

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Gordana Školnik

Diplomski rad

KOHERENTNA SPEKTROSKOPIJA
FEMTOSEKUNDNIM FREKVENTNIM
ČEŠLJEM

Zagreb, 2008.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

SMJER: Dipl. ing. fizike

Gordana Školnik

Diplomski rad

KOHERENTNA SPEKTROSKOPIJA
FEMTOSEKUNDNIM FREKVENTNIM
ČEŠLJEM

Voditelj diplomskog rada: dr. sc. Ticijana Ban
Suvoditelj diplomskog rada: prof. dr. sc. Damir Veža

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2008.

Diplomski rad je izrađen na Institutu za fiziku, Zagreb, u Laboratoriju za femtosekundnu lasersku spektroskopiju i Laboratoriju za lasersko hlađenje molekula, u sklopu znanstvenog projekta „Femtosekundna laserska fizika atoma i molekula”, (projekt broj 035-0352851-2857), glavni istraživač
dr. Goran Pichler

Voditelj rada je dr. Ticijana Ban

Na Fizičkom odsjeku Prirodoslovno–matematičkog fakulteta Sveučilišta u Zagrebu rad je vodio prof. dr. Damir Veža

Mojem Zlatku,

jer si uvijek i bezrezervno vjerovao u mene

Najviše se zahvaljujem mentorici dr. Ticijani Ban, na vođenju ovog diplomskog rada, na uloženom trudu i energiji, na mnogim diskusijama, savjetima i bezuvjetnoj spremnosti na pomoć prilikom njegove izrade.

Zahvaljujem se dr. Goranu Pichleru na ukazanom povjerenju i podršci, te što mi je širom otvorio vrata svoje grupe.

Prof. dr. Damiru Veži zahvaljujem na razumijevanju, potpori i pomoći u pripremanju i izradi ovog diplomskog rada.

Zahvaljujem se dipl. ing. Nataši Vujičić na svemu, ali posebno na satima i danima provedenim u mraku laboratorija jer bez njene pomoći eksperimentalni rezultati ne bi zaživjeli.

Zahvaljujem se dipl. ing. Silviju Vdoviću na svakodnevnom korisnim savjetima te pomoći pri rješavanju tehničkih problema.

Dr. Hrvoju Skenderoviću zahvaljujem na angažmana oko detekcije fluorescentnog signala.

Dr. Đuri Dropcu zahvaljujem na izradi zavojnica.

Cijeloj grupi iskreno zahvaljujem na mnogobrojnim kavama, diskusijama i nezaboravnim razgovorima koji idu uz to. I najvažnije, hvala na prijateljstvu.

Zahvaljujem svojim roditeljima i sestri te cijeloj obitelji koja je bila uz mene tijekom svih studentskih godina.

Posebna hvala svim mojim prijateljima jer ste još uvijek tu. Hvala na razumijevanju.

Sadržaj

Sadržaj	1
Uvod	2
1. Rubidijev atom	4
1.1. Fizikalna i kemijska svojstva	4
1.2. Hiperfina struktura atoma rubidija	6
1.3. Interakcija magnetskog polja s atomima rubidija	11
2. Saturacijska spektroskopija	15
2.1. Prirodno širenje linija	15
2.2. Dopplerovo širenje linija	15
2.3. Apsorpcijska spektroskopija	18
2.4. Saturacijska spektroskopija	24
2.5. Utjecaj magnetskog polja na hiperfinu strukturu atomskih linija	32
3. Dvofotonska pobuda rubidijevih atoma frekventnim češljem	44
3.1. Femtosekundni laserski pulsevi	44
3.2. Frekventni češalj	49
3.3. Femtosekundni fiber laser	52
3.4. Eksperiment	66
3.4.1. Mjerenje femtosekundnog pulsa	66
3.4.2. Mjerenje dvofotonske fluorescencije	75
Zaključak	88
Popis literature	90

Uvod

Laserska spektroskopija doživjela je značajan uzlet u posljednja dva desetljeća otkrićem femtosekundnih laserskih pulseva. Njihova važnost se očituje u postizanju vrlo visokih snaga laserskih pulseva, zbog čega ih je moguće primjeniti na čitav spektar nelinearnih pojava, koje nastaju uslijed interakcije svjetlosti i materije. Ultrakratki, fazno-sinhronizirani laseri pružaju nov uvid u granice razumijevanja fizikalnih fenomena.

Razmatranjem niza femtosekundnih pulseva koherentne faze u frekvencijskoj domeni dobiva se frekventni češalj. Eksperimenti sa frekventnim češljem primjenjuju se u spektroskopiji ultrahladnih atoma te u eksperimentima s atomskim zrakama. Također je pokazana mogućnost manipulacije u naseljenosti osnovnog hiperfinog stanja atoma rubidija, što daje potrebne uvjete za korištenje atoma kao sklopke, odnosno, za razvoj kvantnih računala [1]. Istraživanje hiperfinskih prijelaza atoma rubidija bitno je i radi postizanja boljeg atomskog sata (danas se kao referentni spektar koristi frekvencija hiperfinog prijelaza u atomu cezija u mikrovalnom području) [2,3].

Naslov diplomskog rada upućuje na efekte koherencije, prisutne u ovom radu. Oni se baziraju na samoj strukturi frekventnog češlja, koja zahtjeva fiksnu faznu razliku među modovima češlja. Time je omogućen efekt koherentnog naseljavanja pobuđenih stanja rubidijevih atoma jer u interakciji frekventnog češlja sa atomima rubidija ne sudjeluje jedino mod koji se poklapa sa rezonantnim prijelazom u rubidijevom atomu, već i svi susjedni modovi. Za koherentnu akumulaciju naseljenosti pobuđenih stanja atoma nije potrebno imati laser velike snage, nego laser koji može producirati frekventni češalj i upravo se u tome nalazi prednost korištenja frekventnog češlja.

Struktura ovog diplomskog rada podijeljena je u tri dijela. Na početku će biti opisan kemijski element rubidija te njegova energijska struktura jer će u izvođenju eksperimenata njeno poznavanje biti od ključne važnosti. Objasniti će se pojmovi fine i hiperfine strukture, potkrijepljeni matematičkim formalizmom na primjeru prirodnih izotopa rubidija. Zatim će biti opisan utjecaj magnetskog polja na hiperfinu strukturu, koje se manifestira kroz cijepanje energijskih nivoa atoma rubidija.

Drugi dio ovog rada odnosi se na eksperiment, izveden u Laboratoriju za lasersko hlađenje molekula, na Institutu za fiziku. Nakon upoznavanja s principom rada diodnog lasera, njime su izmjereni apsorpcijski te „Doppler-free“ hiperfini profil D2 rezonantne linije rubidijevih prirodnih izotopa. Pri tome je dan opis mehanizama širenja atomskih linija, koji su prisutni pri ovom eksperimentu. Daljnje unaprijeđenje eksperimenta izvršilo se uvođenjem druge grane, na čijem putu laserska svjetlost prolazi kroz rubidijevu paru, koja se nalazi pod utjecajem magnetskog polja, dok će prva grana biti referentna za frekvencijsku skalu. Istovremenim promatranjem i uspoređivanjem „Doppler-free“ profila rubidijevih atoma u obje grane, moći će se zaključiti o efektu koje magnetsko polje ima na hiperfinu strukturu rubidijevih atoma.

U trećem dijelu ovog rada dan je opis femtosekundnih pulseva, njihovog generiranja te karakterizacije u spektralnoj i vremenskoj domeni. Biti će objašnjen pojam frekventnog češlja te primjena autokorelatora u mjerenju trajanja pulsa. Eksperiment je izveden u Laboratoriju za femtosekundnu lasersku spektroskopiju, na Institutu za fiziku. Za generiranje femtosekundnih pulseva korišten je „Femtofiber laser“, pa će biti dan detaljan opis njegova principa rada. Cilj eksperimenta je realizacija dvofotonske pobude rubidijevih atoma uzrokovane frekventnim češljem, te promatranje utjecaja koje magnetsko polje vrši na intenzitet nastalog fluorescentnog zračenja. Opažanjem laserom inducirane fluorescencije, koja je rezultat dvofotonske pobude može se reći da se direktno opaža koherentna akumulacija populacije u rubidijevom sistemu, nastala zbog pobuđivanja frekventnim češljem.

I. Rubidijev atom

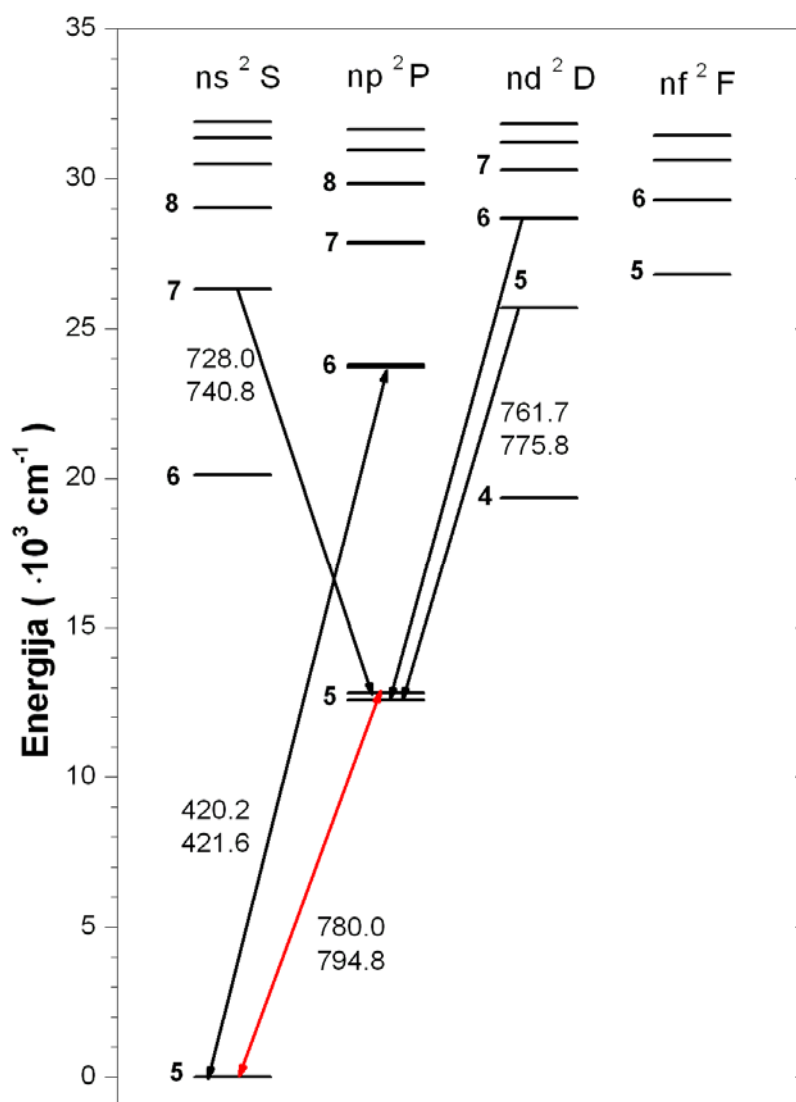
1.1. Fizikalna i kemijska svojstva

Rubidij je kemijski element atomskog broja 37, koji pripada skupini alkalijskih metala. Dva su prirodna izotopa rubidija: ^{87}Rb (zastupljenosti 28%) i ^{85}Rb (zastupljenosti 72%), i ona će biti promatrana u ovom radu.

Rubidij je mekan, srebrni metal, koji je vrlo reaktivan, pa se na zraku sam zapali, a burno reagira s vodom. Dobiva se reakcijom kalcija ili kalija sa rubidijevim kloridom. Po zastupljenosti u Zemljinoj kori nalazi se na 16. mjestu, a budući da se nigdje nije nakupio u većim koncentracijama, kasno je otkriven (1861. Bunsen i Kirchhoff detektiraju ga spektroskopskom analizom kao nečistoću u uzorku jednog minerala). Koristi se pri izradi fotoćelija, kao i cezij, te u žaruljama jer daje svjetlo slično danjemu, odnosno, emitira svjetlost u vidljivom dijelu spektra. Ime je dobio po najintenzivnijim emisijskim linijama, koje su crvene boje (latinski „rubidus“ = tamno crven). Temperatura tališta rubidija iznosi 312.2 K, a temperatura vrelišta 961 K.

Elektronska konfiguracija atoma rubidija po ljuskama je slijedeća: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 5s^1$. Upravo zbog tog jednog valentnog elektrona, rubidij je po svojoj atomskoj strukturi sličan vodiku i zato je vrlo zastupljen u fundamentalnim istraživanjima. Na Slici 1.1. prikazan je energijski dijagram rubidijevog atoma, odnosno, Grotrianov dijagram. On se sastoji od niza spektralnih termova označenih slovima S, P, D i F, koja pokazuju ukupan moment straze ($l = 0, l = 1, l = 2$ i $l = 3$, koji redom odgovaraju navedenim slovima). Multiplicitet terma može se potpuno objasniti predodžbom da se spinovi svih elektrona zasebno zbrajaju u rezultantu ($\mathbf{S} = \sum_i \mathbf{s}_i$), koja svojim različitim orijentacijama prema momentu impulsa elektronskih staza ($\mathbf{L} = \sum_i \mathbf{l}_i$) uzrokuje cijepanje terma. Različite orijentacije spina uzrokuju male razlike u energijama. Prema Russel-Saundersovom pravilu o sastavljanju momenta impulsa ($\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$) uzima se da broj $2S + 1$, označava multiplicitet spektralnih termova. Prema tome, termi alkalijskih elemenata su dvostruki, termi zemnoalkalijskih elemenata jednostruki ili trostruki, itd. pa su sve složenije i

spektralne linije koje odgovaraju kombinacijama tih terma. Općeniti zapis atomskog stanja u spektroskopiji je slijedeći: $n^{2S+1}\Lambda_J$, gdje Λ može poprimiti vrijednosti S, P, D i F, n označava broj energijskog nivoa, a J je ukupni elektronski angularni moment.



Slika 1.1. Grotrianov dijagram atoma rubidija

Strelicama su na gornjoj slici označene neke emisijske linije većeg relativnog intenziteta, dok su crvenom bojom označene najintenzivnije linije u spektru, tzv. rezonantne linije (jedna linija odgovara prijelazu s valnom duljinom na 780 nm i ima relativni intenzitet 90 000, dok druga odgovara prijelazu s valnom duljinom na 795 nm, a njen relativni intenzitet iznosi 45 000). Koje linije čine spektar atoma rubidija, odnosno, koji su elektronski prijelazi dozvoljeni, određuju izborna pravila, navedena u tablici 1.1.

KVANTNI BROJ	PROMJENA KVANTNOG BROJA	DOZVOLJENA PROMJENA	IZUZEV PRIJELAZA
Orbitalni	Δl	$0, \pm 1$	$0 \leftrightarrow 0$
Magnetski	Δm	$0, \pm 1$	$0 \leftrightarrow 0$ kad je $\Delta J = 0$
Spinski	Δs	0	
Ukupni angularni	ΔJ	$0, \pm 1$	$0 \leftrightarrow 0$

Tablica 1.1. Izborna pravila

Prema izbornom pravilu, orbitalni kvantni broj l može se promijeniti samo za 1, pa su slijedeći prijelazi mogući; od S u P, od P u D i S, od D u F, itd. Promatrajući prijelaze od najnižeg energetskog terma svakog niza nS, nP i nD, postoje četiri serije:

nS – mP → glavna ili principalna serija

nP – mD → prva sporedna ili difuzna serija

nP – mS → druga sporedna ili oštra serija

nD – mF → fundamentalna serija .

Ukoliko se spektralne linije pojedine serije analiziraju osjetljivim spektroskopom, svaka se od tih linija rastavlja na više komponenata. Uzrok tome je multiplicitet termova, pa se tako na primjer $5P \rightarrow 5S$ serija alkalijskih elemenata sastoji od dvije rezonantne linije. Ritzov princip kombinacije potvrđen je pri ispitivanju svih spektara, a po njemu se za svaki kemijski element može postaviti niz terma: T_1, T_2, T_3 , itd. tako da su frekvencije njegovog spektra dane razlikama: $\nu = T_n - T_m$ [4].

1.2. Hiperfina struktura atoma rubidija

Rezonantne linije D1 i D2 atoma rubidija, tj. najintenzivnije linije u spektru, odgovaraju slijedećim prijelazima:

$$D1: 5^2S_{1/2} \leftrightarrow 5^2P_{1/2}$$

$$D2: 5^2S_{1/2} \leftrightarrow 5^2P_{3/2} .$$

Ti prijelazi su komponente dubleta fine strukture. Fina struktura nastaje vezanjem orbitalnog angularnog momenta $\mathbf{L}$ valentnog elektrona te njegovog spinskog angularnog momenta $\mathbf{S}$. Ukupni elektronski angularni moment dan je izrazom:

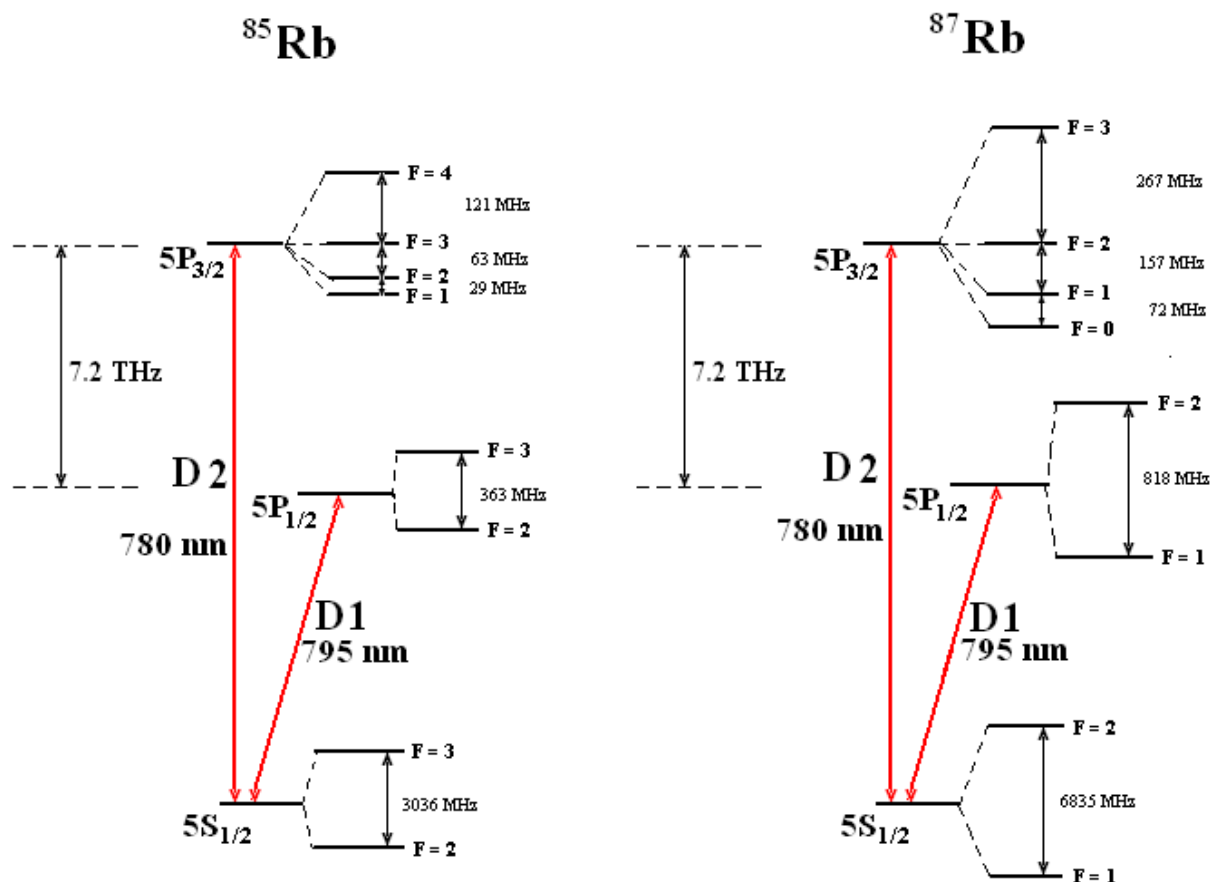
$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S} , \quad (1.1)$$

gdje kvantni broj J može poprimiti slijedeće vrijednosti; $|L - S| \leq J \leq L + S$. Za rubidij u osnovnom stanju $J = 1/2$ ($L = 0$, $S = 1/2$), a u prvom pobuđenom stanju $J = 1/2$ ili $3/2$ ($L = 1$, $S = 1/2$). Energijski nivoi se cijepaju za odgovarajući iznos kvantnog broja J i prema tome se prijelaz sa $L = 1 \rightarrow L = 0$ (D linija) dijeli na dvije komponente; D1 i D2 liniju.

Hiperfina struktura nastaje vezanjem ukupnog elektronskog angularnog momenta $\mathbf{J}$ sa ukupnim nuklearnim angularnim momentom $\mathbf{I}$. Ukupni atomski angularni moment $\mathbf{F}$ je tada;

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I} , \quad (1.2)$$

te može poprimiti slijedeće vrijednosti: $|J - I| \leq F \leq J + I$. Za ^{87}Rb u osnovnom stanju $F = 1$ ili 2 ($J = 1/2$, $I = 3/2$), a u prvom pobuđenom stanju $F = 0, 1, 2$ ili 3 ($J = 3/2$, $I = 3/2$) za D2 rezonantnu liniju, a $F = 1$ ili 2 ($J = 1/2$, $I = 3/2$) za D1 rezonantnu liniju. Za ^{85}Rb spin jezgre I iznosi $5/2$, pa prema tome osnovno stanje ^{85}Rb karakterizirano je kvantnim brojem F , koji poprima vrijednost 2 ili 3 ($J = 1/2$, $I = 5/2$). U prvom pobuđenom stanju $F = 1, 2, 3$ ili 4 ($J = 3/2$, $I = 5/2$) za D2 rezonantnu liniju, a $F = 2$ ili 3 ($J = 1/2$, $I = 5/2$) za D1 rezonantnu liniju. Znači, zbog hiperfine interakcije dolazi do cijepanja energijskih nivoa s obzirom na različite vrijednosti kvantnog broja F . Na slici 1.2 prikazana je hiperfina struktura rezonantnih linija atoma rubidija:



Slika 1.2. Hiperfina struktura rezonantnih linija D1 i D2 u $^{85, 87}\text{Rb}$

Cijepanje nivoa uzrokovano finom strukturom u atomu rubidija dovoljno je veliko ($\sim 15 \text{ nm}$), da su dvije D linije razlučive osjetljivim spektroskopom. Međutim, cijepanje nivoa nastalo uslijed djelovanja hiperfine strukture je puno manje, a time i puno teže opazivo.

Na Slici 1.3. prikazani su teorijski profili Rb $5S \rightarrow 5P$ rezonantne linije u slučaju fine i hiperfine strukture. U slučaju fine strukture rezonantna linija se sastoji od dvije linije $5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{1/2}$ (D1 linije) centrirane na 795 nm i $5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{3/2}$ (D2 linije) centrirane na 780 nm. Ove valne duljine odgovaraju frekvenciji od 384.6 THz za D1, odnosno, 377.4 THz za D2 liniju.

