pumping with the resonance line  $5^1S_0 - 5^1P_1$ , *Phys. Rev.* **178**, 153 (1969).
- [20] M. Krainska-Miszczak, Alignment and orientation by optical pumping with pi polarised light, *J. Phys. B* **12**, 555 (1979).
- [21] H. Brändle, L. Grenacs, J. Lang, L. Ph. Roesch, V. L. Telegdi, P. Truttmann, A. Weiss, and A. Zehnder, Measurement of the correlation between alignment and electron momentum in  $^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C}(\text{g.s.})$  decay by a novel technique: another search for second-class currents, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 306 (1978).
- [22] M. Auzinsh, A.V. Stolyarov, M. Tamanis, and R. Ferber, Magnetic field induced alignment-orientation conversion: nonlinear energy shift and predissociation in  $\text{te}2\text{b}1\text{u}$  state, *J. Chem. Phys.* **105**, 37 (1996).
- [23] S. Stenholm, *Foundations of Laser Spectroscopy* (Dover, New York, 2005).
- [24] M. Auzinsh, D. Budker, and S. M. Rochester, Light-induced polarization effects in atoms with partially resolved hyperfine structure and applications to absorption, fluorescence, and nonlinear magneto-optical rotation, *Phys. Rev. A* **80**, 053406 (2009).
- [25] Kaspars Blushs and Marcis Auzinsh, Validity of rate equations for zeeman coherences for analysis of nonlinear interaction of atoms with broadband laser radiation, *Phys. Rev. A* **69**, 063806 (2004).
- [26] M. L. Harris, C. S. Adams, S. L. Cornish, I. C. McLeod, E. Tarleton, and I. G. Hughes, Polarization spectroscopy in rubidium and cesium, *Phys. Rev. A* **73**, 062509 (2006).
- [27] J.P. Barrat and C. Cohen-Tannoudji, Élargissement et déplacement des raies de résonance magnétique causés par une excitation optique, *J. Phys. Radium* **22**, 443 (1961).
- [28] M. I. D'yakonov, Theory of resonance scattering of light by a gas in the presence of a magnetic field, *Sov. Phys. JETP* **20**, 1484 (1965).
- [29] M. Auzinsh, R. Ferber, I. Fescenko, L. Kalvans, and M. Tamanis, Nonlinear magneto-optical resonances for systems with J100 observed in  $\text{K}_2$  molecules, *Phys. Rev. A* **85**, 013421 (2012).
- [30] M. Auzinsh, A. Berzins, R. Ferber, F. Gahbauer, U. Kalnins, L. Kalvans, R. Rundans, and D. Sarkisyan, Relaxation mechanisms affecting magneto-optical resonances in an extremely thin cell: experiment and theory for the cesium  $D_1$  line, *Phys. Rev. A* **91**, 023410 (2015).
- [31] M. Auzinsh, R. Ferber, F. Gahbauer, A. Jarmola, and L. Kalvans, Nonlinear magneto-optical resonances at  $D_1$  excitation of  $^{85}\text{Rb}$  and  $^{87}\text{Rb}$  for partially resolved hyperfine  $F$  levels, *Phys. Rev. A* **79**, 053404 (2009).