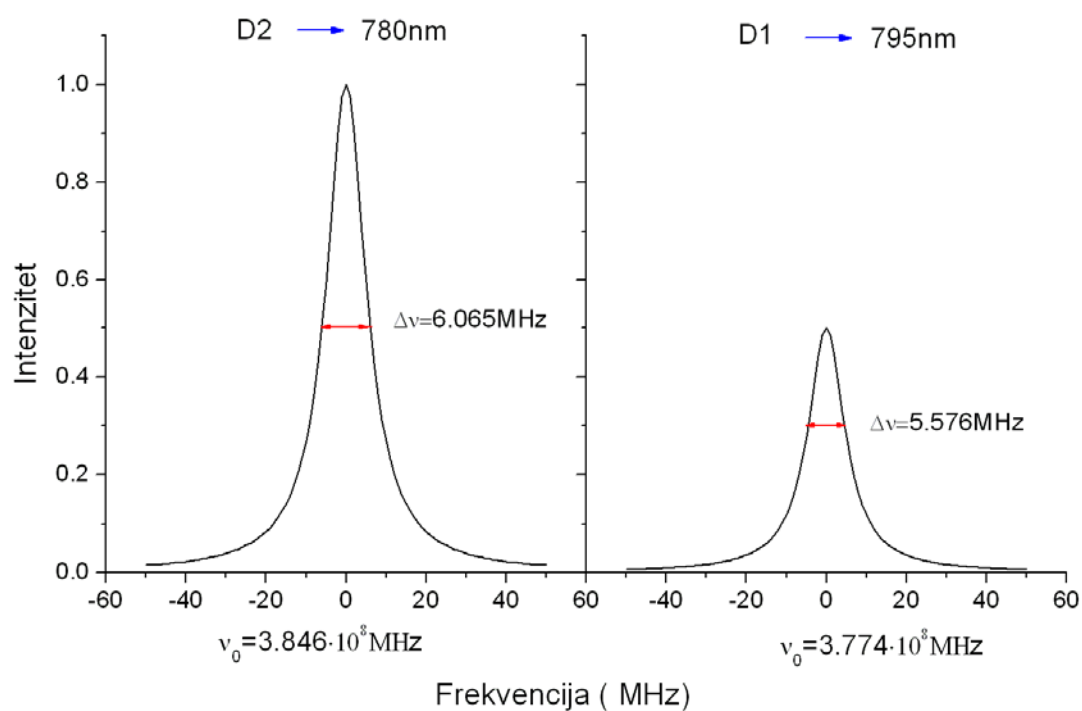
Za slučaj kad se u obzir uzima i hiperfina struktura, D1 rezonantna linija cijepa se na četiri spektralne linije, dok se D2 rezonantna linija cijepa na šest spektralnih linija. Navedene linije odgovaraju prijelazima označenim na Slici 1.3. Frekventna skala prijelaza određena je energijom hiperfinog cijepanja danom na Slici 1.2. Za kreiranje ovih teorijskih profila korišten je program Mathcad.

Iako su linije u realnim eksperimentima frekventno puno šire zbog raznih procesa širenja, koji će biti opisani u idućem dijelu ovog rada, u svrhu izrade slike 1.3. uzete su linije s prirodnom širinom, a takve linije imaju oblik Lorentziana:

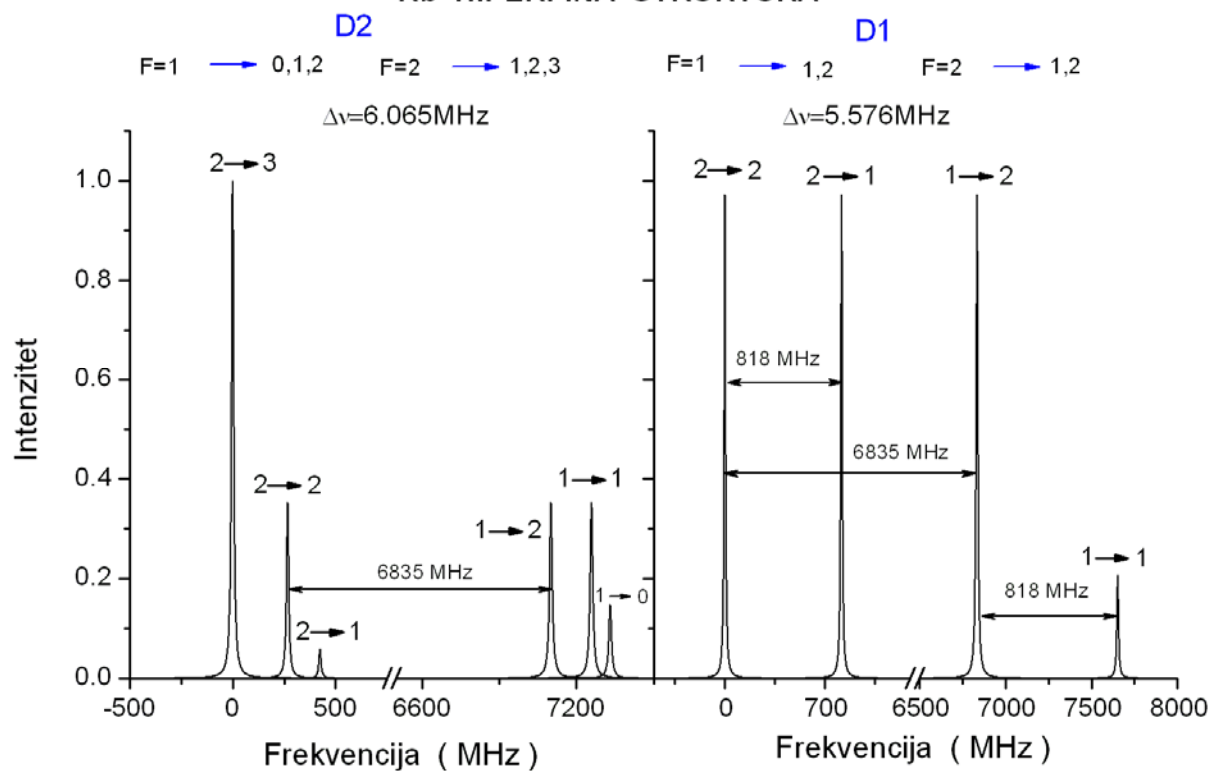
$$I(\nu) = \frac{1}{\left(\frac{\nu_0 - \nu}{\Delta\nu}\right)^2 + 1}, \quad (1.3)$$

gdje je $I(\nu)$ frekventno ovisan intenzitet, ν_0 frekvencija centra linije, $\Delta\nu$ poluširina linije, a ν je frekvencija. Pripadajući spektralni intenziteti za finu i hiperfinu strukturu preuzeti su iz Ref. [5].

⁸⁷Rb FINA STRUKTURA



⁸⁷Rb HIPERFINA STRUKTURA



Slika 1.3. Fina i hiperfina struktura rezonantnih linija D1 i D2 u ⁸⁷Rb

Hamiltonijan hiperfine strukture sastoji se od dva dijela. Prvi dio čini magnetska dipolna interakcija između jezgre spinskog angularnog momenta **I** i elektronskog angularnog momenta **J**. Drugi dio čini električna kvadrupolna interakcija.

Hamiltonijan koji opisuje hiperfinu strukturu za svaku od komponenti D linija je sljedećeg oblika:

$$H_{\text{hfs}} = A_{\text{hfs}} \cdot \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} + B_{\text{hfs}} \cdot \frac{3 \cdot (\mathbf{I} \cdot \mathbf{J})^2 + 3/2 \cdot \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} - \mathbf{I} \cdot (\mathbf{I} + 1) \cdot \mathbf{J} \cdot (\mathbf{J} + 1)}{2 \cdot \mathbf{I} \cdot (2\mathbf{I} - 1) \cdot 2\mathbf{J} \cdot (2\mathbf{J} - 1)}, \quad (1.4)$$

a pomak u energiji:

$$\Delta E_{\text{hfs}} = \frac{1}{2} \cdot A_{\text{hfs}} \cdot K + B_{\text{hfs}} \cdot \frac{3/2 \cdot K \cdot (K + 1) - 2 \cdot \mathbf{I} \cdot (\mathbf{I} + 1) \cdot \mathbf{J} \cdot (\mathbf{J} + 1)}{2 \cdot \mathbf{I} \cdot (2\mathbf{I} - 1) \cdot 2 \cdot \mathbf{J} \cdot (2\mathbf{J} - 1)}, \quad (1.5)$$

gdje je $K = \mathbf{F} \cdot (\mathbf{F} + 1) - \mathbf{I} \cdot (\mathbf{I} + 1) - \mathbf{J} \cdot (\mathbf{J} + 1)$, a vrijednosti konstanti A_{hfs} i B_{hfs} za rubidij

⁸⁷ su eksperimentalno izmjerene i prikazane u tablici 1.2. [6].

Magnetska dipolna konstanta, $5^2S_{1/2}$	A(5²S_{1/2})	22.641 MJ
Magnetska dipolna konstanta, $5^2P_{1/2}$	A(5²P_{1/2})	2.706 MJ
Magnetska dipolna konstanta, $5^2P_{3/2}$	A(5²P_{3/2})	0.561 MJ
Električna kvadrupolna konstanta, $5^2P_{3/2}$	B(5²P_{3/2})	0.083 MJ

Tablica 1.2 . Konstante D prijelaza hiperfine strukture ⁸⁷Rb

1.3. Interakcija magnetskog polja s atomima rubidija

Svaki od hiperfinih energijskih nivoa F sadrži 2F+1 magnetskih podnivoa, koji određuju angularnu distribuciju valne funkcije elektrona. U odsustvu magnetskog polja, podnivoi su degenerirani, a primjenom magnetskog polja, dolazi do razbijanja degeneracije. U slučaju kad

su atomi smješteni u magnetsko polje, Hamiltonijan interakcije opisan jednažbom (1.3) proširuje se članovima, koji opisuju interakciju atoma u magnetskom polju;

$$H_B = \frac{\mu_B}{\hbar} \cdot (g_s \cdot \mathbf{S} + g_L \cdot \mathbf{L} + g_I \cdot \mathbf{I}) \cdot \mathbf{B} \quad , \text{ odnosno,} \quad (1.6)$$

$$H_B = \frac{\mu_B}{\hbar} \cdot (g_s \cdot S_z + g_L \cdot L_z + g_I \cdot I_z) \cdot B_z , \quad (1.7)$$

ako se magnetsko polje postavi u smjeru z-osi, odnosno, u smjeru osi kvantizacije atoma. U izrazu za Hamiltonijan nalaze se g-faktori (giromagnetski omjeri), čiji su iznosi eksperimentalno dobiveni i navedeni u tablici 1.3. [6].

Elektronski spinski g-faktor	g_s	2
Elektronski orbitalni g-faktor	g_L	1
Nuklearni g-faktor	g_I	-0.001
Lande-ov faktor g_J	$g_J (5^2S_{1/2})$	2
	$g_J (5^2P_{1/2})$	0.666
	$g_J (5^2P_{3/2})$	1.336

Tablica 1.3. Giromagnetski omjeri za D prijelaze ^{87}Rb

Ukoliko je cijepanje fine strukture energijskih nivoa neznatno izmijenjeno uslijed djelovanja magnetskog polja, J je dobar kvantni broj i Hamiltonijan interakcije može se pisati u slijedećem obliku:

$$H_B = \frac{\mu_B}{\hbar} \cdot (g_J \cdot J_z + g_I \cdot I_z) \cdot B_z , \quad (1.8)$$

pri čemu je Lande-ov faktor g_J dobiven iz izraza;

$$g_J = g_L \cdot \frac{J \cdot (J+1) - S \cdot (S+1) + L \cdot (L+1)}{2J \cdot (J+1)} + g_s \cdot \frac{J \cdot (J+1) + S \cdot (S+1) - L \cdot (L+1)}{2J \cdot (J+1)}$$

$$g_J \cong 1 + \frac{J \cdot (J+1) + S \cdot (S+1) - L \cdot (L+1)}{2J \cdot (J+1)} . \quad (1.9)$$

Ukoliko je cijepanje uzrokovano magnetskim poljem izvršilo neznatne preinake u hiperfinoj strukturi energijskih nivoa, tada je F dobar kvantni broj i Hamiltonijan interakcije je oblika:

$$H_B = \mu_B \cdot g_F \cdot F_Z \cdot B_Z, \quad (1.10)$$

a hiperfini Lande-ov g_F faktor dobiva se prema izrazu;

$$g_F = g_J \cdot \frac{F \cdot (F + 1) - I \cdot (I + 1) + J \cdot (J + 1)}{2F \cdot (F + 1)} + g_I \cdot \frac{F \cdot (F + 1) + I \cdot (I + 1) - J \cdot (J + 1)}{2F \cdot (F + 1)}$$

$$g_F \cong g_J \cdot \frac{F \cdot (F + 1) - I \cdot (I + 1) + J \cdot (J + 1)}{2F \cdot (F + 1)} \quad (1.11)$$

gdje je nuklearni član zanemariv budući da je $g_I \ll g_J$.

U slučaju slabih magnetskih polja Hamiltonijan interakcije H_B perturbira vlastita stanja H_{hfs} bez polja. Nivoi se linearno cijepaju do najnižeg reda prema izrazu;

$$\Delta E_{|Fm_F\rangle} = \mu_B \cdot g_F \cdot m_F \cdot B_Z. \quad (1.12)$$

Cijepanje nivoa u tom režimu naziva se anomalni Zeemanov efekt.

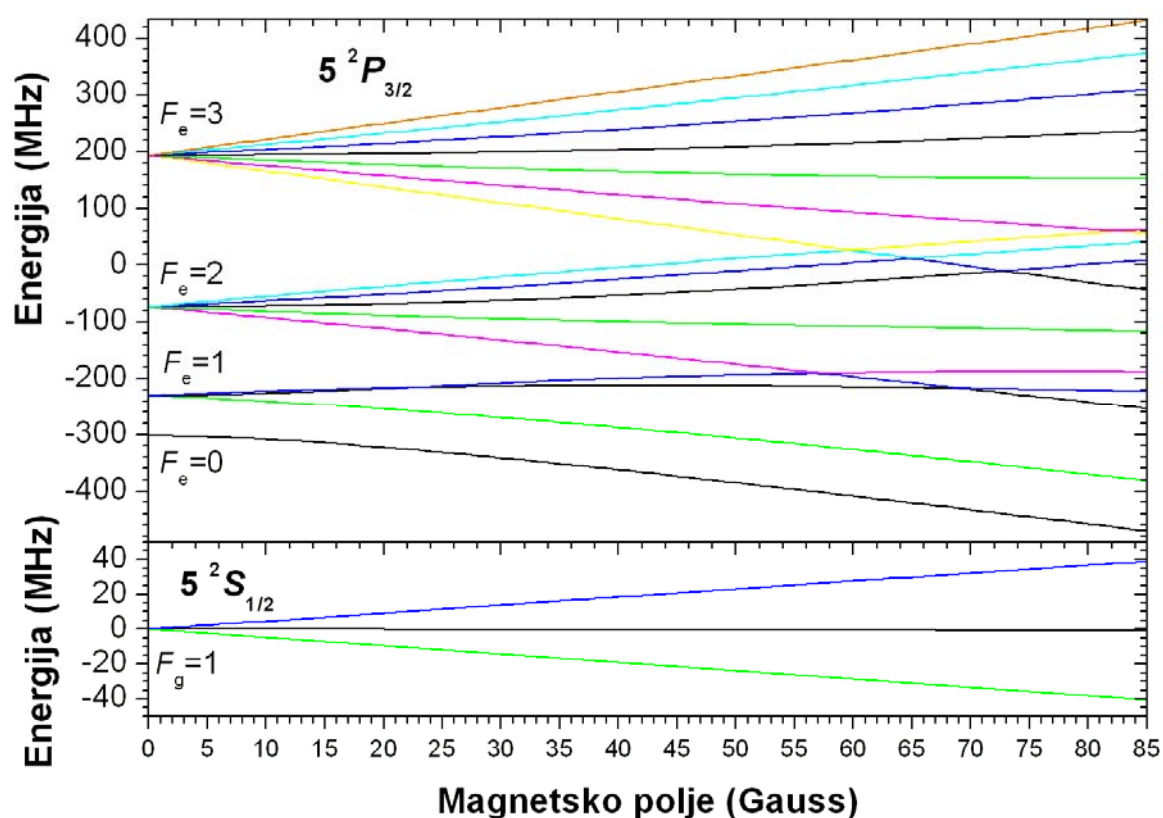
U slučaju jakih magnetskih polja, gdje je Hamiltonijan interakcije H_B opisan jednadžbom (1.8), interakcijski član dominira nad hiperfinim energijama, pa hiperfini Hamiltonijan perturbira vlastita stanja jakog polja $|J m_J I m_I\rangle$. Odgovarajuće energije do najnižeg reda su dane sa;

$$E_{|Jm_JIm_I\rangle} = A_{hfs} \cdot m_J \cdot m_I + B_{hfs} \cdot \frac{3 \cdot (m_J \cdot m_I)^2 + 3/2 \cdot m_J \cdot m_I - I \cdot (I + 1) \cdot J \cdot (J + 1)}{2J \cdot (2J - 1) \cdot I \cdot (2I - 1)}$$

$$+ \mu_B \cdot (g_J \cdot m_J + g_I \cdot m_I) \cdot B_Z. \quad (1.13)$$

Cijepanje nivoa u ovom režimu naziva se Paschen – Backov efekt.

Na Slici 1.4. prikazana je ovisnost energije o jakosti magnetskog polja. Teorijski račun je napravljen u programu Mathcad i preuzet iz Ref. [7]. Sa grafa je vidljivo da uključivanjem polja dolazi do razbijanja degeneracije energijskih nivoa rubidija 87.



Slika 1.4. Cijepanje energijskih nivoa ^{87}Rb u ovisnosti o magnetskom polju

II. Saturacijska spektroskopija

2.1. Prirodno širenje linija

Spektralne linije u atomskoj i molekulskoj spektroskopiji nisu nikada monokromatične, već uvijek posjeduju konačnu širinu. Prvi i osnovni mehanizam širenja linija je prirodno širenje.

Pobuđeni atom relaksira se emitirajući foton, čija je energija jednaka razlici energije između konačnog i početnog stanja. Energiju pojedinog nivoa nije moguće točno odrediti zbog Heisenbergove relacije neodređenosti;

$$\Delta E \cdot \Delta t \gtrsim \hbar . \quad (2.1)$$

Tipično vrijeme života pobuđenih atomskih stanja iznosi 10^{-8} s, što odgovara prirodnoj širini linije za emisijske linije: $\sim 6 \cdot 10^{-8}$ eV , odnosno, 15 MHz. Također, dolazi i do širenja apsorpcijskih linija.

2.2. Dopplerovo širenje linija

Širenje zbog vremena života nije jedini razlog zbog kojeg emisijske linije imaju konačne širine. Granica razlučivanja za atomske spektre u vidljivom području često je određena Dopplerovim širenjem. Termalno gibanje atoma uzrokuje Dopplerov pomak u frekvenciji fotona, kojeg apsorbira atom. Budući da su termalne brzine nerelativističke, Dopplerov pomak u angularnoj frekvenciji fotona apsorbiranog od atoma, koji se gibaju prema ili od stacionarnog izvora, dan je slijedećim izrazom;

$$\omega = \omega_0 \cdot (1 \pm v/c) , \quad (2.2)$$

gdje je ω_0 angularna frekvencija fotona, apsorbiranog od strane atoma koji miruje. Pri niskim tlakovima, glavni izvor širenja linija je Dopplerovo širenje, koje dolazi od termalnog gibanja atoma i molekula u plinu.

Ostali mehanizmi širenja linija su širenje uslijed perturbacije energijskih nivoa sudarima (na visokim tlakovima) te zbog skraćivanja vremena života pobuđenih stanja stimuliranom emisijom. Prirodno i sudarno širenje, te širenje stimuliranom emisijom rezultiraju Lorentzovim oblikom linije, dok Dopplerovo širenje Gaussovom. Konvolucija Lorentzovog i Gaussovog oblika linije opisuje se Voigtovim profilom [8].

Hiperfina struktura energijskih nivoa često se ne može opaziti upravo zbog efekta širenja linija.

U ovom eksperimentu rubidijevi atomi promatraju se u vakuumu (tlak $< 10^{-8}$ torr) te na sobnoj temperaturi. U tim uvjetima na širinu linije najveći utjecaj ima Dopplerovo širenje. Prilikom propagacije laserske zrake kroz uzorak, odnosno, u ovom slučaju rubidijevu paru, broj atoma n koji se gibaju brzinom v u malom intervalu brzina između v i $v + dv$, u smjeru laserske zrake dan je izrazom [9]:

$$n(v)dv = \frac{N}{v_p \cdot \sqrt{\pi}} \cdot e^{-\left(\frac{v}{v_p}\right)^2} dv, \quad (2.3)$$

gdje je N ukupan broj atoma, a v_p je označena najvjerojatnija brzina, dana izrazom;

$v_p = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$, gdje je m masa atoma, k označava Boltzmannovu konstantu, a T temperaturu.

Atom koji se giba brzinom v u smjeru propagacije svjetla apsorbirat će fotone svjetlosti frekvencije dane izrazom (2.2). Uvrsti li se taj izraz u gornju jednadžbu (2.3), dobiva se broj atoma s vrijednostima frekvencije apsorpcije pomaknutim od centralne frekvencije ω_0 prema intervalu frekvencija od ω do $\omega + \omega_0$,

$$n(\omega)d\omega = \frac{N}{v_p \cdot \sqrt{\pi}} \cdot \frac{c}{\omega_0} \cdot e^{-\left[\frac{c}{v_p} \cdot \frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0}\right]^2} \quad (2.4)$$

Budući da je emitirana ili apsorbirana snaga zračenja $P(\omega)d\omega$ proporcionalna gustoći $n(\omega)d\omega$, intenzitetski profil spektralne linije proširene Dopplerovim efektom postaje:

$$I(\omega) = I_0 \cdot e^{-\left[\frac{c \cdot (\omega - \omega_0)}{v_p \cdot \omega_0}\right]^2}, \quad (2.5)$$

Profil linije ima oblik Gaussiana sa poluširinom $\Delta\omega_D = |\omega_1 - \omega_2|$, koja se dobiva preko izraza (2.5) uz $I(\omega_1) = I(\omega_2) = I(\omega_0)/2$:

$$\Delta\omega_D = 2\sqrt{\ln 2} \cdot \frac{\omega_0 \cdot v_p}{c}, \quad (2.6)$$

odnosno, uvrstivši izraz za najvjerojatniju brzinu v_p ;

$$\Delta\omega_D = \frac{\omega_0}{c} \cdot \sqrt{\frac{8kT \ln 2}{m}}. \quad (2.7)$$

Ukoliko se ω_0 iz dobivenog izraza uvrsti u jednadžbu (2.5) dobiva se Gaussian slijedećeg oblika;

$$I(\omega) = I_0 \cdot e^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{0.36 \cdot \Delta\omega_D^2}}. \quad (2.8)$$

Dopplerovom poluširinom naziva se veličina $\Delta\omega_D$, koja se može opisati i slijedećim izrazom (2.9), gdje se umjesto atomske mase koriste izrazi za molarnu masu M , $M = N_A \cdot m$ te za plinsku konstantu R , $R = N_A \cdot k$, a iste su povezane preko Avogadrovog broja čestica N_A .

$$\Delta\omega_D = \frac{2 \omega_0}{c} \cdot \sqrt{\frac{2 RT \ln 2}{M}} \quad (2.9)$$

Ukoliko se gornja jednadžba izrazi u jedinicama frekvencije, te se uvrste vrijednosti konstanti c i R , dobiva se slijedeći izraz:

$$\Delta\nu_D = 7.16 \cdot 10^{-7} \cdot \nu_0 \cdot \sqrt{\frac{T}{M}} . \quad (2.10)$$

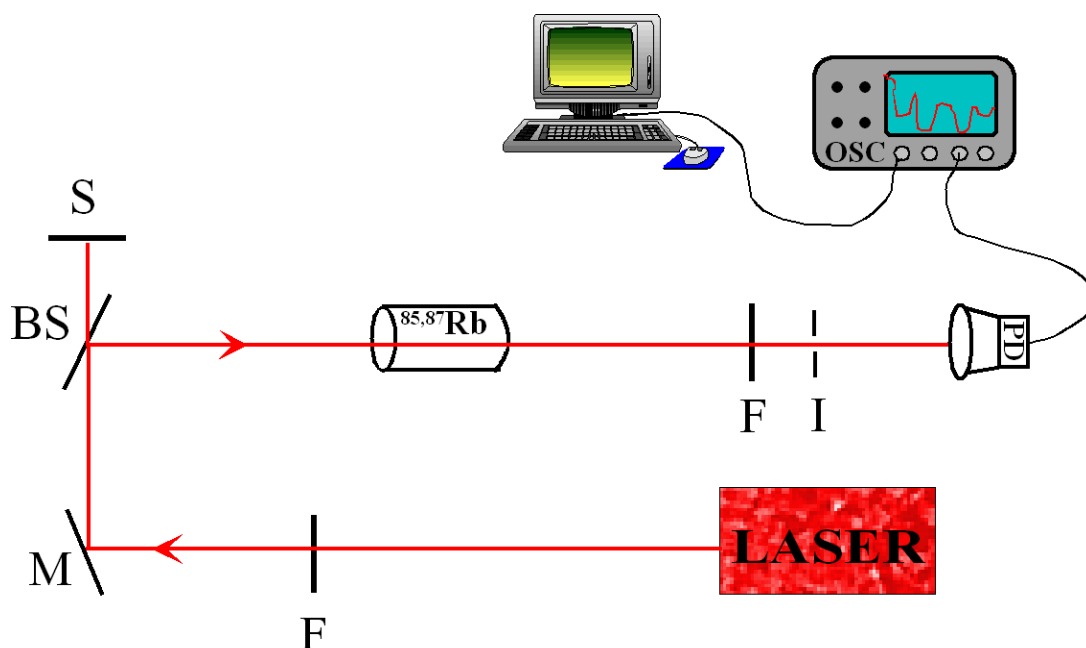
Upotrebom relacije (2.10) za temperaturu od 300 K izračunate su Dopplerove poluširine rezonantnih linija izotopa rubidija, a rezultati su prikazani u tablici 2.1.

IZOTOP RUBIDIJA	REZONANTNA LINIJA	DOPPLEROVA POLUŠIRINA (MHz)
87	D1	502
87	D2	511
85	D1	508
85	D2	517

Tablica 2.1. Dopplerove poluširine za ^{85,87} Rb

2.3. Apsorpcijska spektroskopija

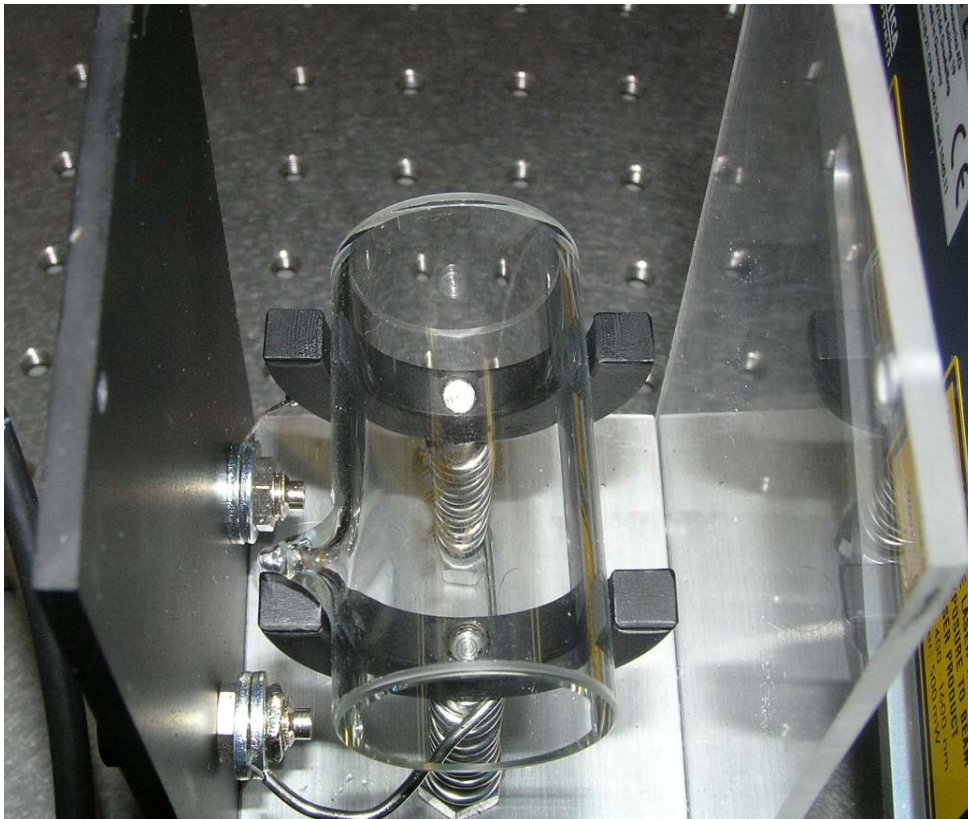
U prvom dijelu diplomskog rada teorijski je izračunat i prikazan profil rezonantnih linija D1 i D2 atoma rubidija (⁸⁷ Rb), dok će sada D2 linija ^{85, 87} Rb biti dobivena eksperimentalno. U tu svrhu, složen je eksperimentalni postav za mjerenje apsorpcije, koji je prikazan na donjoj slici:



Slika 2.1. Eksperimentalni postav za mjerenje apsorpcije

Izvor svjetlosti je diodni laser, Toptica ECDL tipa DL100, gdje ECDL (External Cavity Diode Laser) znači da se radi o laserskom sistemu s vanjskim rezonatorom. Laser je detaljno opisan u Ref. [10], stoga su ovdje dane samo njegove bitnije značajke. Laser radi u kontinuiranom modu, izlazne snage oko 2.5 mW. Emitirano zračenje je valne duljine 780 nm (blisko infracrveno područje), a finim zakretanjem rešetke pomoću piezo elementa ugrađenog u nosač rešetke, može se kontinuirano mijenjati valna duljina emitirane svjetlosti bez preskakivanja modova. Spektralna poluširina jednomodnog laserskog zračenja iznosi oko 1 MHz.

Laserska svjetlost najprije prolazi kroz sivi filter, označen na slici slovom **F**, da bi se reducirao intenzitet zračenja. Nakon toga, svjetlost se odbija od zrcala (označeno slovom **M** na slici), i dolazi do djeljitelja snopa (oznaka **BS**), gdje se jedna zraka zaustavlja stoperom (oznaka **S**). Druga zraka prolazi ćelijom, gdje se nalazi mješavina prirodnih izotopa rubidija 85 i 87 u plinovitom stanju, koji apsorbiraju lasersko zračenje i pobuđuju se u viša stanja. Na sljedećoj slici nalazi se prikaz rubidijeve ćelije:

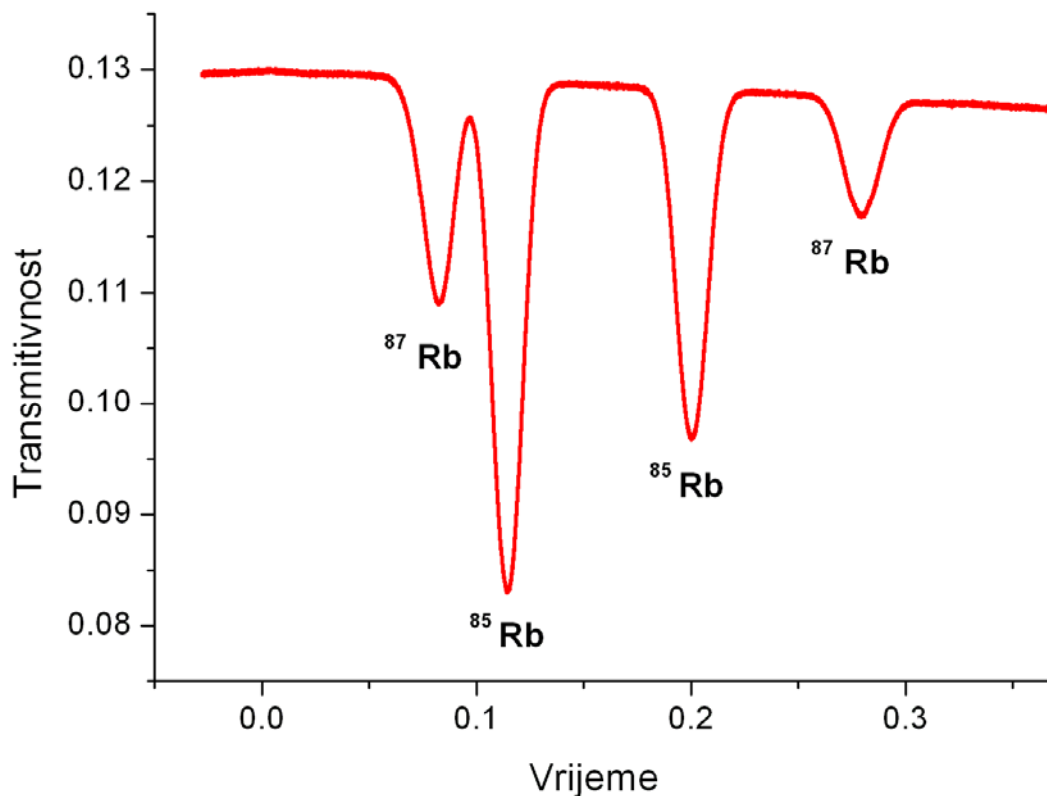


Slika 2.2. Rubidijeva ćelija

U eksperimentu je korištena rubidijeva ćelija, koja je izrađena od Pyrex stakla. Ćelija je cilindričnog oblika, omeđena prozorima optičke kvalitete, promjera 2.6 cm, duljine 5 cm. Na plaštu cilindra nalazi se rezervoar, gdje se kondenzira rubidij.

Nakon rubidijeve pare, svjetlost prolazi kroz filter **F** radi smanjenja intenziteta (u protivnom, fotodiodu koja detektira lasersko zračenje moglo bi se uništiti malo većim intenzitetima), zatim prolazi kroz iris (oznaka **I**) i dolazi na fotodiodu. U njoj se odvija konverzija svjetlosnih u električne impulse i zatim se dobiveni električni signal dovodi na osciloskop i računalo, gdje se promatra oblik tog signala, odnosno, apsorpcijski profil linija.

Na slijedećoj slici prikazan je signal dobiven na osciloskopu:



Slika 2.3. Transmitivnost signala

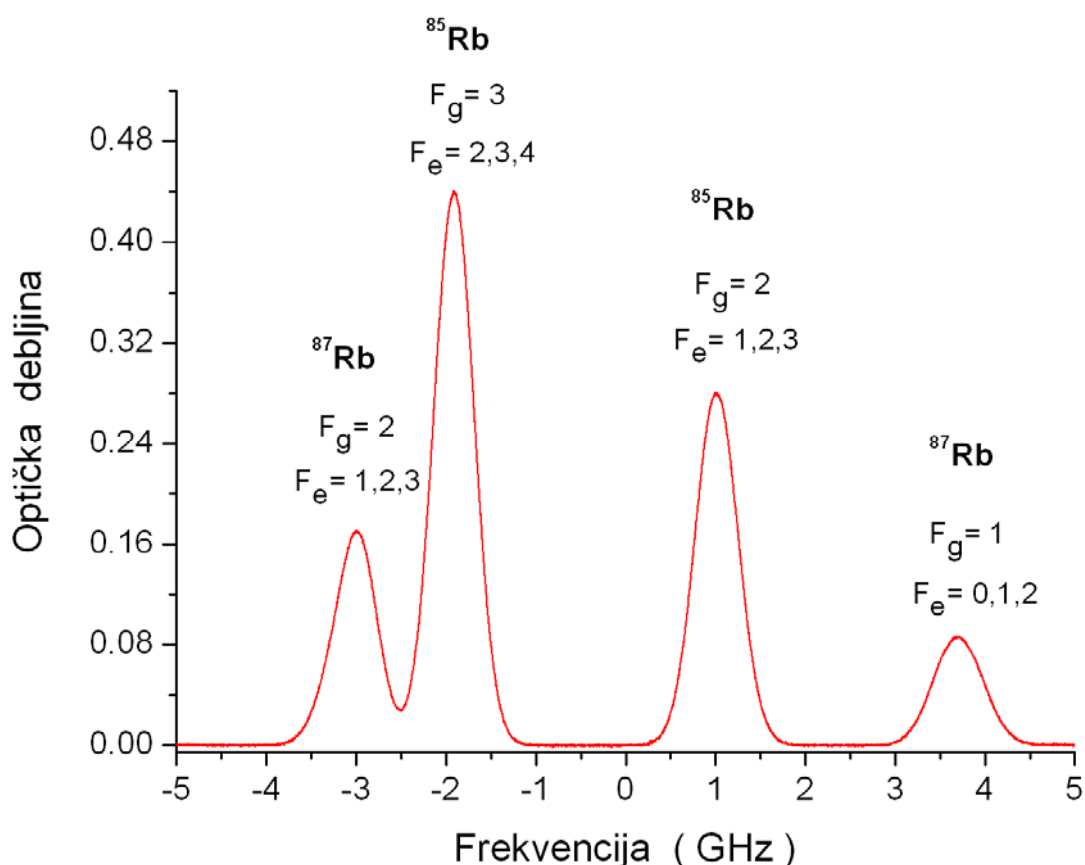
Dobiveni signal predstavlja transmisiju laserske zrake kroz rubidijevu paru. Mjesta smanjene transmisije odgovaraju apsorpciji laserske svjetlosti od strane rubidijevih atoma. Iz ovog grafa može se dobiti apsorpcijski profil rubidijevih atoma, koristeći Beer – Lambertov zakon:

$$I(\nu) = I_0 \cdot e^{-k(\nu) \cdot L} \quad , \quad (2.11)$$

gdje je I_0 intenzitet upadne svjetlosti, $I(\nu)$ je intenzitet svjetlosti nakon prolaska kroz apsorber (atome rubidija), a optička debljina je umnožak koeficijenta apsorpcije ν i duljine apsorbera L . Znači, optička debljina dana je izrazom;

$$k(\nu) \cdot L = \ln \frac{I_0}{I} \quad . \quad (2.12)$$

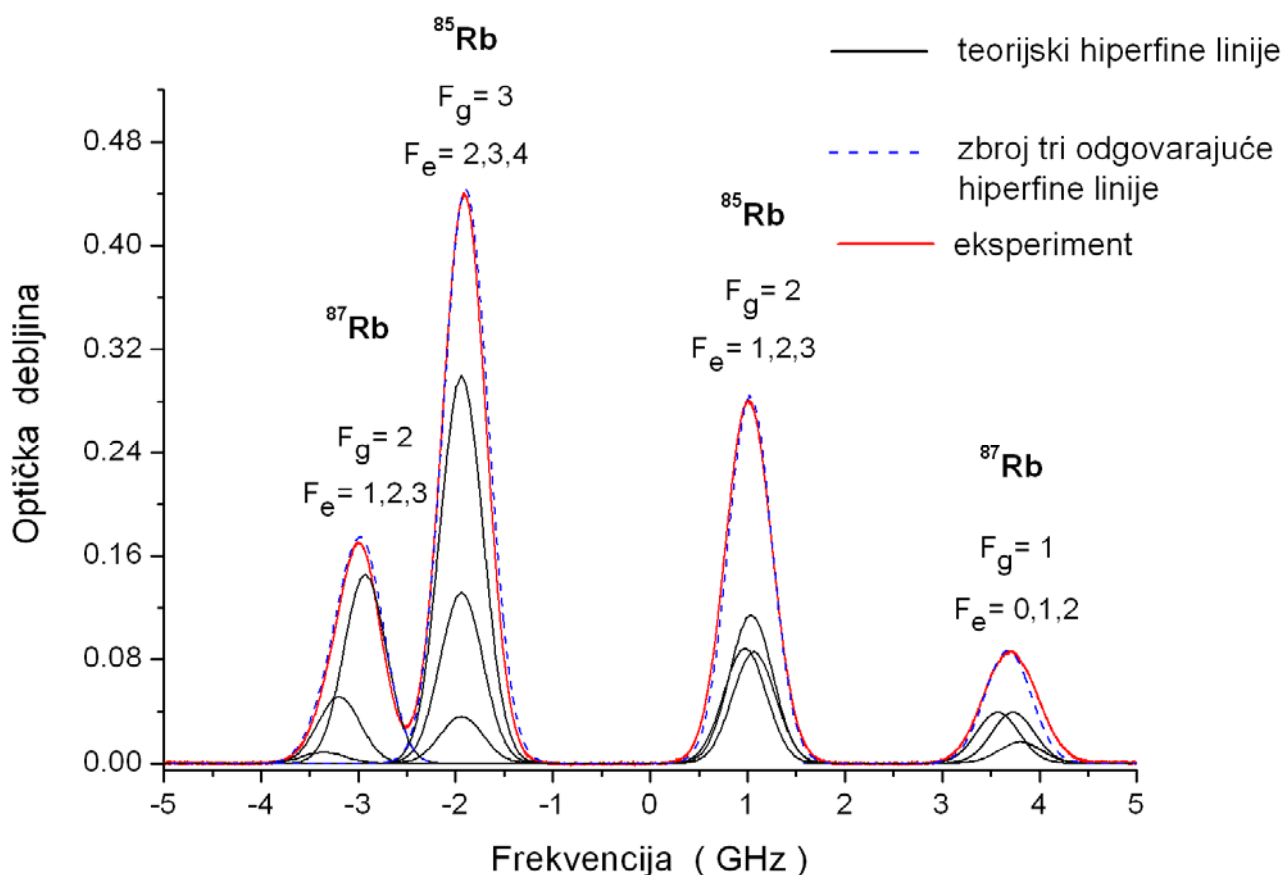
U svrhu određivanja frekvencija na kojima dolazi do apsorpcije, potrebno je vremensku skalu prebaciti u frekvencijsku, što je učinjeno preko određivanja vrijednosti vrhova apsorpcijskih linija rubidijevih izotopa (minimumi transmisije na gornjem grafu), kojima je onda pridružena odgovarajuća vrijednost frekvencije prijelaza, poznata iz strukture energijskih nivoa atoma rubidija (Slika 1.2.). Na Slici 2.4. prikazan je dobiveni apsorpcijski profil rubidijevih atoma.



Slika 2.4. Apsorpcijski profil rezonantne D2 linije ^{85, 87} Rb

Zbog slabe snage diodnog lasera može se reći da je apsorpcija proporcionalna sa gustoćom naseljenosti osnovnog nivoa (jer je naseljenost pobuđenog nivoa N_2 puno manja od naseljenosti osnovnog nivoa N_1).

Slika 2.5. prikazuje dobiveni apsorpcijski profil te njegovu usporedbu sa teorijski izračunatim vrijednostima, napravljenima u programu Mathcad, prema izrazu za Gaussovu krivulju, čiji je oblik dan izrazom (2.8).



Slika 2.5. Apсорpcijski profil rezonantne D2 linije $^{85, 87}\text{Rb}$ dobiven teorijski i eksperimentom

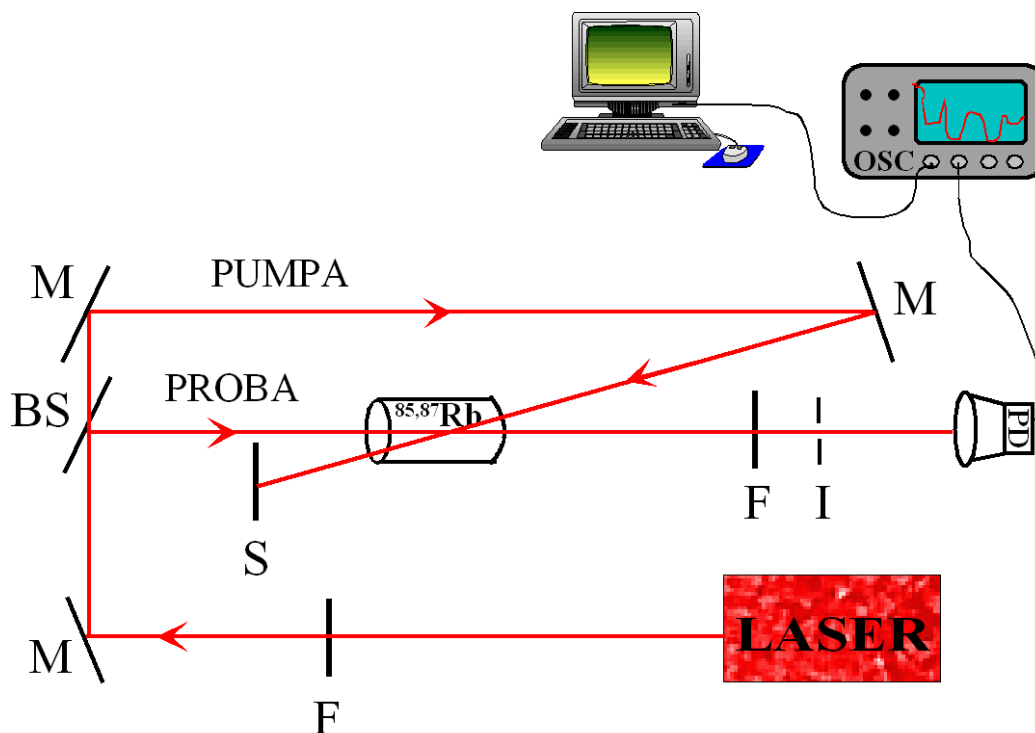
Na Slici 2.5. crne linije predstavljaju pojedine hiperfine prijelaze iz osnovnog stanja u dozvoljena pobuđena stanja, što je određeno izbornim pravilom $\Delta F = 0, \pm 1$ (izuzev prijelaza $0 \rightarrow 0$), dok plava linija označava sumu svaka tri odgovarajuća prijelaza. Crvenom je bojom označen apsorpcijski profil rubidijevih atoma, odnosno, ovisnost optičke debljine o frekvenciji lasera.

Sa grafa je vidljivo da izmjerene vrijednosti odgovaraju teorijskima. Intenziteti izračunati prema izrazu (2.8) normirani su na teorijske vrijednosti, preuzete iz Ref. [5], a zatim su prema tome prilagođeni na eksperiment. U ovom slučaju intenzitet, odnosno, oblik linija je rađen prema izrazu za Gaussovu krivulju jer je eksperiment izveden na sobnoj temperaturi, gdje je dominantan utjecaj Dopplerovog širenja linija. Ukoliko se to usporedi sa grafom (Slika 1.3.) dobivenim teorijskim proračunom prema izrazu za Lorentzovu krivulju, kojom se opisuje prirodna širina linije, može se uočiti da je poluširna D2 rezonantnih linija ^{87}Rb sa ~ 6 MHz porasla na ~ 500 MHz.

2.4. Saturacijska spektroskopija

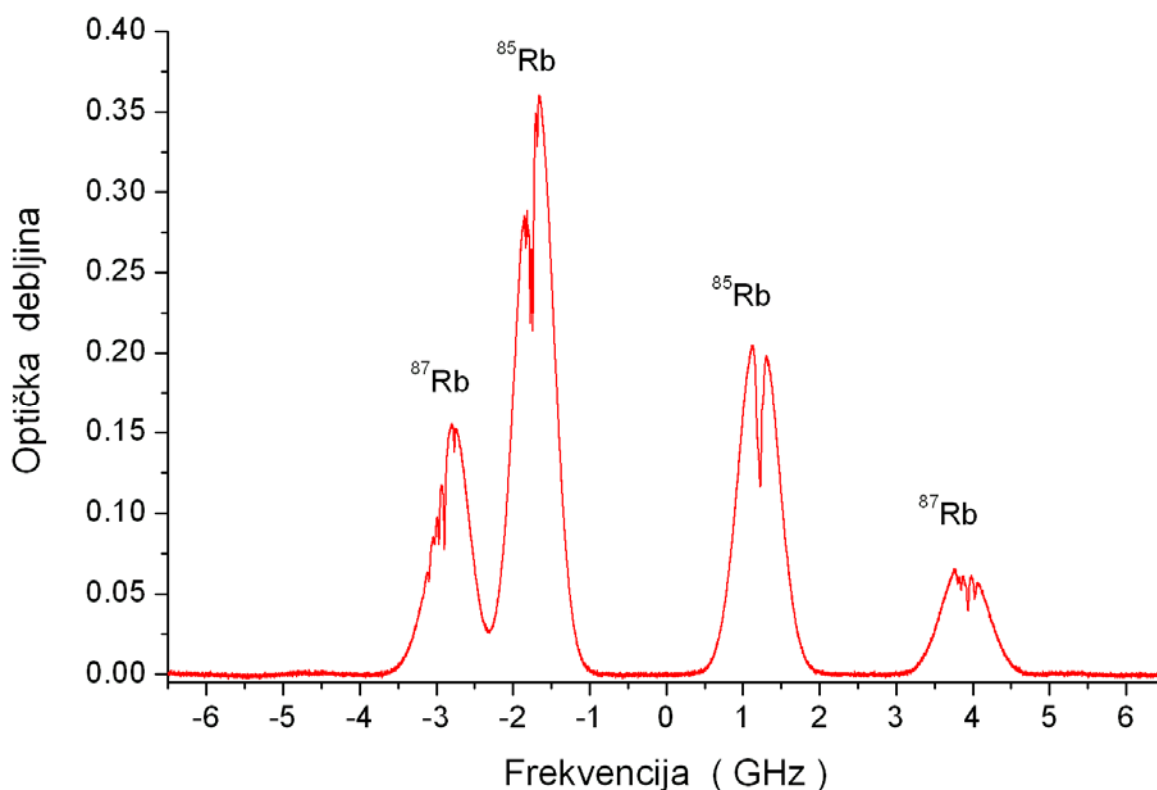
Da bi se izbjegao utjecaj Dopplerovog širenja linija na sobnoj temperaturi, primjenjuje se posebna metoda - saturacijska spektroskopija ("Doppler-free saturation spectroscopy"). Ona se sastoji u tome da se svjetlost koja dolazi iz lasera razdijeli u dvije zrake, pumpnu (saturacijsku) i probnu, tako da se one križaju u ćeliji, na mjestu gdje se nalazi rubidijeva para. Intenzitet pumpne zrake mora biti dovoljno visok da bitno smanji razliku u naseljenosti osnovnog i pobuđenog stanja. Ukoliko se prati transmisija probne zrake (diodnim laserom), tada za većinu frekvencija na nju ne utječe prisutnost pumpne zrake. Dvije laserske zrake interagiraju sa potpuno različitim, neovisnim grupama atoma. Međutim, kad je frekvencija laserske zrake vrlo blizu rezonantnoj frekvenciji, obje zrake počinju interagirati s istim atomima, ali samo s onima čija komponenta brzine duž osi propagacije svjetlosnih zraka iznosi nula, odnosno, čija je frekvencija prijelaza $\omega = \omega_0 + \vec{k} \cdot \vec{v}$, gdje je $\vec{k} \cdot \vec{v} = 0$. Tada će obje zrake inducirati prijelaze sa osnovnog, odnosno, nekog početnog u dozvoljeno pobuđeno stanje u istim atomima. Budući da je pumpna zraka velike snage, ona će brzo smanjiti broj atoma u osnovnom stanju te ostaviti vrlo malo takvih, s kojima bi probna zraka mogla interagirati. Znači, probna zraka neće interagirati s atomima u osnovnom stanju jer je pumpna zraka izjednačila naseljenost osnovnog i pobuđenog stanja atoma. Taj se efekt zove saturacija. Zbog toga probna zraka prolazi kroz rubidijevu ćeliju, a da se pri tome njen intezitet (u idealnom slučaju) ne smanjuje iako je na rezonantnoj valnoj duljini [8,11].

Eksperimentalni postav za dobivanje saturacijske spektroskopije napravljen je prema slijedećoj shemi;



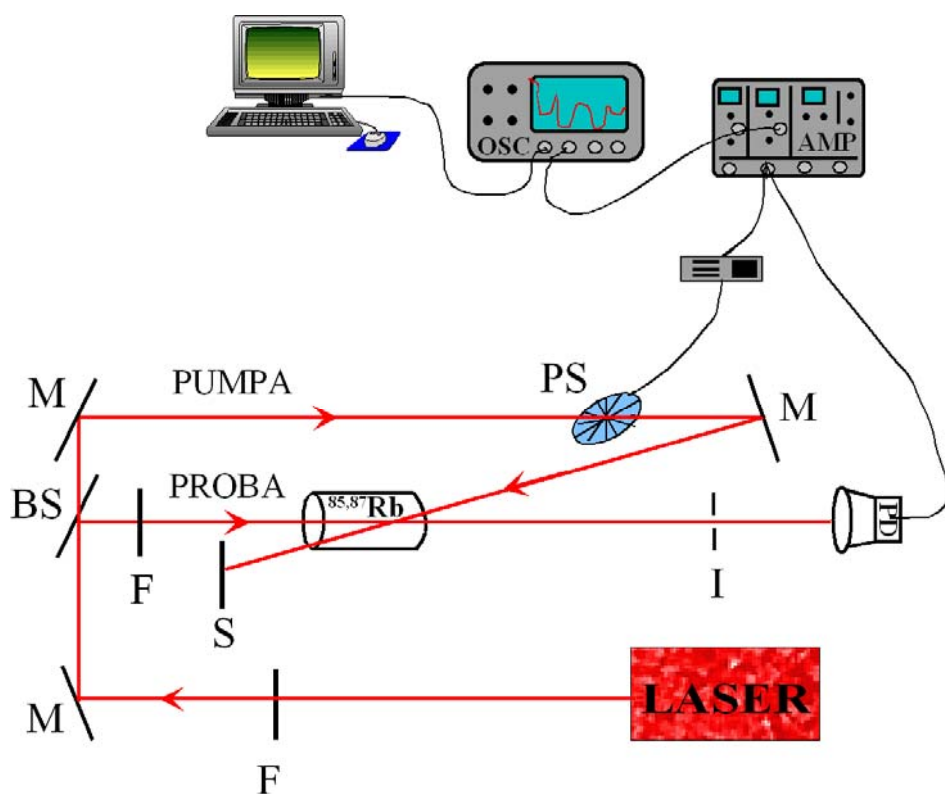
Slika 2.6. Eksperimentalni postav za mjerenje saturacijske spektroskopije

Za razliku od prethodnog postava za mjerenje apsorpcije (Slika 2.1.), u ovoj shemi su dodana dva zrcala, koja reguliraju put pumpne zrake tako da se dvije laserske zrake križaju u sredini rubidijeve ćelije, te stoper kojim se zaustavlja put pumpne zrake nakon prolaska kroz ćeliju. Opis slova na slici odgovara onome za Sliku 2.1. Ovakvim se postavom mogu opaziti hiperfina prijelazi, što se jasno vidi na slijedećoj slici:



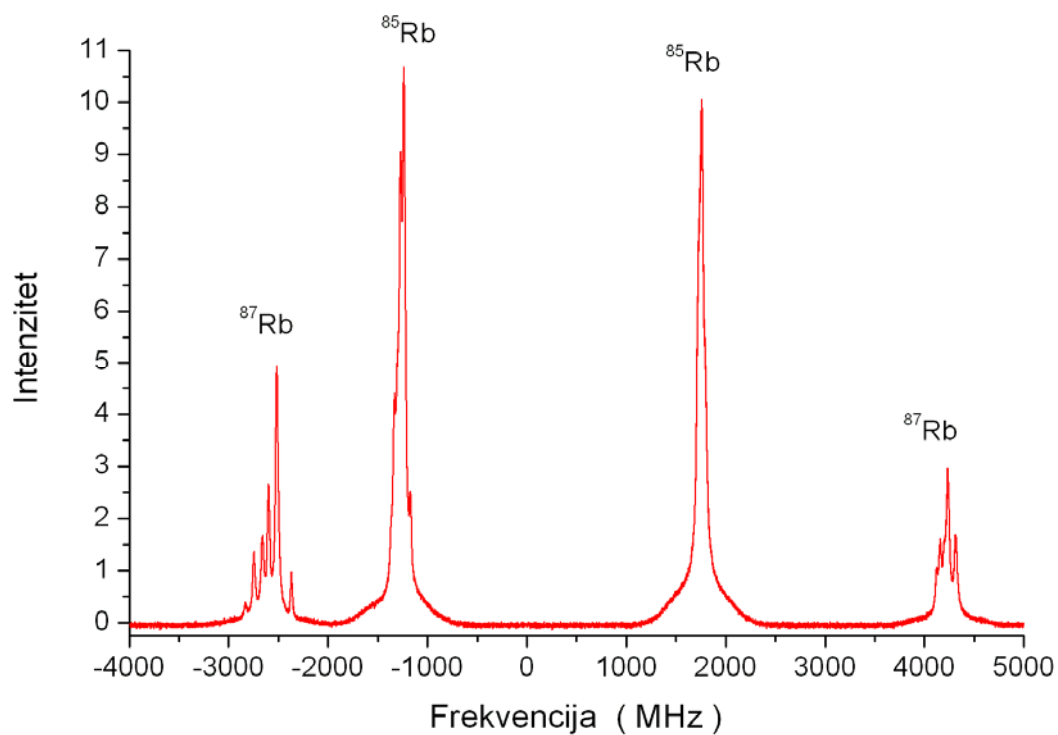
Slika 2.7. Profili linija dobiveni metodom saturacijske spektroskopije

Slika 2.7. prikazuje ovisnost optičke debljine o frekvenciji diodnog lasera, gdje je optička debljina dobivena prema izrazu (2.12), iz mjerene apsorpcije rubidijevih atoma. Na rezonantnim frekvencijama nalaze se saturacijski vrhovi, odnosno, minimumi umnoška koeficijenta apsorpcije i duljine apsorbera, što je u skladu s teorijom. U svrhu razlučivanja sva tri saturacijska vrha, a ne samo jednog na pojedinoj apsorpcijskoj liniji, koji potječu od tri hiperfina prijelaza, što predviđa teorija i što je ranije pokazano (Slika 2.5.), napravljene su određene preinake u eksperimentalnom postavu. S ciljem eliminacije širokog Dopplerovog profila, u postav je uvedeno fazno-osjetljivo pojačalo, s pripadajućim prekidačem svjetlosti (eng. „Chopper“, na Slici 2.8. označen slovima **PS**). Fazno-osjetljivo pojačalo detektira samo one signale, koji imaju jednaku frekvenciju kao i referentni signal, koji se frekventno modulira pomoću prekidača svjetlosti. Znači, prekidanjem pumpne zrake omogućava se fotodiodi detekcija i pojačavanje samo onih promjena u signalu, koje nastaju uslijed pumpne zrake. Takvim je načinom moguće izdvojiti saturacijske vrhove iz Dopplerovog profila linije.



Slika 2.8. Eksperimentalni postav za saturacijsku spektroskopiju pomoću fazno-osjetljivog pojačala

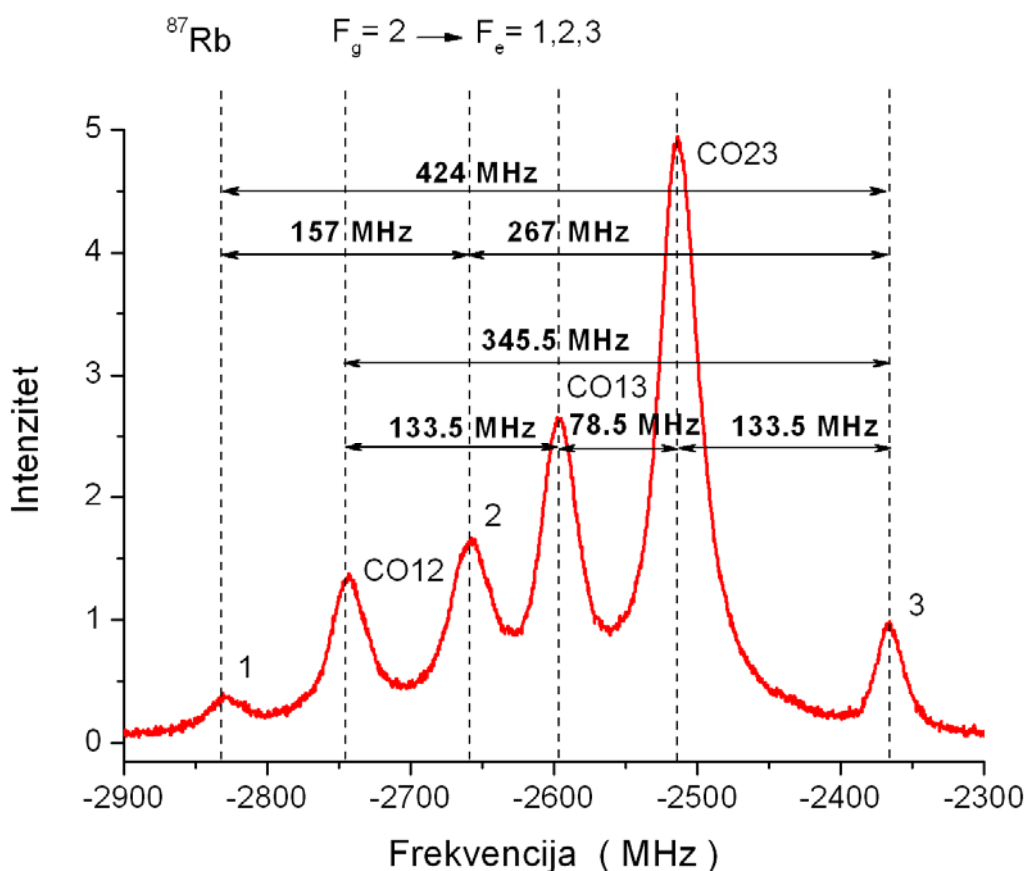
Izgled signala dobiven u ovoj konfiguraciji je slijedeći:



Slika 2.9. Saturacijski profil linija izmjeren pomoću fazno-osjetljivog pojačala

Sa Slike 2.9. se vidi da su ovdje razlučivi gotovo svi hiperfinski prijelazi, koji odgovaraju saturacijskim vrhovima, za razliku od prethodnog slučaja (Slika 2.7.), gdje se nije koristilo fazno-osjetljivo pojačalo. Ovdje je frekventana os izražena u MHz, te se može primjetiti da je poluširina linije manja nego u prethodnom slučaju.

Budući da su hiperfinski prijelazi najbolje razlučivi na prvoj apsorpcijskoj liniji ovog grafa (^{87}Rb), detaljnija analiza biti će provedena na istoj (Slika 2.10.).

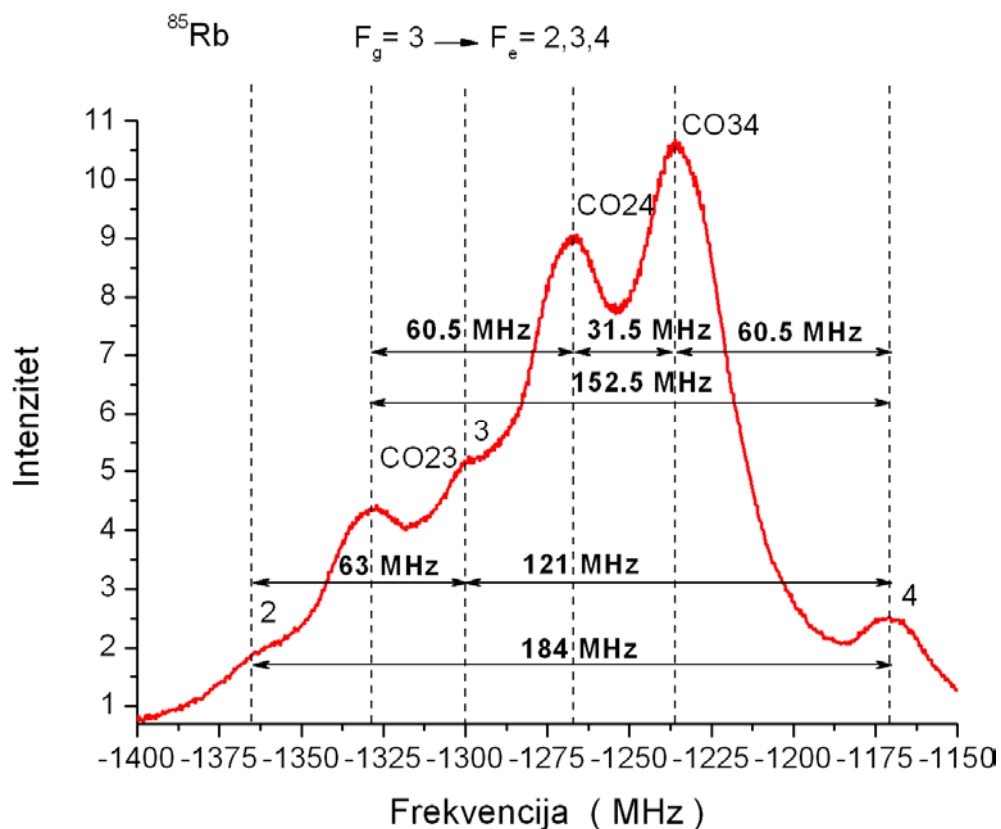


Slika 2.10. Izmjereni hiperfinski prijelazi ^{87}Rb ($F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$)

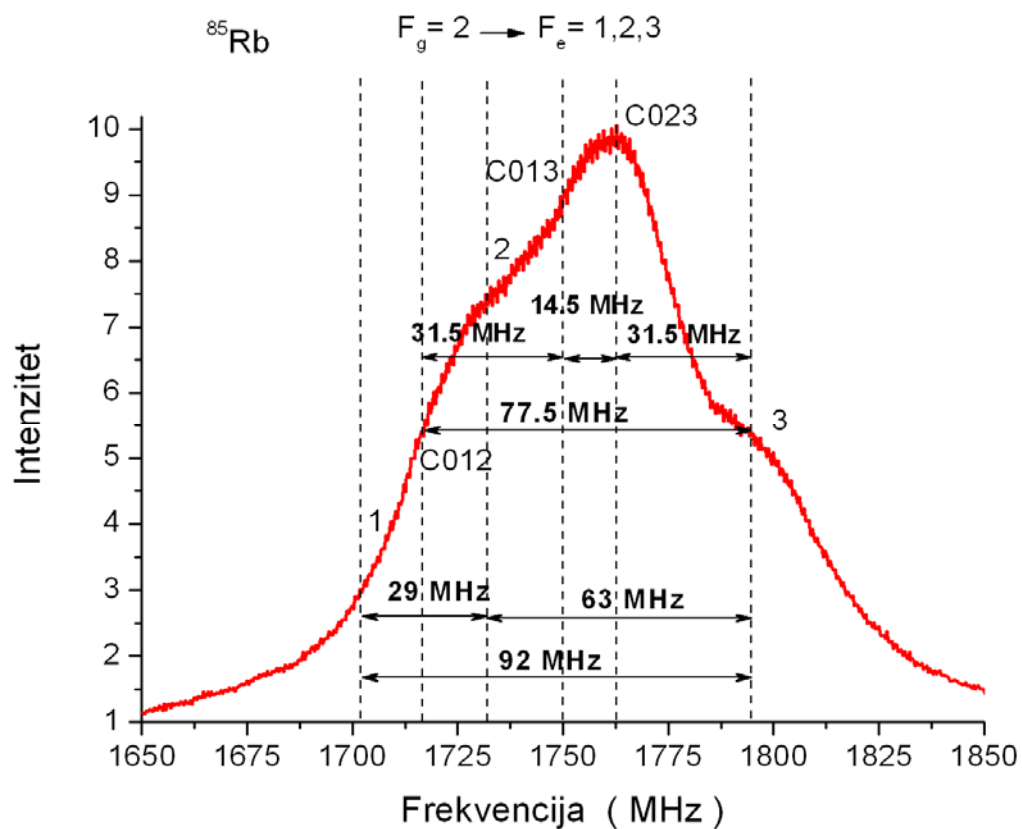
Na gornjoj slici mogu se vidjeti očekivani hiperfinski prijelazi, koji odgovaraju prijelazu atoma rubidija 87 iz osnovnog stanja, karakteriziranog kvantnim brojem $F_g = 2$ u tri dozvoljena, pobuđena stanja: $F_e = 1, 2$ i 3 . Međutim, između tih prijelaza, pojavljuju se druge rezonancije, koje su na grafu označene slovima CO, a nazivaju se „cross-over“ signali. Oni nastaju jedino u slučaju preklapanja dva prijelaza sa zajedničkim donjim ili gornjim nivoima, unutar njihove Dopplerove širine linije. U ovom slučaju, radi se o zajedničkom donjem nivou i

dva različita pobuđena nivoa. „Cross-over“ signali se mogu opaziti kad je laser podešen na frekvenciju, koja se po svojoj vrijednosti nalazi točno u sredini između dva promatrana prijelaza, pa određeni atomi koji imaju brzinu različitu od nule mogu u isto vrijeme biti u rezonanciji i s pumpnom i s probnom laserskom zrakom. Znači, dvije su laserske zrake jednake frekvencije u rezonanciji sa različitim prijelazima. Na taj se način osim saturacijskih signala na rezonantnim frekvencijama ω_1 i ω_2 , dobiva se još jedan dodatni signal na frekvenciji, koja odgovara aritmetičkoj sredini pojedinih prijelaza, odnosno, $\omega_{CO} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$. „Cross-over“ signali su često većeg intenziteta od normalnih prijelaza [12].

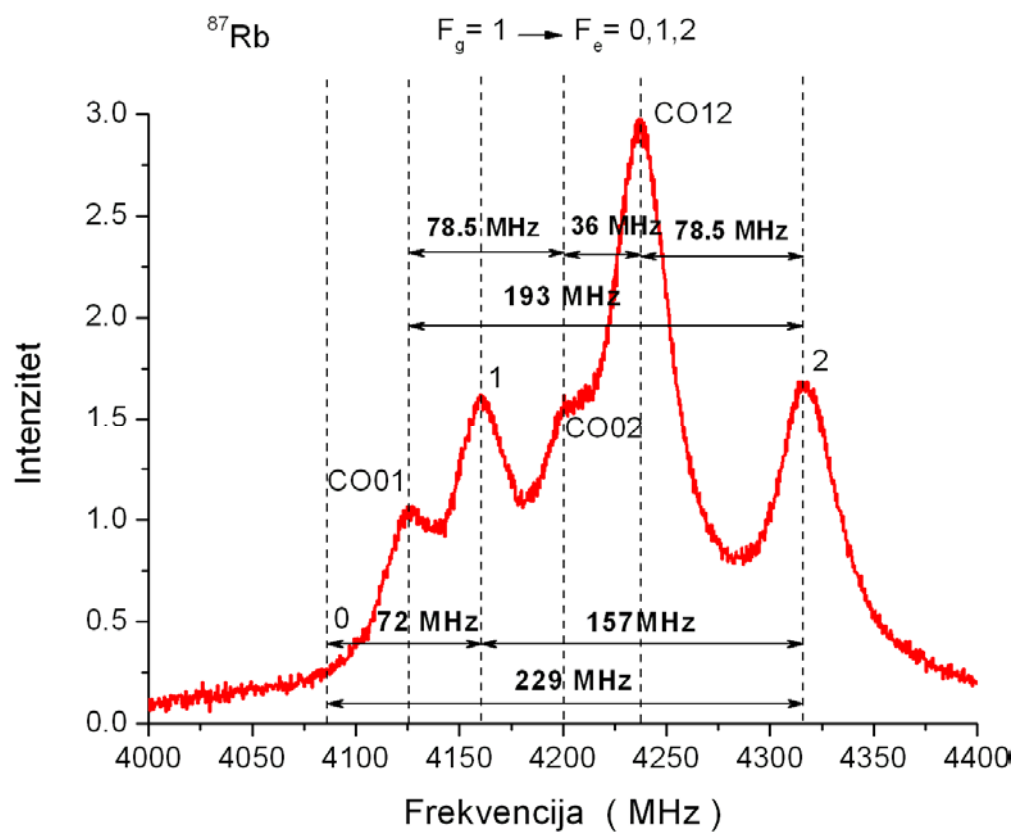
Analogno, analizirane su i druge apsorpcijske linije u spektru (na Slici 2.9.) te prikazane na slijedećim grafovima:



Slika 2.11. Izmjereni hiperfina prijelazi ^{85}Rb ($F_g = 3 \rightarrow F_e = 2,3,4$)



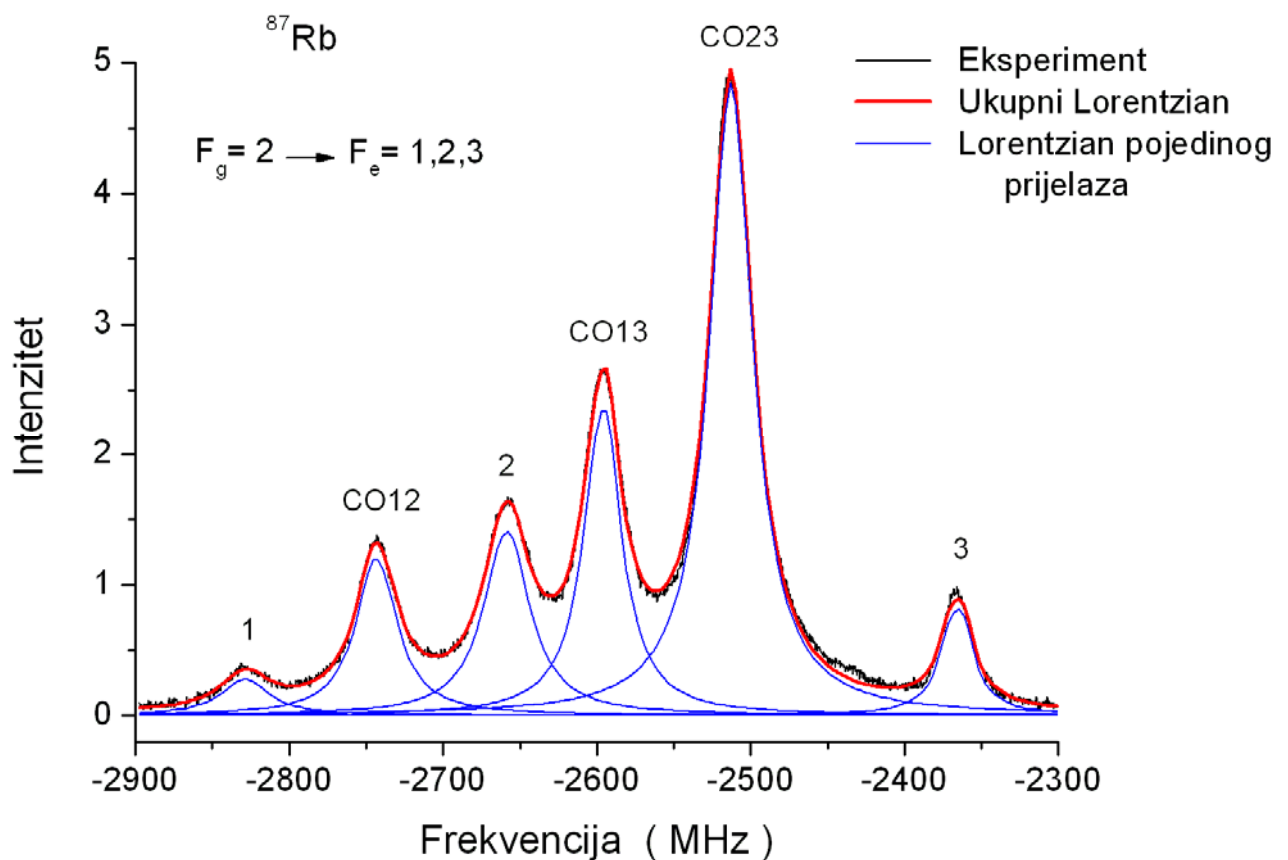
Slika 2.12. Izmjereni hiperfina prijelazi ^{85}Rb ($F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$)



Slika 2.13. Izmjereni hiperfina prijelazi ^{87}Rb ($F_g = 1 \rightarrow F_e = 0, 1, 2$)

Hiperfini prijelazi $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1,2,3$ u ^{87}Rb (Slika 2.12.) nisu se na grafu svi vizualno mogli razlučiti, te su prema vrijednosti frekvencije prijelaza smješteni na odgovarajuća mjesta.

Na slijedećem grafu je prikazan saturacijski profil linija hiperfinog prijelaza ^{87}Rb ($F_g = 2 \rightarrow F_e = 1,2,3$). Budući da je korištenom „lock-in“ tehnikom (upotreba fazno-osjetljivog pojačala) iz Dopplerovog profila linija moguće izdvojiti saturacijske vrhove, njihov oblik se može aproksimirati Lorentzovim profilom prema izrazu (1.3).



Slika 2.14. Aproximacija izmjerenih hiperfinih prijelaza ^{87}Rb ($F_g = 2 \rightarrow F_e = 1,2,3$) Lorentzovim modelom

Slika 2.14. prikazuje aproksimaciju izmjerenih hiperfinih prijelaza ($F_g = 2 \rightarrow F_e = 1,2,3$) rubidija 87 Lorentzovim profilom. Primjetno je dobro slaganje sa Lorentzovim modelom, kao što je i bilo očekivano, budući da ova "lock-in" tehnika eliminira Dopplerovo

širenje linija, te je dominantniji utjecaj prirodnog širenja linija te širenja koje dolazi od snage lasera, čiji se efekti opisuju Lorentzovim profilom linija.

2.5. Utjecaj magnetskog polja na hiperfinu strukturu atomskih linija

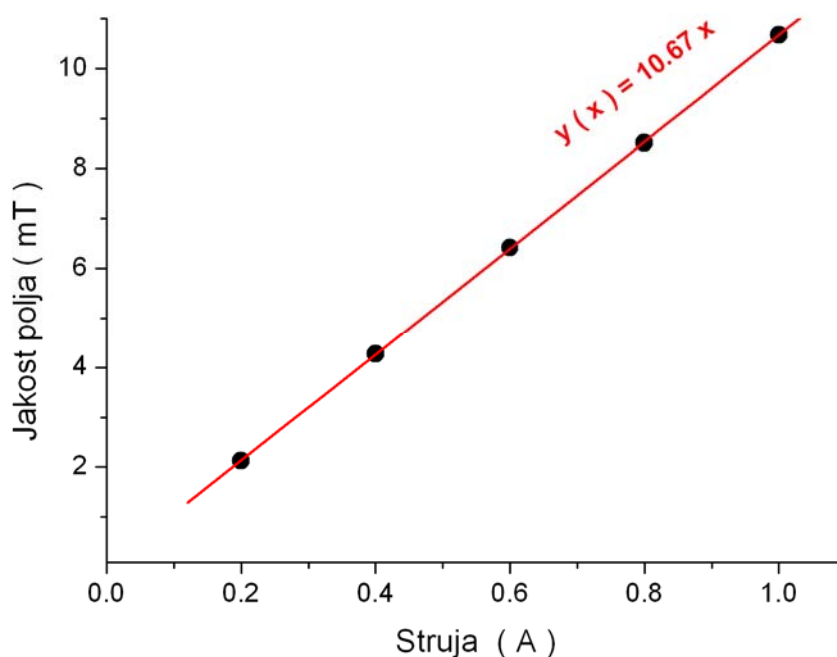
Utjecaj magnetskog polja promatran je na rubidijevim atomima, koji su smješteni u ćeliji opisanoj u poglavlju 2.2. (Apsorpcijska spektroskopija). Oko nje su smještene Helmholtzove zavojnice, poprečnog promjera 133 mm, duljine 129.3 mm, električnog otpora $86\ \Omega$, prikazane na Slici 2.15.



Slika 2.15. Helmholtzove zavojnice

Sistem Helmholtzovih zavojnica sastoji se od dviju identičnih zavojnica [13], spojenih u seriju te ima specifičnu geometriju. Ukoliko se kroz zavojnice pusti istosmjerna struja, stvara se uniformno magnetsko polje, konstantno u vremenu. Jačina generiranog magnetskog polja proporcionalna je broju namotaja žice u zavojnicama, primjenjenoj struji, veličini zavojnica te razmaku između njih. Helmholtzove zavojnice imaju široku primjenu – od poništavanja magnetskog polja Zemlje, generiranja magnetskog polja u svrhu određivanja učinkovitosti magnetskog štita, određivanja susceptibilnosti elektroničke opreme, do kalibracijskih mjerenja i magnetometrije, te u mnogo bio-magnetskih studija.

Struja se generira iz strujno-naponskog izvora "Kepco", koji ima mogućnost produciranja maksimalne struje od 7 A, ali se u eksperimentu pazilo da struja ne prijeđe vrijednost od 1.5 A zbog mogućeg prevelikog zagrijavanja rubidijeve pare. Utvrđeno je da struja iznosa 1 A inducira polje u vrijednosti 10.67 mT, što se može očitati sa donjeg grafa (Slika 2.16.), na kojem je prikazana karakteristika opisanih zavojnica, odnosno, vrijednost jakosti polja u zavojnicama na pojedinoj struji, preuzeta iz Ref [14].

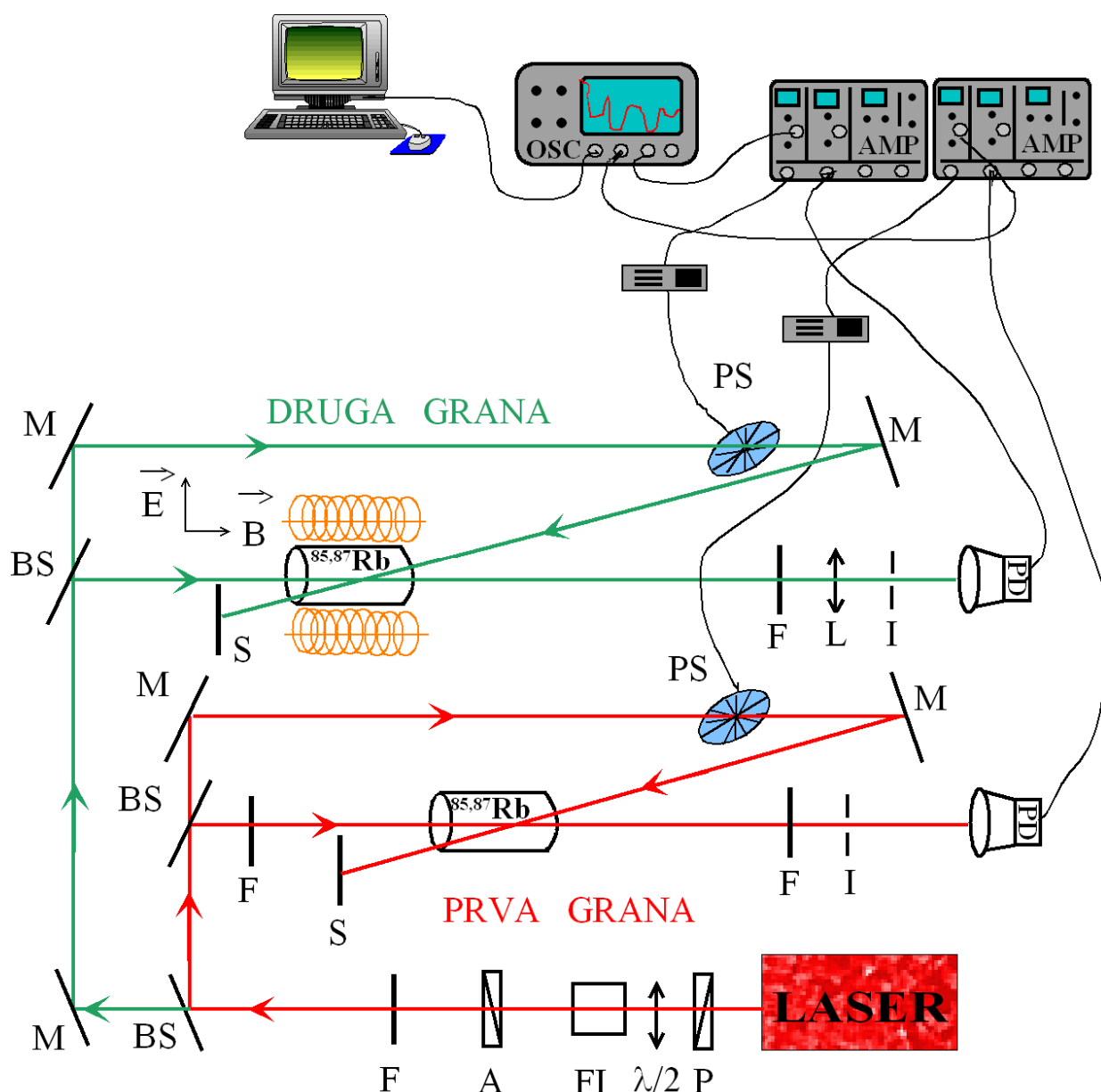


Slika 2.16. Karakteristika zavojnica

Rubidijeva ćelija smještena je u centar Helmholtzovih zavojnica (Slika 2.15.) jer je na tom području polje uniformno. Zavojnice su prvo obložene termo trakom, koja omogućava dobar prijenos topline, a zatim je oko njih namotana šuplja bakrena cijev koja je spojena na dovod vode (i dodatno učvršćena izolir trakom) u svrhu hlađenja zavojnica jer se podizanjem vrijednosti struje u zavojnicama, površina zavojnica grije te se povećava i temperatura rubidijeve pare, čija je vrijednost praćena termočlankom. Ustanovljen je porast temperature u rubidijevoj pari od 2-3 °C uslijed topline razvijene na zavojnicama, za vrijeme trajanja mjerenja od 10 minuta, gdje se struja kontinuirano povećavala od 0 - 1 A.

Eksperiment je zamišljen tako da se na prvotni postav (Slika 2.8.) nadoveže dodatna grana s rubidijevom ćelijom u magnetskim zavojnicama. Važno je napomenuti da je izvedba

ovog postava trajala danima jer je cilj bio postići jednaki signal na obje grane zbog bolje usporedbe. Najviše truda utrošeno je na dobivanje saturacijskog profila linija, koji zahtjeva jako dobro preklapanje probne i pumpne laserske zrake unutar rubidijeve kivete. U ovom slučaju sama dimenzija magnetskih zavojnica onemogućavala je fino namještanje željenog preklapanja. Iz tog je razloga razlučivanje pojedinih vrhova u profilu linija ipak bolje u prvom slučaju, gdje nema magnetskih zavojnica, koje geometrijski otežavaju dobivanje finijeg preklapanja. Shema je ostvarena na slijedeći način;



Slika 2.17. Eksperimentalni postav za mjerenje saturacijskog profila linija atoma rubidija sa utjecajem magnetskog polja

Lasersko zračenje prvo prolazi kroz sustav polarizatora (označeno slovom **P** na slici) i analizatora (označeno slovom **A**), u svrhu uklanjanja eliptične komponente laserskog snopa koja je prisutna u izlaznom zračenju iz lasera, tako da se dobije čisto linearna zraka, što se dodatno provjeri analizatorom. Polarizacijska pločica $\lambda/2$ (označeno s $\lambda/2$ na slici) namještena pod kutem od 22.5° zakreće ravninu linearno polarizirane zrake za 45° , koja zatim prolazi kroz Faradayev izolator, koji služi da bi spriječio povratak laserske zrake nazad u laser. Sastoji se od polarizatora koji propušta upadnu svjetlost te od rotatora, koji zakreće njenu ravninu polarizacije za 45° , dok povratna zraka nakon prolaska kroz rotator biva zakrenuta također za 45° ali u suprotnom smjeru, tako da nema istu polarizaciju kao i upadna zraka i polarizator je ne propušta [15].

Sa Slike 2.17. se može primjetiti da je put zrake koja dolazi iz lasera podijeljen u dva dijela. Put prve laserske zrake, koja prolazi kroz rubidijevu kivetu bez utjecaja magnetskog polja nazivat će se prva grana (na slici označena crvenim linijama), dok se put druge laserske zrake koja prolazi kroz rubidijevu kivetu obavijenu zavojnicama, naziva druga grana (na slici označena zelenim linijama). Za svaku granu te njenu pripadajuću pumpnu i probnu zraku izmjerena je snaga, a dobivene vrijednosti prikazane su u tablici:

GRANA	LASERSKA ZRAKA	SNAGA (mW)
0	Prije grananja	2.45
1	Probna	0.22
1	Pumpna	1.02
2	Probna	0.11
2	Pumpna	0.3

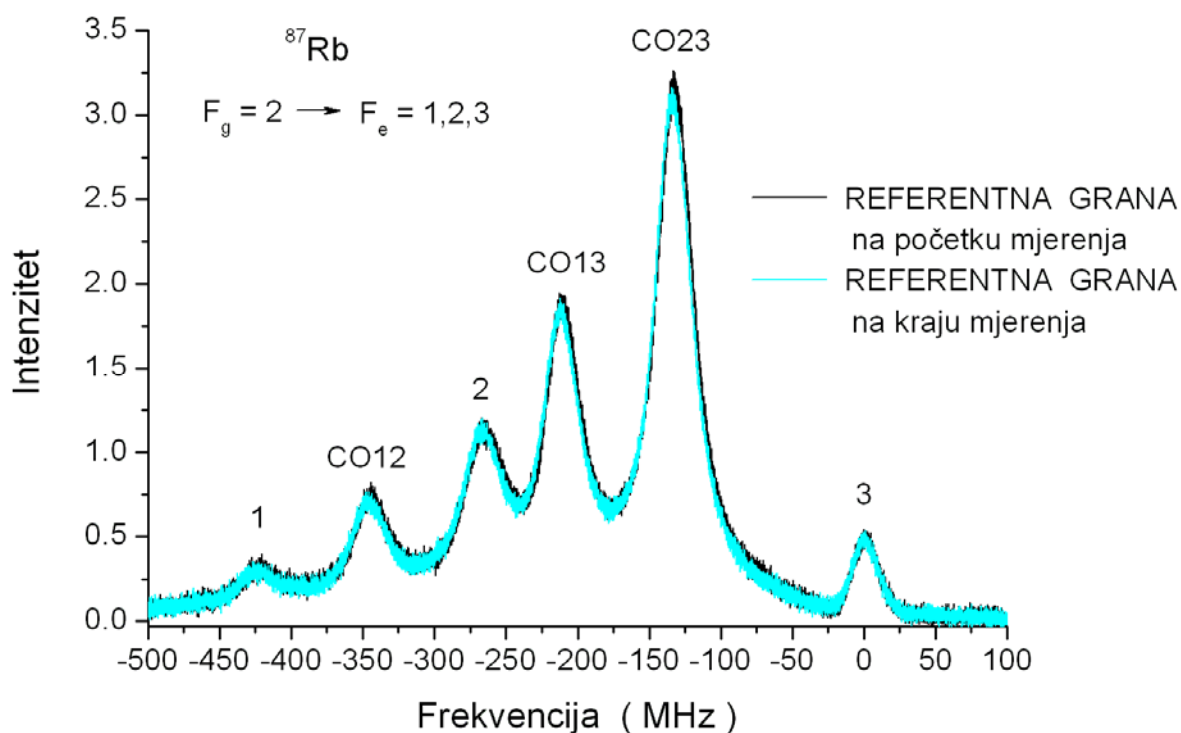
Tablica 2.2. Izmjerene snage pojedinih laserskih zraka

Izmjerene vrijednosti pokazuju odnos snaga pojedinih grana, odnosno, zraka. Prva grana ima veću snagu, stoga je na njen put stavljen filter zbog smanjivanja intenziteta laserske zrake, s ciljem izbjegavanja saturacije energijskih nivoa atoma rubidija.

Iz tablice se može primjetiti kako je snaga pumpne zrake u obje grane puno veća od snage probne zrake. Upravo je time omogućeno efikasno ostvarivanje saturacijske tehnike, korištene u svim prethodnim mjerenjima saturacijske spektroskopije te opisane u poglavlju 2.3.

Postav je razdijeljen u dva dijela u svrhu usporedbe rezultata dobivenih od prve grane, koja će biti referentna grana za frekvencijsku skalu, sa onima dobivenim od druge grane, koja prolazi kroz magnetsko polje.

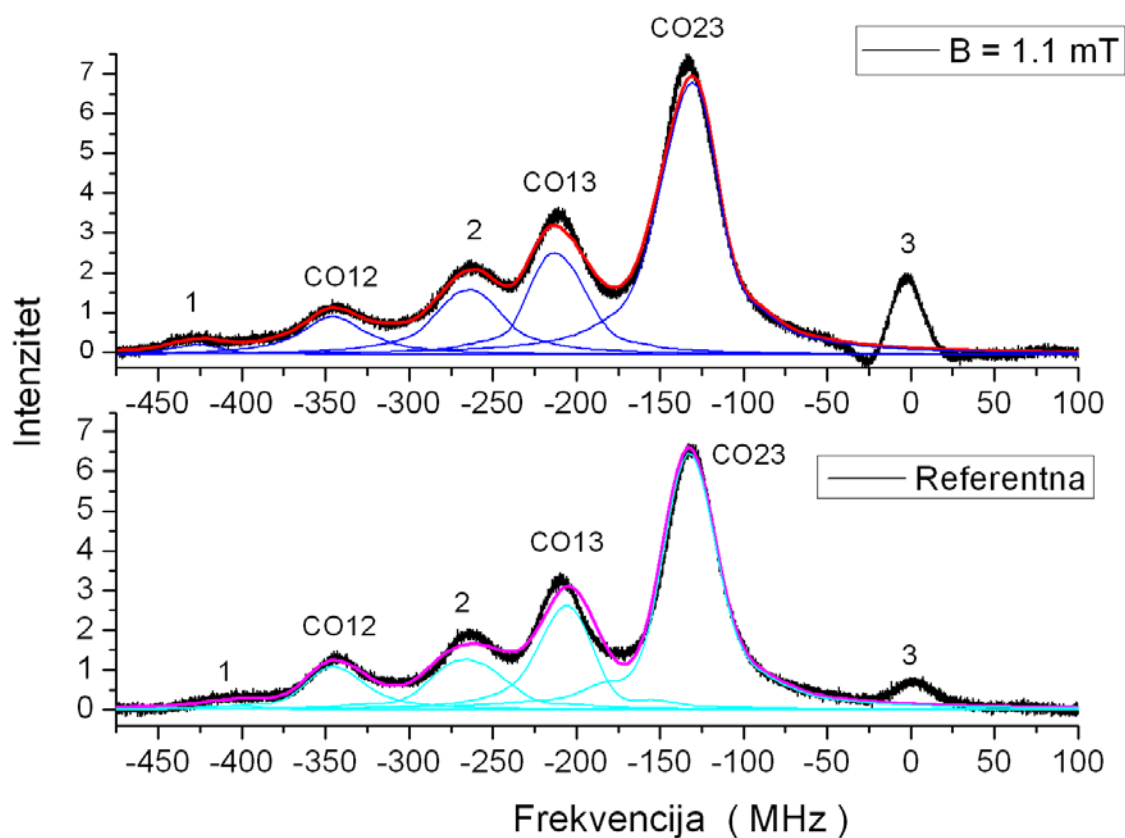
Na slijedećoj slici (Slika 2.18.) prikazani su izmjereni oblici atomskih linija izotopa ^{87}Rb ($F_g = 2 \rightarrow F_e = 1,2,3$) za promatranu referentnu granu na početku i na kraju izvedenog eksperimenta.



Slika 2.18. Izmjereni profil linije izotopa ^{87}Rb na početku i na kraju eksperimenta

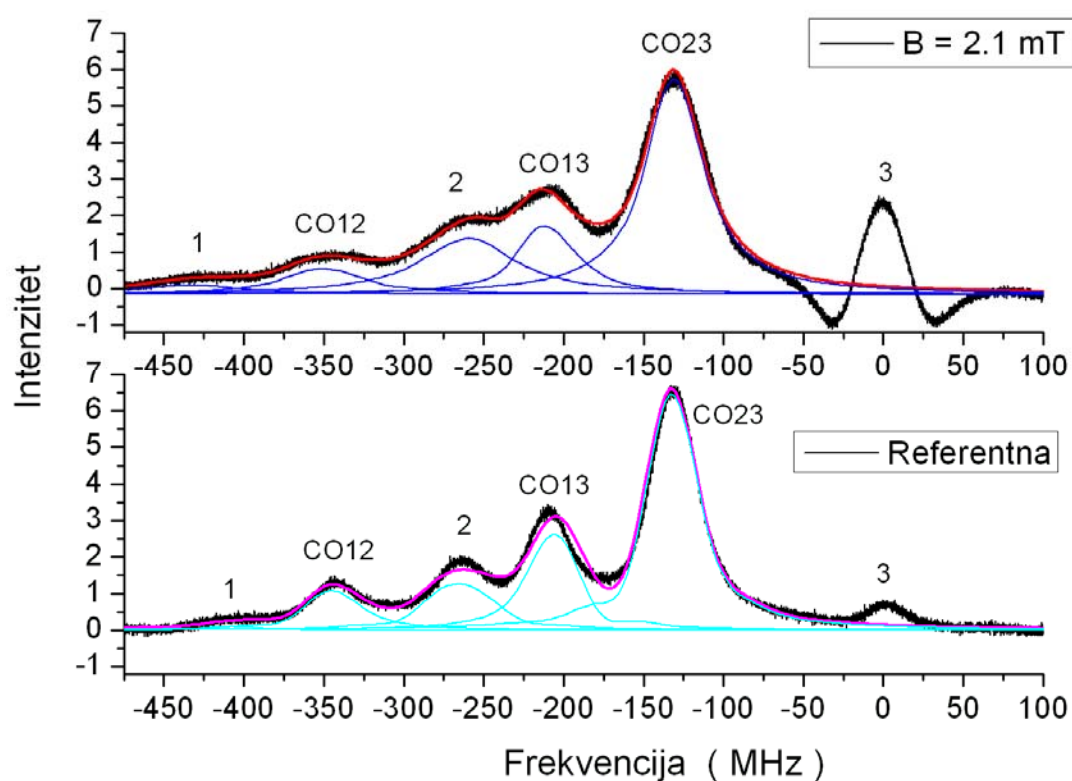
Prolazak laserske svjetlosti kroz referentne grane na početku (crna linija) i na kraju mjerenja (plava linija) pokazuje potpuno slaganje, što ukazuje na stabilnost eksperimenta.

Istraživanje utjecaja magnetskog polja na oblik linija vršilo se mijenjanjem struje kroz Helmholtzove zavojnice. Struja se kontinuirano povećavala u koracima od 0.1 A, što odgovara promjeni polja od 1.067 mT. Na manjim strujama utjecaj polja nije toliko zamjetan i oblici hiperfinskih prijelaza rubidija slijede i dalje Lorentzov profil, kao što je prikazano na slijedećim grafovima (Slike 2.19., 2.20., 2.21.). Na svakoj slici bit će prikazana dva grafa – gornji, na kojem je vidljiv utjecaj polja i donji, koji služi kao referentna skala za određivanje vrijednosti frekvencije. U skladu s povećanjem struje, odnosno, polja, mijenjaju se i oblici linija, a promatrana promjena najjasnije se vidi iz usporedbe s referentnom granom, odnosno, granom koja nije pod utjecajem magnetskog polja.



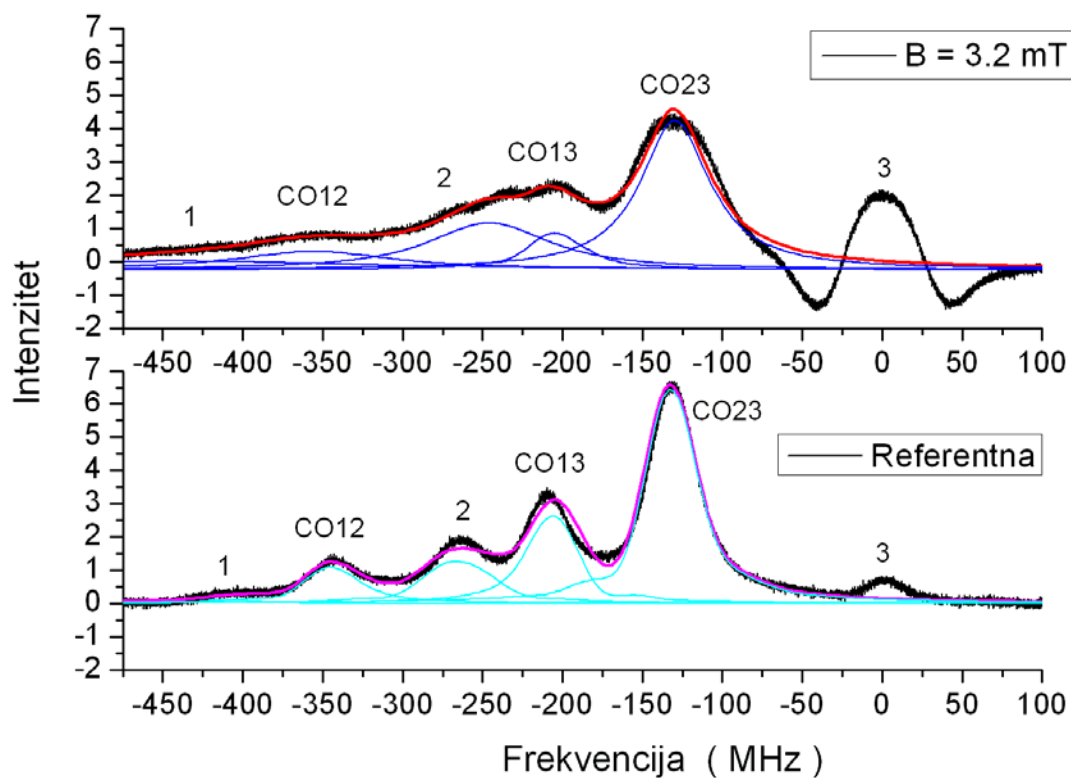
Slika 2.19. Izmjereni profil linije izotopa ^{87}Rb prijelaza

$F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$ za narinutu struju od 0.1 A



Slika 2.20. Izmjereni profil linije izotopa ^{87}Rb prijelaza

$F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$ za narinutu struju od 0.2 A

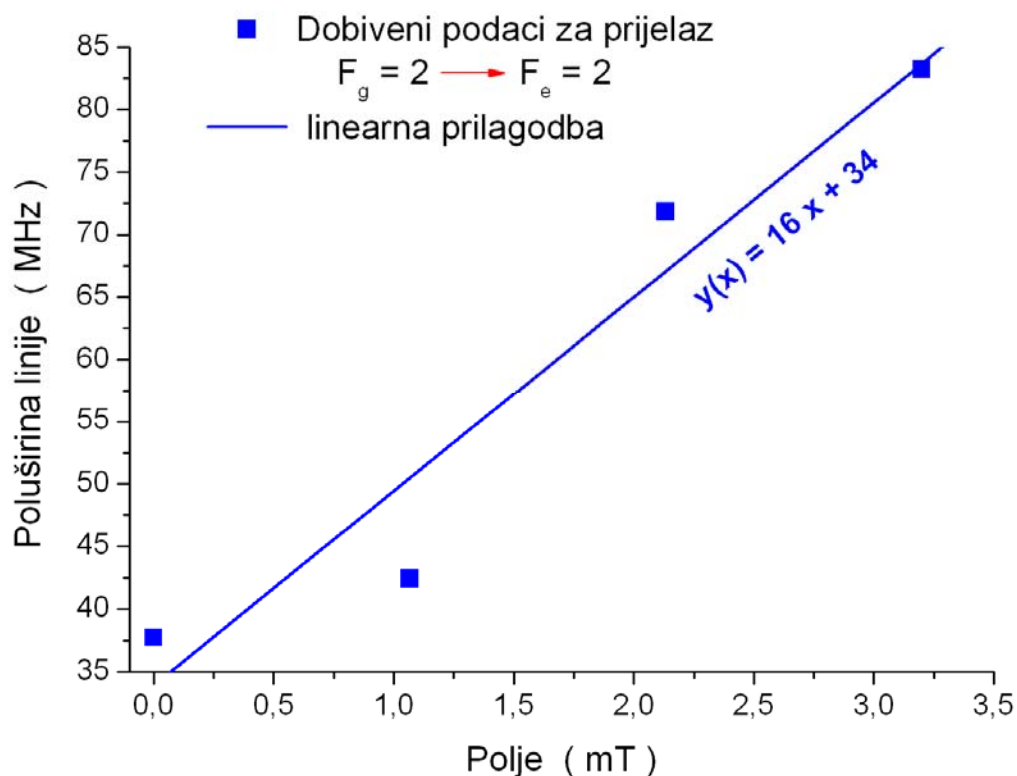


Slika 2.21. Izmjereni profil linije izotopa ^{87}Rb prijelaza

$F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$ za narinutu struju od 0.3 A

Na gornjim grafovima nalazi se prikaz promjene profila linija sa povećanjem polja od 1.1 – 3.2 mT. Za 3 navedena slučaja napravljena je prilagodba na Lorentzovu krivulju, koja je prikazana crvenom, odnosno, rožom bojom, dok je Lorentzov profil za svaki pojedini hiperfinski prijelaz označen plavom (svijetlom ili tamnom) bojom. Dobiveni podaci pokazuju da već za narinuto polje od 3.2 mT, oblik atomske linije više ne slijedi Lorentzov profil. Potrebno je napomenuti i da je posljednji prijelaz na grafovima, odnosno prijelaz sa hiperfinskih nivoa $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$ izostavljen u prilagodbi na Lorentzian zato što taj prijelaz podilazi većim promjenama intenziteta, prvo malo naraste, a zatim sve više „propada“, odnosno, prelazi u negativni dio y-osi, pa ga nije moguće aproksimirati Lorentzovim profilom.

Iz prilagodbe oblika hiperfinskih prijelaza atoma ^{87}Rb na Lorentzov oblik linije, dobiveni su parametri poluširine atomske linije te centralnog položaja linije. Budući da su na hiperfinom prijelazu ^{87}Rb , $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$ uočene najveće promjene, grafički i tablično su prikazani dobiveni rezultati ovisnosti poluširine promatranog prijelaza o propuštenoj struji kroz zavojnice, odnosno, polju (prema karakteristikama zavojnica, danim na Slici 2.16.).



Slika 2.22. Izmjerena poluširina linije prijelaza

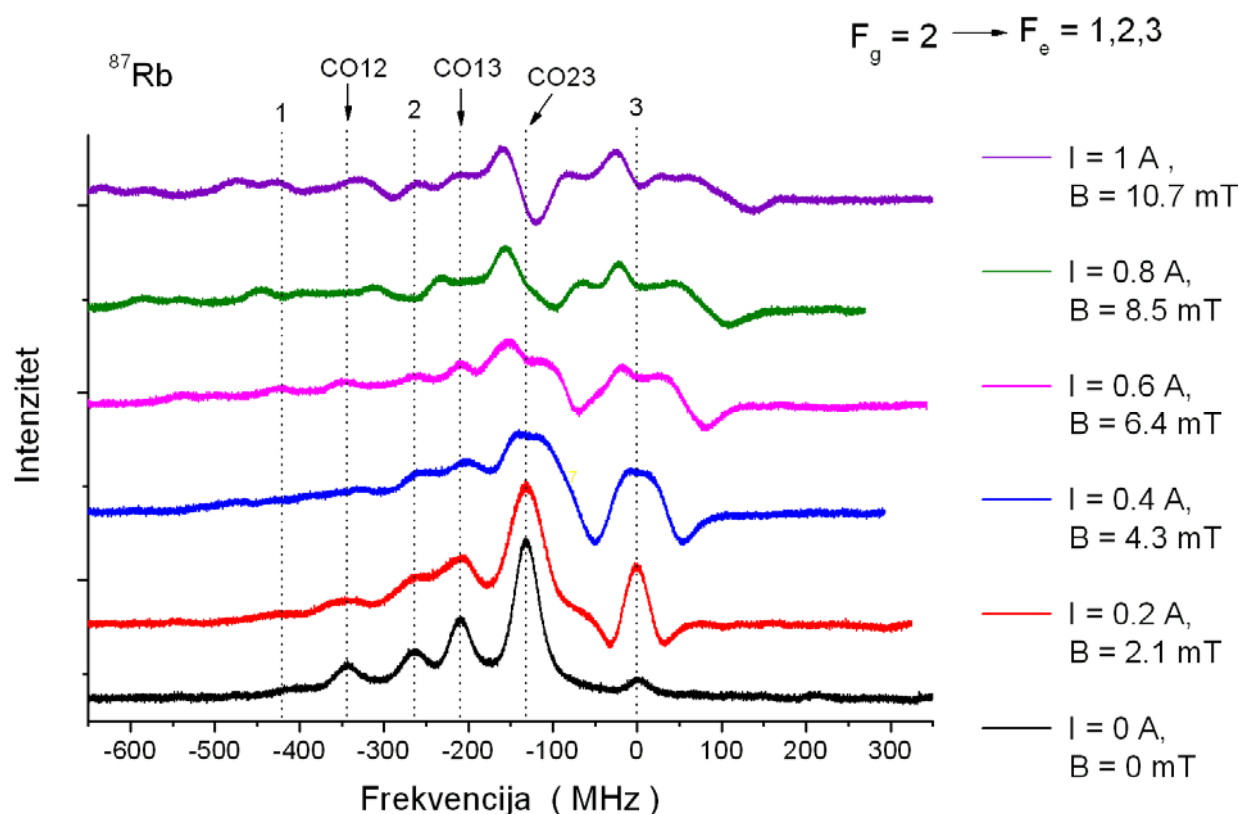
$F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$ u ovisnosti o jakosti polja

STRUJA (A)	POLJE (mT)	POLUŠIRINA LINIJE (MHz) za prijelaz $F_g=2 \rightarrow F_e=2$
0	0	37.7
0.105	1.1	42.4
0.202	2.2	71.9
0.304	3.2	83.2

Tablica 2.3. Izmjerena poluširina linije promatranog prijelaza u ovisnosti o propuštenoj struji kroz zavojnice, odnosno, polju

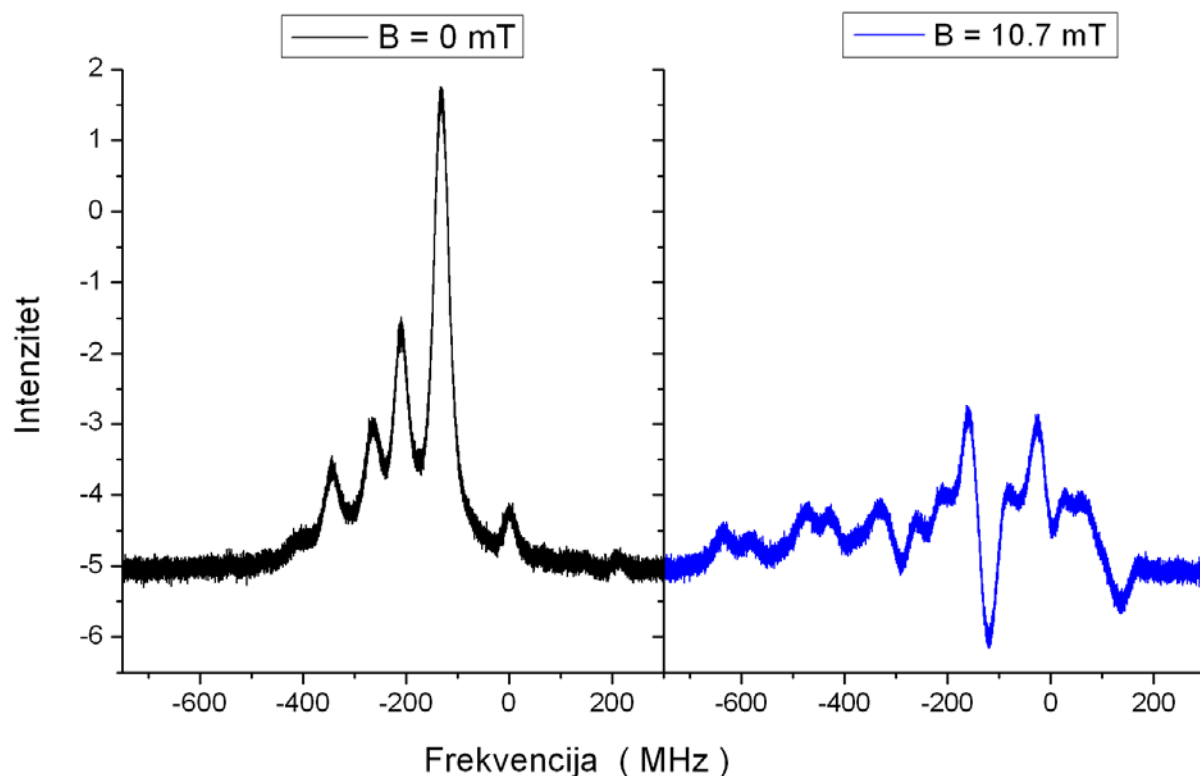
Ovisnost poluširine linija o primjenjenom polju može se aproksimirati linearnim pravcem, čiji koeficijent smjera iznosi $a = 16 \text{ MHz/mT}$, a odsječak na osi y, $b = 34 \text{ MHz}$, kao što je prikazano na Slici 2.22. Sukladno očekivanjima, atomske linije se šire pod utjecajem magnetskog polja, što se može uočiti na promatranom prijelazu, čija se širina promjeni za $\sim 50 \text{ MHz}$ pod utjecajem polja od 3.2 mT . Također treba naglasiti da koeficijent b koji pokazuje širinu linije bez narinutog polja odgovara teorijskoj vrijednosti prirodne širine linije [6].

Maksimalna struja, koja je propuštena kroz magnetske zavojnice iznosi 1 A . Promjena oblika atomskih linija uslijed narinute struje u koracima od 0.2 A , odnosno, pripadajuće vrijednosti polja prikazana je na slijedećem grafu:



Slika 2.23. Promjena profila atomske linije uslijed narinute struje

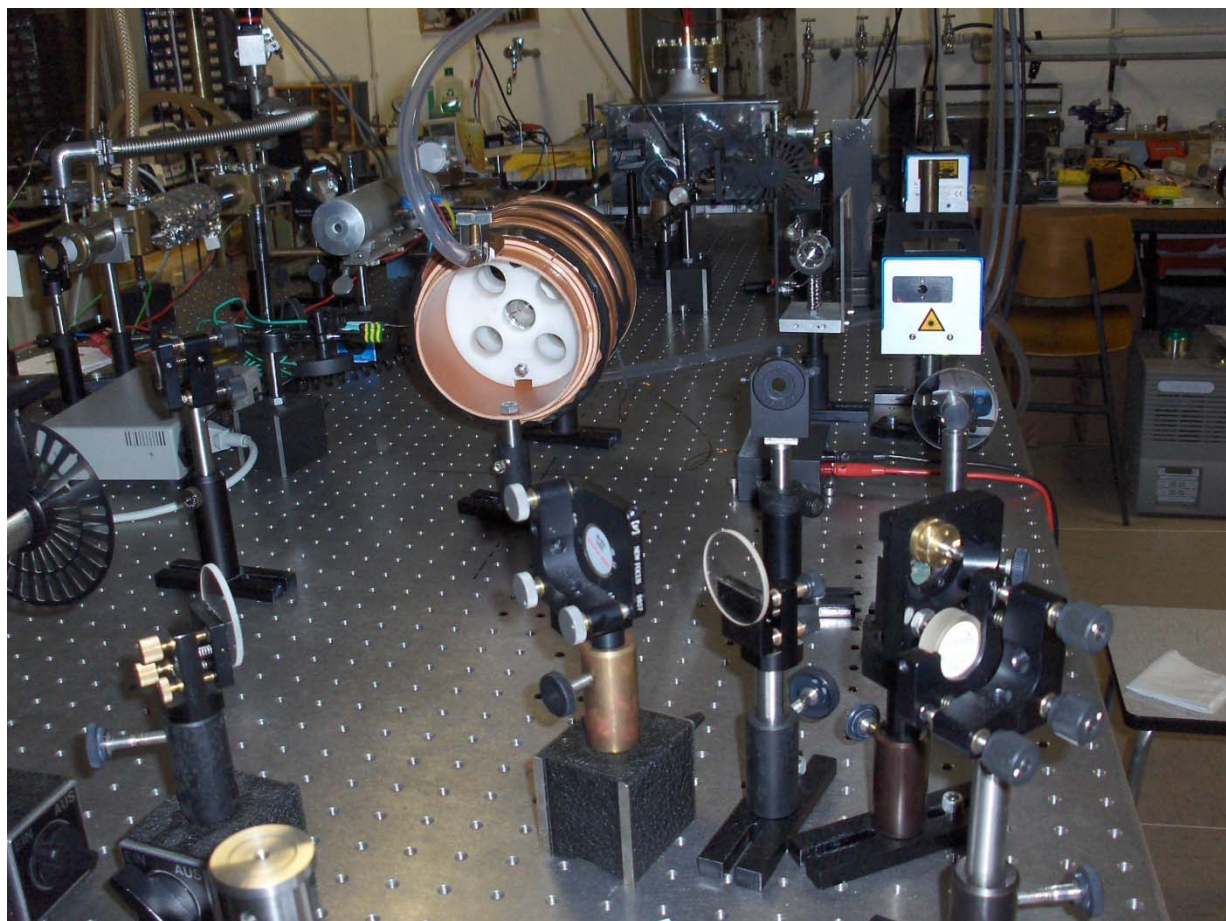
Slika 2.23. pokazuje usporedbu promjene profila linije sa povećanjem propuštene struje kroz zavojnice. Kao što je i ranije pokazano, promjena se očituje u pomaku centralnog položaja linije te u povećanju poluširine linija. Već pri malim poljima, centralni položaj linije pokazuje pomak od svog prvobitnog položaja. Intenziteti pojedinih prijelaza također podilaze promjenama. Radi jasnije usporedbe i boljeg efekta na slijedećem grafu (Slika 2.24.) prikazana je vrijednost intenziteta bez primjenjenog polja te uz maksimalno primjenjeno polje od 10.7 mT.



*Slika 2.24. Promjena intenziteta atomske linije
uzrokovana primjenom polja od 10.7 mT*

Na slici se uočava znatno smanjenje intenziteta svakog od pojedinih šest hiperfinskih prijelaza. Pod utjecajem polja od 10.7 mT promatrani prijelazi su manjeg intenziteta, a veće poluširine. Oblik atomske linije se toliko deformirao od svog prvobitnog oblika da je nemoguće prepoznati položaj pojedinih šest vrhova, odnosno, izvrijedniti njihove intenzitete i poluširinu. Razlog leži u tome da se sada ne radi o šest prijelaza, nego sukladno Slici 1.4. dolazi do uklanjanja degeneracije i uz uvjet $\Delta m_F = 0$ (uz linearnu polarizaciju lasera) [16] dobiva se 13 hiperfinskih prijelaza.

Navedene promjene su pokazatelj efekta koje ima magnetsko polje na hiperfinu strukturu atomskih linija.



Slika 2.25. Laboratorijski postav za mjerenje utjecaja magnetskog polja na hiperfinu strukturu atomskih linija

III. Dvofotonska pobuda rubidijevih atoma frekventnim češljem

U prvom dijelu diplomskog rada opisana je hiperfina struktura prirodnih izotopa rubidija 85 i 87, te utjecaj magnetskog polja na nju. U drugom dijelu, eksperimentom je to i pokazano. Treći dio ovog rada, završni i najvažniji bavi se istraživanjem efekata koji nastaju uslijed pobuđivanja rubidijevih atoma pomoću femtosekundnog lasera. Cilj je opažanje fluorescencije nastale dvofotonskom pobudom rubidijevih atoma uslijed koherentne interakcije s femtosekundnim frekventnim češljem. U svrhu boljeg razumijevanja eksperimenta potrebno je najprije objasniti određene pojmove vezane uz stvaranje i karakterizaciju ultrakratkih pulseva.

3.1. Femtosekundni laserski pulsevi

Otkriće ultrakratkih pulseva dovelo je do intenzivnog proučavanja propagacije elektromagnetskih pulseva u medijima i njihove interakcije s medijem. Posebna pažnja se usmjerila na proučavanje femtosekundnih laserskih sustava, koji su u mogućnosti proizvesti pulseve vrlo kratkog trajanja od svega nekoliko do par stotina femtosekundi ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) i usmjerenih energija, čime se dobiju laserski pulsevi vrlo visoke snage. Zbog velikih snaga pulseva, nelinearni odziv medija igra glavnu ulogu u propagaciji takvih signala.

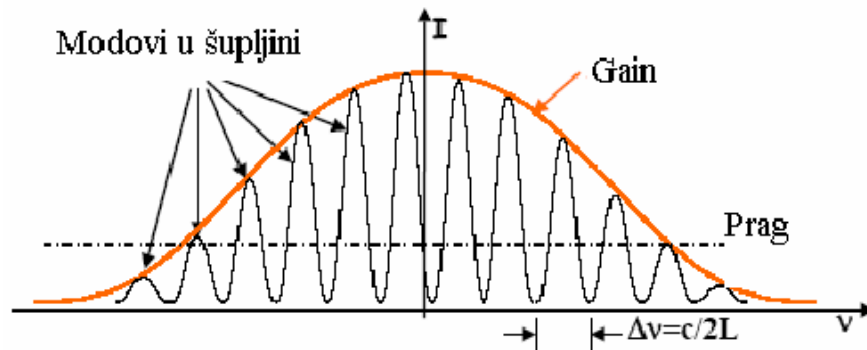
U rezonatorskoj šupljini lasera mogu obitavati longitudinalni modovi. Longitudinalni modovi označavaju oscilacije električnog polja unutar rezonantne šupljine laserskog oscilatora, koje zadovoljavaju uvjet stojnog vala:

$$k \cdot \lambda = 2 \cdot L \quad , \quad \text{odnosno,} \quad (3.1.)$$

$$\omega = 2\pi \frac{c \cdot k}{2 \cdot L} \quad , \quad (3.2.)$$

gdje je λ označena valna duljina, L duljina rezonantne šupljine, a k označava k -ti mod ($k \in \mathbb{Z}$), a c je brzina svjetlosti. Razmak između susjednih modova titranja $\Delta \nu$ je $c/2L$ i ta razlika je postojana za sve modove prisutne u laserskom rezonatoru.

Širina emisijskog spektra laserskog medija ograničava broj modova koji sudjeluju u stvaranju pulsa. Na Slici 3.1. vidi se da opstaju samo neki modovi ispod emisijske anvelope.



Slika 3.1. Amplituda i frekvencija longitudinalnih modova u laserskom rezonatoru

Femtosekundni puls je karakteriziran mjerljivim veličinama, koje su direktno povezane s električnim poljem. Iako su mjerljive veličine realne, radi jasnijeg matematičkog prikaza općenito je mnogo pogodnije koristiti kompleksnu reprezentaciju, pa će to biti učinjeno i ovdje.

Kompleksni spektar jakosti električnog polja $\tilde{E}(\omega)$ definira se preko kompleksnog Fourierovog transformata $\mathcal{F}$ od realne jakosti polja $E(t)$, [17]:

$$\tilde{E}(\omega) = \mathcal{F}\{E(t)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) e^{-i\omega t} dt = |\tilde{E}(t)| e^{i\Phi(\omega)}, \quad (3.3.)$$

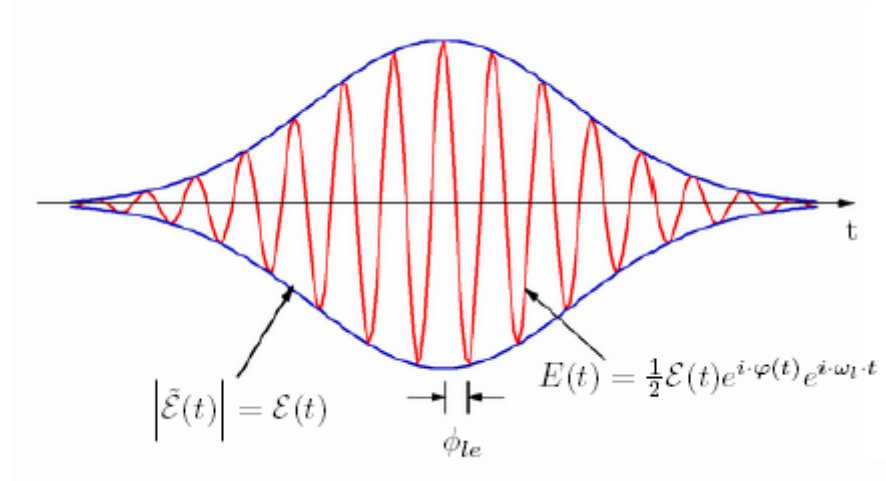
gdje je s $|\tilde{E}(t)|$ označena spektralna amplituda, a s $\varphi(\omega)$ spektralna faza. Primjenom inverznog Fourierovog transformata $\mathcal{F}^{-1}$ na $\tilde{E}(\omega)$ dobiva se izraz za električno polje u vremenskoj domeni:

$$E(t) = \mathcal{F}^{-1}\{\tilde{E}(\omega)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (3.4.)$$

Vremenski-ovisno električno polje $E(t)$ može se izraziti i kao:

$$\tilde{E}^+(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}^+(\omega) e^{i\omega t} d\omega , \quad (3.5.)$$

budući da se $\tilde{E}^+(t)$ smatra odgovarajućim kompleksno analitičkim analogonom od realne funkcije $E(t)$. Na Slici 3.2. nalazi se prikaz matematičkog opisa femtosekundnog pulsa.



Slika 3.2. Matematički opis femtosekundnog pulsa

Sa gornje slike se vidi da je za opis kratkog pulsa potrebno uvesti veličinu $\varepsilon(t)$, koja predstavlja anvelopu polja kao sporo promjenljivu funkciju. Iz tog razloga polje se prikazuje umnoškom člana koji označava anvelopu polja $\varepsilon(t)$ (sporo oscilirajući član) i faznog člana $\Phi(t) = \varphi(t) + \omega_l \cdot t$ (brzo oscilirajući član):

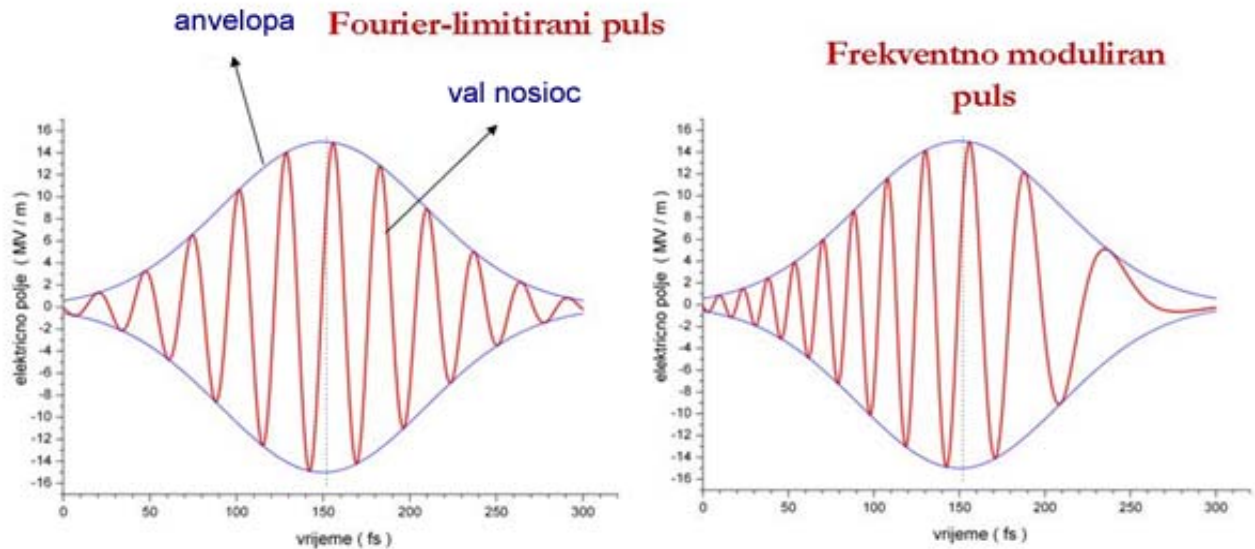
$$\tilde{E}^+(t) = \frac{1}{2} \varepsilon(t) e^{i\Phi(t)} = \frac{1}{2} \varepsilon(t) e^{i\varphi(t)} e^{i\omega_l t} , \quad (3.6.)$$

gdje je $\varphi(t)$ vremenski-ovisna faza, a ω_l je frekvencija vala nosioca.

Ako se anvelopa polja $\varepsilon(t)$ prikaže u kompleksnom obliku, tada će ona obuhvatiti dio brzo oscilirajućeg člana, koji sadrži promjenu faze, odnosno, $e^{i\varphi(t)}$, pa će kompleksnom anvelopom $\tilde{\varepsilon}(t)$ biti opisane sve karakteristike promjene pulsa:

$$\tilde{E}^+(t) = \frac{1}{2} \tilde{\varepsilon}(t) e^{i\omega_l t} . \quad (3.7.)$$

Ukoliko faza pulsa nije funkcija vremena, tada se radi o tzv. Fourier-limitiranom pulsu, a ako faza jest funkcija vremena dobiva se frekventno modulirani puls. Njihovu usporedbu prikazuje Slika 3.3.



Slika 3.3. Fourier-limitirani i frekventno modulirani puls

Propagaciju pulsa kroz medij definiraju dvije brzine: fazna brzina v_f (brzina prolaska vala nosioca) i grupna brzina v_g (brzina prolaska anvelope). Širenjem kroz neko disperzivno sredstvo (sredstvo čiji indeks loma $n(\omega)$ ovisi o frekvenciji vala) fazna i grupna brzina postaju različite, a određuju se iz sljedećih relacija:

$$v_f = \frac{c}{n(\omega)} \quad , \quad v_g = \frac{c}{n(\omega) + \omega \frac{dn(\omega)}{d\omega}} = \frac{c}{n_g} \quad . \quad (3.8.)$$

Kada unutar rezonatora svi longitudinalni modovi, kojih ima reda veličine 10^6 (ovisno o emisijskom spektru medija koji stvara lasersku akciju) titraju nasumično, iz lasera izlazi kvazi-kontinuirana svjetlost. Ukoliko svi modovi titraju s konstantnom faznom razlikom, onda se njihovim zbrajanjem dobiva ultrakratki puls. To se postiže tehnikom sprežanja modova („mode-locking“), a detaljniji opis navedene tehnike može se pronaći u [17].

Primjenom sinhronizacije modova, s obzirom na međusobnu razliku faze longitudinalnih modova, u nekoj fiksnoj točki unutar rezonantne šupljine oni konstruktivno

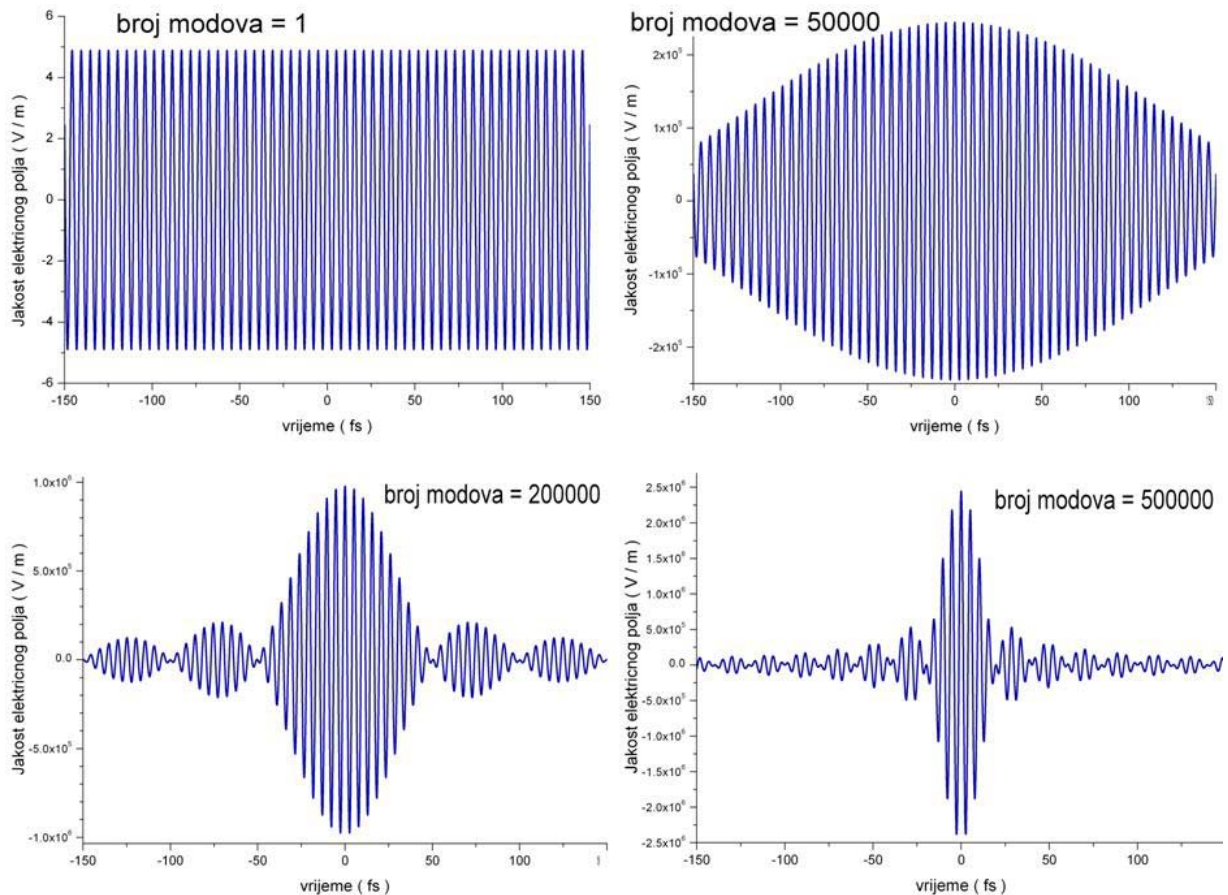
interferiraju, dok u drugoj fiksnoj točki destruktivno interferiraju. Znači, posljedica takvog rada je stvaranje pulsa koji oscilira unutar šupljine, a oblik pulsa jako ovisi o broju modova koji bivaju sinhronizirani. Električno polje jednog (k –tog) moda koji se pojavljuje u rezonatorskoj šupljini dano je relacijom:

$$E_k(t) = E_{k0} \cdot (e^{i\omega_k t} + e^{-i\omega_k t}) \quad , \quad (3.9.)$$

gdje je ω_k frekvencija moda koja zadovoljava izraz (3.2.). Tada je električno polje dobiveno zbrajanjem svih modova dano sa:

$$E(t) = \sum_k E_k(t) \quad (3.10.)$$

Na Slici 3.4. prikazan je matematički opis generiranja ultrakratkih pulseva metodom sprežanja modova.



Slika 3.4. Stvaranje pulsa u rezonantnoj šupljini s povećanjem broja modova [18]

Karakterizacija femtosekundnog pulsa vrši se mjerenjem njegovog spektralnog ili intenzitetskog profila. Spektralni profil prikazuje ovisnost intenziteta pulsa o frekvenciji, a intenzitetski profil pokazuje ovisnost intenziteta pulsa o vremenu. Spektralna poluširina $\Delta\omega$ i vremenska poluširina $\Delta\tau$ femtosekundnog pulsa povezane su preko Fourierove relacije:

$$\Delta\tau \cdot \Delta\omega \geq c_B , \quad (3.11.)$$

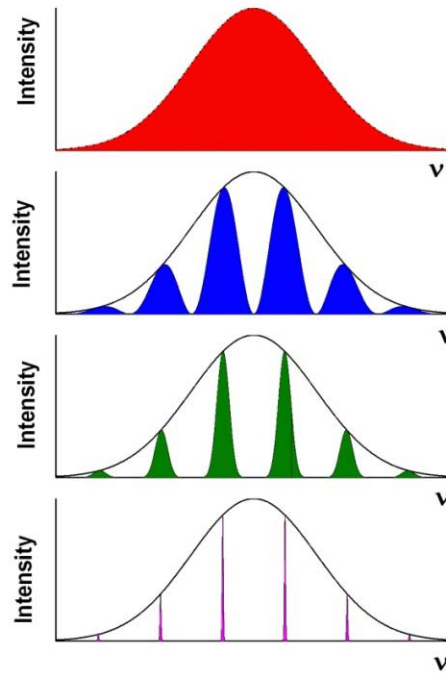
gdje je c_B eksperimentalna konstanta karakteristična za određeni oblik anvelope pulsa. Vrijednost konstante c_B za pojedini oblik pulsa dana je u Tablici 3.1. [17].

OBLIK PULSA	c_B
Gaussian	0.441
Sekans hiperbolni	0.315
Lorentzian	0.142
Asimetrični sekans hiperbolni	0.278
Pravokutni	0.443

Tablica 3.1. Vrijednost konstante c_B za različite oblike pulsa

3.2. Frekventni češalj

Femtosekundni laserski pulsevi mogu se promatrati u vremenskoj i spektralnoj domeni. Ukoliko se niz pulseva u vremenskoj domeni, s konstantnom faznom razlikom (što je dobiveno tehnikom sprežanja modova) razmatra u frekvencijskoj domeni, dobiva se frekventni češalj. On se može opisati nizom vrlo uskih laserskih linija koje su sve međusobno povezane u fazi, a zamjećuje se kod svakog femtosekundnog lasera ako se ne promatra samo jedan femtosekundni puls, već niz pulseva međusobno udaljenih za period repeticije. Na Slici 3.5. shematski je pokazano nastajanje frekventnog češlja.



Slika 3.5. Shema nastajanja frekventnog češlja

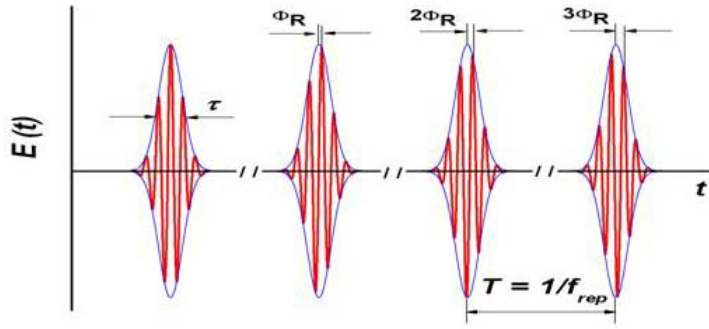
Ako se promatra samo jedan puls dobiva se širok spektar (označen crveno na slici)
 Za broj pulseva $N > 1$ u spektru se zapažaju modovi, čija je širina dana izrazom;

$$\text{Širina} = \frac{f_{\text{repeticije}}}{N} . \quad (3.12.)$$

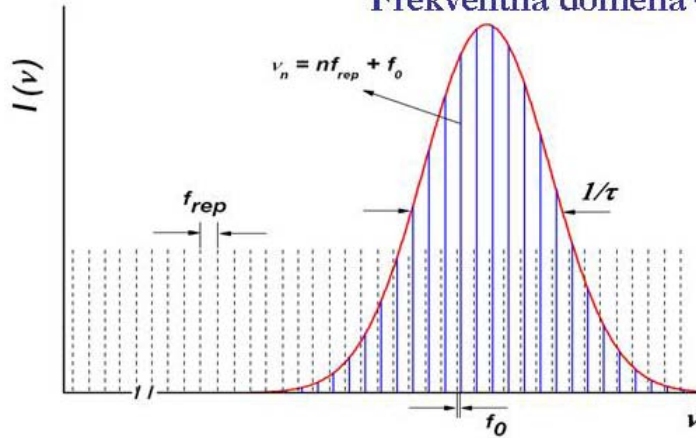
Povećanjem broja pulseva i smanjenjem frekvencije repeticije lasera dobiva se frekventni češalj, koji se sastoji od vrlo uskih modova.

Frekventni češalj u spektralnoj domeni analogan je nizu femtosekundnih pulseva u vremenskoj domeni, što se može vidjeti na Slici 3.6.

Vremenska domena – vlak femtosekundnih pulseva



Frekventna domena – frekventni češalj



Slika 3.6. Vremenska i spektralna domena

Potrebna su samo dva stupnja slobode da bi se odredila frekvencija svakog moda u frekventnom češlju [19]. Prvi je frekvencija repeticije laserskih pulseva f_{rep} , definirana kao inverzni period pulsa. Sa Slike 3.6. vidi se da su modovi u frekventnom češlju razmaknuti upravo za f_{rep} . Drugi stupanj slobode određen je s fazom Φ_R (promatra se vremenska domena), koja se definira kao relativna faza između vrha anvelope pulsa i vrha vala nosioca električnog polja. Φ_R se mijenja između pulseva i upravo ta promjena $\Delta\Phi_R$ određuje relativnu frekvenciju f_0 modova češlja u spektralnoj domeni. Koristeći upravo opisane veličine f_{rep} i f_0 , moguće je izraziti frekvenciju svakog moda:

$$\nu_n = n \cdot f_{\text{rep}} + f_0, \quad (3.12.)$$

gdje je n broj određenog moda, a relativna frekvencija f_0 je dana izrazom: $f_0 = f_{\text{rep}} \frac{\Delta\Phi_R}{2\pi}$.

U ovom eksperimentu korišten je laserski sustav za proizvodnju femtosekundnih pulseva (Femtofiber laser), čije trajanje iznosi ~ 200 fs, a frekvencija repeticije pulseva jednaka je 80.53 MHz, odnosno,

$$T = \frac{1}{f_{\text{rep}}} = 12.4 \text{ ns} \quad (3.13.)$$

Znači, ukoliko se promatra vremenska domena pulsa, može se reći da iz Femtofiber lasera svakih 12.4 ns izlazi jedan puls. U spektralnoj domeni, to odgovara frekvenciji repeticije od 80.53 MHz.

Razmatranjem tih ultrakratkih pulseva u spektralnoj domeni u svrhu spektroskopskih mjerenja bavi se metoda „Direct Frequency Comb Spectroscopy“ (DFCS) i upravo je ona korištena u ovom radu.

3.3. Femtosekundni Fiber laser

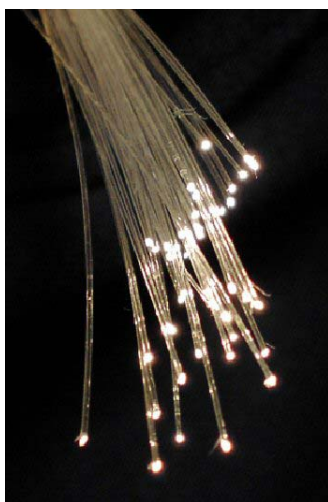
U ovom radu kao izvor svjetlosti koristi se femtosekundni fiber laser („Femtofiber Scientific FFS Laser System“), Toptica Photonics AG, prikazan na slijedećoj slici:



Slika 3.7. Femtofiber laser

Ovaj laser predstavlja najnoviju generaciju femtosekundnih lasera, a bitna razlika u odnosu na ostale femtosekundne lasere je postojanje optičkog vlakna, koji ujedno služi i kao laserski medij i kao rezonatorska šupljina.

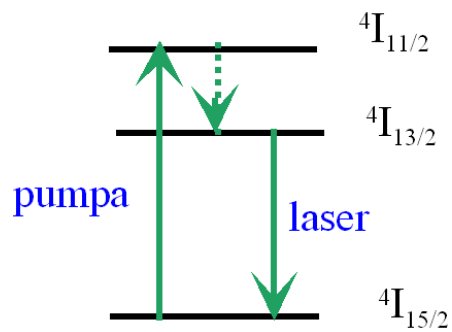
Optičko vlakno je cilindrični, dielektrični valovod (Slika 3.8), koji vodi svjetlost duž svoje duljine procesom totalne unutarnje refleksije. Sastoji se od jezgre, okružene omotačem. Da bi se optički signal ograničio samo na jezgru, njen indeks loma mora biti veći od indeksa loma omotača.



Slika 3.8. Optičko vlakno

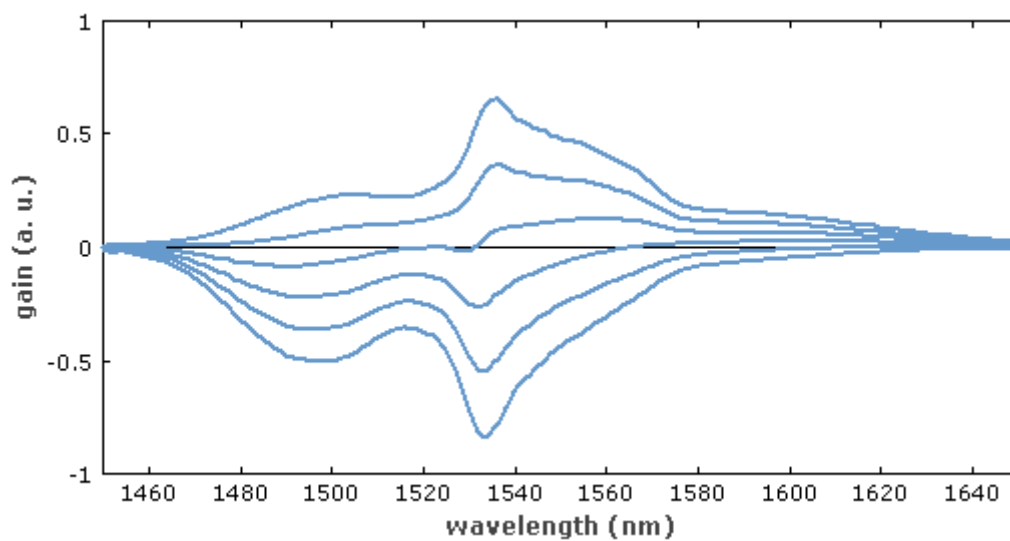
Optičko vlakno je u ovom slučaju dopirano erbijevim ionima te djeluje kao aktivni laserski medij. Erbijem dopirana optička vlakna slove kao najbolji pojačivači svjetlosti među optičkim vlaknima do sada, s obzirom na njihovu dugodosežnost u telekomunikacijskim optičkim vlaknima. Oni mogu efikasno pojačati svjetlost u području valnih duljina oko 1500 nm, gdje telekomunikacijska optička vlakna imaju minimalni gubitak.

Aktivni laserski medij (erbijem dopirano optičko vlakno) pumpa se laserskom diodom, koja emitira na 980 nm. Time dolazi do pobude erbijevih iona Er^{3+} (preko stanja $^4\text{I}_{11/2}$) u stanje $^4\text{I}_{13/2}$, otkud oni preko stimulirane emisije u osnovno stanje $^4\text{I}_{15/2}$, pojačavaju svjetlost u području valnih duljina oko 1500 nm. Oblik spektra pojačanja erbija ovisi o vrsti dopiranog stakla te o pobuđenim nivoima erbija. Erbijevi ioni imaju strukturu prijelaza preko kvazi-tri-energijska nivoa ($^4\text{I}_{15/2} \leftrightarrow ^4\text{I}_{11/2} \leftrightarrow ^4\text{I}_{13/2}$), kao što je prikazano shematski na Slici 3.9.



*Slika 3.9. Shematski prikaz prijelaza
s tri energijska nivoa u erbiju*

Slika 3.10. prikazuje spektar erbija u slučaju uobičajenog stakla, koje je silikatno s dodatnim primjesama radi sprečavanja nakupljanja erbijevih iona.



*Slika 3.10. Pojačanje i apsorpcija (negativno pojačanje)
 Er^{3+} iona u germano-alumino- silikatnom staklu [20]*

Do maksimalnog pojačanja dolazi u području valnih duljina od 1530 – 1560 nm, pri čemu je vrh na 1530 nm najizraženiji za visoko pobuđene nivoe.

Prije opisivanja principa rada pojedinih dijelova laserskog sustava, potrebno je objasniti fizikalne procese bitne za njihov rad. Prema tome, za oblikovanje pulseva u optičkom vlaknu bitna su dva procesa: disperzija grupne brzine i modulacija vlastite faze. Disperzija grupne brzine definira se kao promjena brzine prolaska svjetlosti kroz medij, u ovisnosti o frekvenciji, odnosno, valnoj duljini svjetlosti. Disperzija grupne brzine definira se preko valne duljine ili frekvencije, prema relaciji:

$$\text{GVD} = \frac{\partial}{\partial \omega} \frac{1}{v_g} = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\partial k}{\partial \omega} \right) = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \quad (3.14.)$$

Osnovna mjerna jedinica za GVD (u literaturi poznat i kao β ,odnosno, parametar „chirpa“) je s^2/m , pa tako GVD za silicij iznosi $+35 \text{ fs}^2/\text{nm}$ pri 800 nm, odnosno, $-26 \text{ fs}^2/\text{nm}$ za 1500 nm. Očito je da različite valne duljine imaju različite predznake GVD-a.

U tehnologiji optičkih vlakana uvriježeno je GVD definirati preko valne duljine i slijedeće relacije:

$$D_\lambda = - \frac{2\pi c}{\lambda^2} \cdot \text{GVD} \quad (3.15.)$$

Vrijednost parametra D_λ izražava se u jedinicama $\text{ps}/(\text{nm km})$ (pikosekunda po nanometru valne duljine i kilometru duljine optičkog vlakna). Tako, na primjer, u optičkim vlaknima $20 \text{ ps}/(\text{nm km})$ za 1500 nm odgovara GVD-u od $-0.0255 \text{ ps}^2/\text{m}$.

Razlikujemo pozitivnu i negativnu disperziju grupne brzine. Ukoliko se radi o pozitivnoj disperziji, svjetlost nižih frekvencija (crvena svjetlost) putuje brže od svjetlosti viših frekvencija (plava svjetlost) i dolazi do vremenskog sužavanja pulsa. Pri negativnoj disperziji plava svjetlost putuje brže od crvene, što rezultira širenjem pulsa u vremenu. Efekt širenja pulsa zbog disperzije grupne brzine jače je izražen kod ultrakratkih pulseva zbog njihove velike spektralne širine. Također, mora se napomenuti da je ovaj efekt manipulacije duljinama pulsa preko GVD-a moguć jedino za već prethodno frekventno modulirane pulseve.

Drugi bitan efekt je modulacija vlastite faze, koji također nastaje zbog interakcije pulsa s nelinearnim medijem, odnosno, kristalom. Vremenski ovisan indeks loma stvara

vremenski ovisnu modulaciju pulsa i doprinosi spektralnom širenju pulsa. Pretpostavi li se da faza ovisi o vremenu prema relaciji:

$$\varphi(t) = \omega_0 t - kz \quad , \quad (3.16.)$$

gdje je k valni vektor, z udaljenost u smjeru propagacije u mediju, a ω_0 centralna frekvencija u pulsu, faza se nakon propagacije, za medij duljine L može opisati izrazom:

$$\varphi(t) = \omega_0 \cdot t - \frac{2\pi n L}{\lambda} \quad , \quad (3.17.)$$

u kojem je n intenzitetski ovisan indeks loma, dan izrazom:

$$n(\omega, I) = n_0(\omega) + n_2 \cdot I(t) \quad , \quad (3.18.)$$

gdje je n_0 linearni indeks loma, a I je trenutni intenzitet pulsa.

Trenutna frekvencija je derivacija faze, dane izrazom (3.17.) po vremenu, u što se uvrsti izraz za indeks loma (3.18.). Prema tome, dobivena trenutna frekvencija:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \omega_0 - \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \cdot \frac{dI(t)}{dt} \quad , \quad (3.19.)$$

proporcionalna je s negativnom vremenskom derivacijom intenziteta. Uz pretpostavku da je n_2 pozitivan, dolazi do smanjenja frekvencije ($dI/dt > 0$) na vodećem dijelu pulsa (pomak frekvencije prema crvenom dijelu spektra) i povećanja frekvencije ($dI/dt < 0$) na drugom kraju pulsa (pomak frekvencije prema plavom dijelu spektra). Znači, SPM je sličan GVD s obzirom na frekventnu modulaciju pulsa. Međutim, SPM dodaje (ili oduzima) neke komponente frekvencije pulsa, dok GVD iste samo drugačije vremenski presloži unutar pulsa [12].

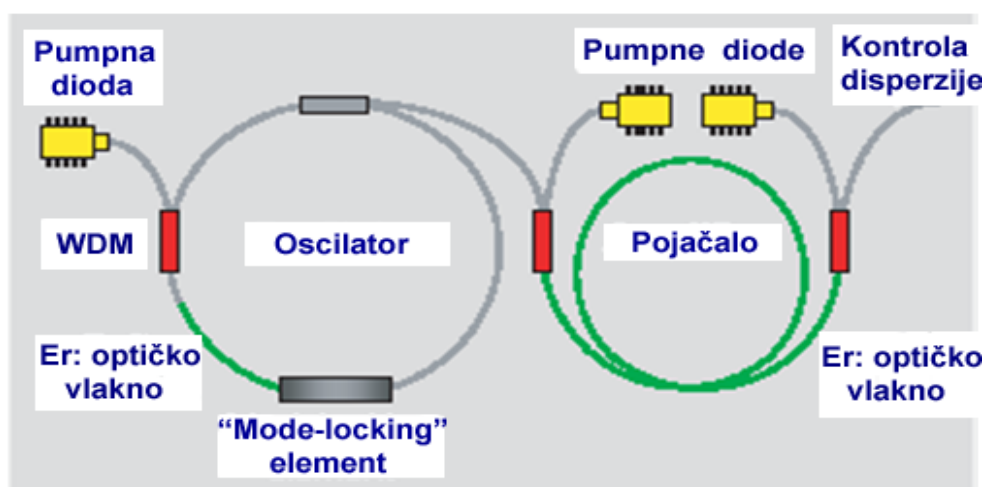


Slika 3.11. Prikaz frekventnog pulsa koji posjeduje pozitivan GVD

Znači, zbog interakcije pulsa s nelinearnim medijem, dolazi do vremenskog (a time i prostornog) širenja pulsa zbog GVD te spektralnog širenja pulsa zbog SPM.

„Femtofiber laser“ je u Laboratorij za femtosekundnu lasersku spektroskopiju, Institut za fiziku, stigao prije godinu dana i po prvi put je korišten u izradi nekog diplomskog rada. Stoga ću, princip i način rada opisati s malo više detalja.

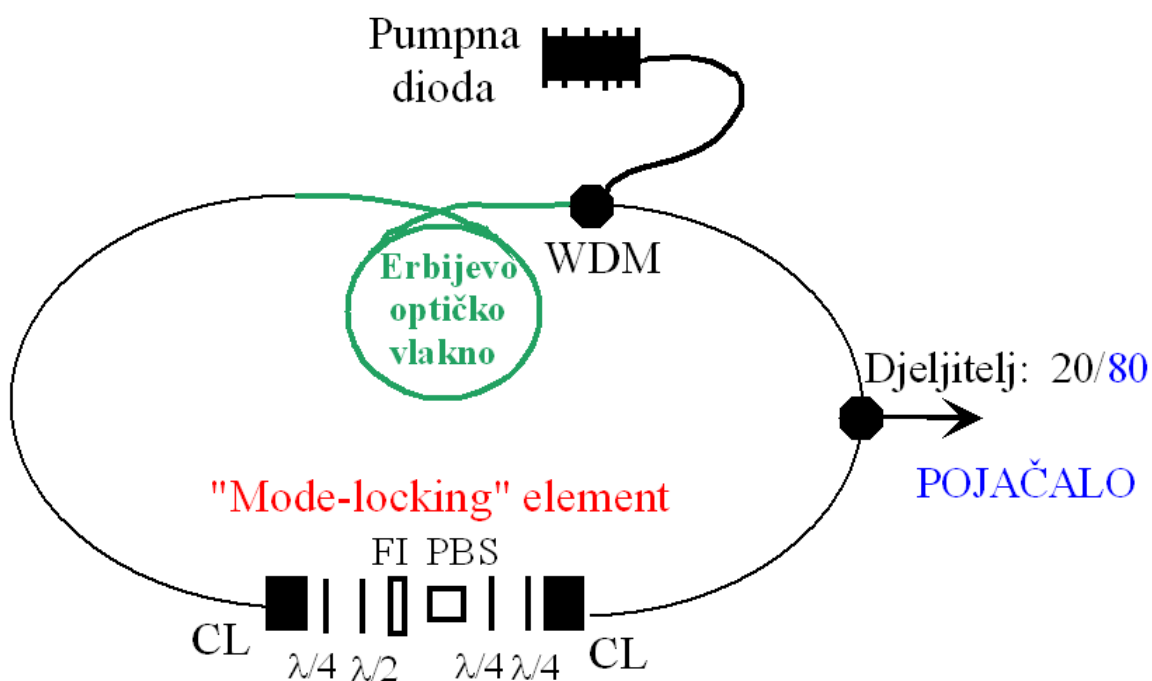
Glavni dijelovi laserskog sustava prikazani su shematski na Slici 3.12. [21]



Slika 3.12. Shema laserskog sustava

Osnovne dijelove laserskog sustava čine oscilator i pojačalo. U sustavu se nalaze tri diode, od kojih jedna služi za pumpanje oscilatora, a preostale dvije za pumpanje pojačala. U diodama se vrši laserska akcija na valnoj duljini od 980 nm (poluvodički element je GaAs/AlGaAs/InGaAs) pri temperaturi od 25°C. Radna struja diode oscilatora može se mijenjati u rasponu od 0 – 532 mA, dok je vrijednost struje koja teče diodama pojačala fiksna i iznosi 1046 mA. Reguliranjem struje kroz diodu oscilatora osigurava se optimalni „mode-locking“, odnosno, sinhronizacija modova u fazi. Ustanovljeno je da optimalna radna struja oscilatorske diode iznosi 492 mA. Rad laserskog sistema prati se putem kontrolnog programa na računalu, koji služi za kontrolu struje kroz diode, kontrolu temperaturu dioda i usporedbu s testnim protokolom.

Oscilatorski krug „FemtoFiber“ lasera prikazan je na sljedećoj slici:



Slika 3.13. Shema oscilatorskog kruga

Aktivni medij, odnosno, erbijem dopirano optičko vlakno pumpano je laserskom diodom (Slika 3.9. prikazuje koji energijski nivoi Er^{3+} iona sudjeluju u laserskoj akciji), koja laserira na 980 nm te je optičkim vlaknom (u „pigtail“ izvedbi) spojena na njega, a preko WDM -a („Wavelength Division Multiplexing“) diodna se svjetlost uvodi u optičko vlakno.

Svrha WDM -a je kombiniranje te istovremeno vođenje i rastavljanje dviju optičkih valnih duljina.

Funkcija optičkog vlakna je zatočenje laserske svjetlosti unutar laserskog rezonatora, čime se omogućuje dobro preklapanje između modova rezonatora i pumpne zrake. U dopiranom dijelu vlakna dolazi do stimulirane emisije koja uzrokuje pojačanje intenziteta svjetlosti, što je ranije opisano i prikazano na Slici 3.10. Dopirano optičko vlakno posjeduje pozitivan GVD ($+0.057 \text{ ps}^2/\text{m}$), što znači da uslijed pojačavanja dolazi do vremenskog sužavanja pulsa. Na samom oscilatorskom krugu nalazi se djelitelj, koji 20% signala ostavlja u oscilatoru, dok 80% signala dovodi u pojačalo.

Za nastanak ultrakratkih pulseva nužno je postići da oni sinhronizirano titraju u fazi. Tehnika sprežanja modova u „Femtofiber“ laseru zasniva se na efektu nelinearne polarizacijske rotacije [17,22]. Efekt se sastoji u tome da je promjena polarizacijskog stanja iz linearnog u eliptičko (i obrnuto) ovisna o intenzitetu svjetlosti. Pretpostavi li se da je upadni puls, oblika:

$$E = \frac{1}{2} \left(\hat{x} \tilde{\epsilon}_{0x}(t) + \hat{y} \tilde{\epsilon}_{0y}(t) \right) e^{i(\omega_l t - k_l z)} , \quad (3.20.)$$

linearno polariziran te ima slijedeće komponente kompleksne amplitude:

$$\begin{aligned} \epsilon_{0x}(t) &= \epsilon_0(t) \cos\alpha \\ \epsilon_{0y}(t) &= \epsilon_0(t) \sin\alpha \end{aligned} , \quad (3.21.)$$

njegovim prolaskom kroz nelinearni medij, a u ovom slučaju je to erbijem dopirano optičko vlakno, jedna će komponenta (na primjer y- komponenta) kasniti u fazi (za $\Delta\varphi$) za drugom komponentom. Na izlazu iz nelinearnog medija (gdje je $z = 0$) komponente električnog polja imaju slijedeći oblik:

$$\begin{aligned} \epsilon'_x(t) &= [\epsilon_0(t) \cos\alpha] \cos(\omega_l t) \\ \epsilon'_y(t) &= [\epsilon_0(t) \sin\alpha] \cos[\omega_l t + \Delta\varphi(t)] . \end{aligned} \quad (3.22.)$$

Zatim se na put svjetlosti postavlja polarizator ($\lambda/2$ pločica) pod kutem $\alpha+90^\circ$, odnosno, okomito na ravninu polarizacije upadnog vala. Time se postiže uvjet da jedino pulsevi dovoljno visokog intenziteta, kod kojih prolaskom kroz nelinearni medij dolazi do promjene ravnine polarizacije, bivaju propušteni kroz polarizator. Nakon prolaska kroz $\lambda/2$ pločicu, komponente amplitude (izraz 3.21.) potrebno je izraziti preko projekcije na os polarizatorske pločice, odnosno;

$$\begin{aligned}\varepsilon_{0x}(t) &= (\varepsilon_0(t) \cos\alpha) \sin\alpha \\ \varepsilon_{0y}(t) &= (\varepsilon_0(t) \sin\alpha) \cos\alpha \quad .\end{aligned}\quad (3.22.)$$

Tada je ukupno električno polje u smjeru ravnine polarizatora dano sumom svih komponenta od $\varepsilon'_x(t)$ i $\varepsilon'_y(t)$:

$$\varepsilon_{out}(t) = \varepsilon_0(t) \cos\alpha \sin\alpha \{ \cos(\omega_1 t) + \cos[\omega_1 t + \Delta\varphi(t)] \} \quad . \quad (3.23.)$$

Ukupni izlazni intenzitet dobiva se prema izrazu $I_{out}(t) = \langle \varepsilon^2(t) \rangle$, odnosno,

$$I_{out}(t) = I_{in}(t) \cdot \frac{1}{2} [1 - \cos \Delta\varphi(t)] \cdot \sin^2 2\alpha \quad . \quad (3.24.)$$

Pretpostavi li se da je upadni puls oblika Gaussiana, $I_{in} = I_0 e^{2 \cdot (t/\tau_G)^2}$, te da su parametri nelinearnog elementa podešeni tako da u centru pulsa fazna razlika $\Delta\varphi$ iznosi π :

$$\Delta\varphi(t=0) = \frac{2\pi n_2 d_m}{3\lambda_l} \varepsilon_0^2(t=0) \cdot (\sin^2\alpha - \cos^2\alpha) = \pi \quad , \quad (3.25.)$$

gdje su d_m i n_2 duljina, odnosno, indeks loma nelinearnog medija, a λ_l je centralna valna duljina svjetlosti, pulsevi nakon prolaska kroz polarizator poprimaju slijedeći oblik:

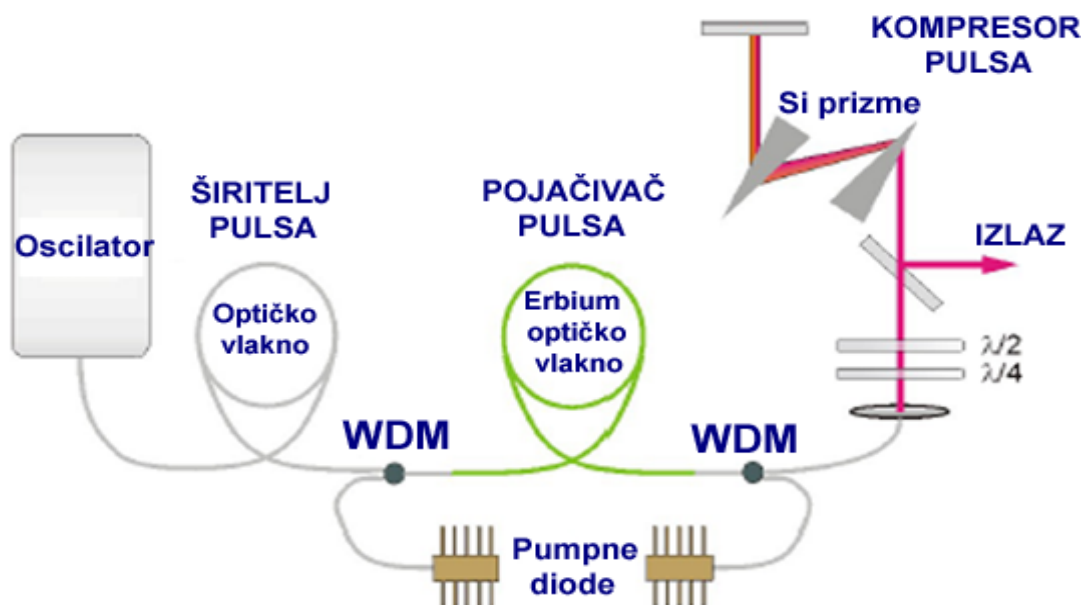
$$I_{out}(t) = \frac{1}{2} \cdot I_{in}(t) \cdot \{ 1 - \cos[\pi \cdot e^{-2(t/\tau_G)^2}] \} \quad . \quad (3.26.)$$

Maksimum transmisije pulseva ($I_{out} = 1$) postiže se onda kad se nelinearni medij (erbijem dopirano optičko vlakno) ponaša kao $\lambda/2$ pločica, koji rotira ravninu polarizacije za 90° i izjednačava je s ravninom polarizatora. Za ovdje odabrane parametre, to se događa u centru pulsa ($t = 0$). Udaljavajući se od centra pulsa fazna razlika $\Delta\varphi$ postaje sve manja, što rezultira eliptičnom polarizacijom i transmisijom koja je približno jednaka nuli u krilima pulsa. Takvom konfiguracijom: erbijem dopirano optičko vlakno + polarizator, koja ima ulogu brzog saturabilnog apsorbera, dobiva se intenzitetski ovisna transmisija.

Nakon što je postignuto sprezanje modova, pulsevi dolaze u dio koji služi za regulaciju „mode-locking-a“, a njegovi dijelovi su prikazani na Slici 3.13. („Mode-locking“ element). Pri izlasku i ulasku u optičko vlakno nalaze se leće (na slici označene s **CL**), koje preko polarizacijskih elemenata fokusiraju svjetlost s jednog kraja optičkog vlakna u drugi.

Kao polarizacijski kontroleri koriste se λ -pločice ($\lambda/2$ i $\lambda/4$), koje je moguće podesiti tako da se maksimum transmisije dobiva za najveći mogući intenzitet. U sredini, između pločica nalazi se Faradayev izolator (označen s **FI**), koji osigurava da pulsevi u oscilatorskom krugu putuju samo jednim smjerom (njegov princip rada objašnjen je u poglavlju 2.5.) te polarizacijski djeljitelj snopa (označen s **PBS**), koji 20% snopa šalje na izlaz za fotodiodu oscilatora, koja je spojena na osciloskop, gdje se vrši dijagnostika signala, odnosno, provjerava se uspješnost sinhronizacije pulseva u fazi.

U oscilatorskom krugu generiraju se ultrakratki pulsevi centralne valne duljine 1556 nm te repeticije od 80.53 MHz. Nakon izlaska iz oscilatorskog kruga, pulsevi dolaze u pojačalo, čija se shema nalazi na Slici 3.14.

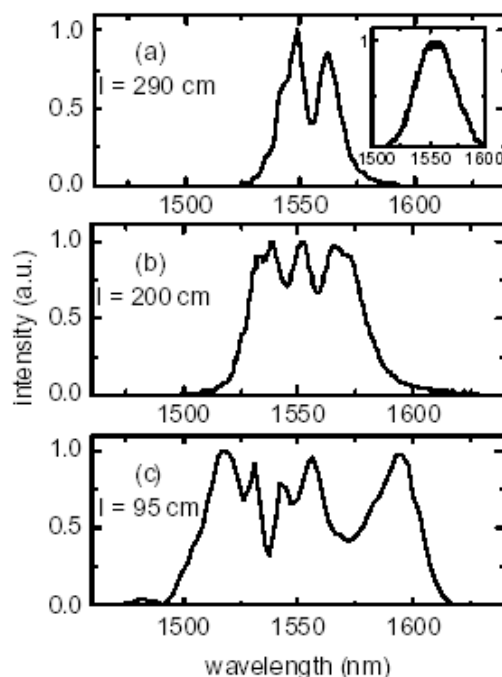


Slika 3.14. Shema sustava pojačala

Laserski pulsevi prvo prolaze kroz standardno jednomodno optičko vlakno (Slika 3.14.), koje karakterizira negativan GVD iznosa $-0.023 \text{ ps}^2/\text{m}$, što ima za posljedicu vremensko širenje pulsa.

Nakon što se pulsevi vremenski prošire, dolaze u dio koji služi za pojačavanje pulseva. Samo pojačalo se pumpa s obje strane pomoću dvije laserske diode, povezane optičkim vlaknom (u „pigtail“ izvedbi), koje laseriraju na 980 nm. Optičko vlakno u kojem dolazi do efekta pojačavanja visoko je dopirano Er^{3+} ionima. Na taj način u njemu je omogućeno pojačavanje (ranije prikazano na Slici 3.10.) uzduž puta svjetlosti od 2m. Budući da dopirano optičko vlakno posjeduje pozitivan GVD, koji iznosi $+0.057 \text{ ps}^2/\text{m}$, uslijed pojačavanja dolazi do vremenskog sužavanja pulsa.

Važnu ulogu u određivanju trajanja laserskog pulsa ima duljina optičkog vlakna u širitelju pulsa. Na Slici 3.15. prikazan je spekter laserskog zračenja na izlasku iz kruga pojačala (erbijevog optičkog vlakna) u ovisnosti o duljini optičkog vlakna širitelja pulsa.



Slika 3.15. Dobiveni spektar zračenja za različite duljine optičkog vlakna u širitelju pulsa [23]

Puls koji ulazi u sustav pojačala ima oblik Gaussiana te spektralnu poluširinu (FWHM) od 42 nm (prikazan na Slici 3.15. u gornjem desnom kutu). U slučaju širitelja pulsa dugog 290 cm, izlazni spektar je vrlo uzak, spektralne poluširine od 27 nm (Slika 3.15. a). Za manje duljine širitelja pulsa (Slika 3.15. b, c), izlazni spektar je širi, što znači da je trajanje pulsa kraće nego u prethodnom slučaju. Ovdje efekt SPM („Self Phase Modulation“), odnosno, moduliranje vlastite faze dominira nad efektom sužavanja spektralnog profila (negativnog GVD-a). Prema tome, za najkraću duljinu širitelja pulsa (95 cm), spektralna poluširina je iznad 100 nm.

Nakon izlaska iz dopiranog optičkog vlakna, laserska svjetlost se odmah vodi u slobodan prostor radi izbjegavanja prevelikih nelinearnosti, koje bi mogle dovesti do raspada pulsa. Budući da vremensko širenje pulsa nastalo u optičkom vlaknu širitelja pulsa nije u potpunosti kompenzirano u krugu pojačala, odnosno, u dopiranom optičkom vlaknu, primjenjuje se vanjski sustav kompresije pulsa. On se sastoji od dvije , blisko postavljene, silikatne prizme. Dvostrukim prolaskom svjetlosti kroz prizme, svuda se postiže pozitivan GVD. Finim namještanjem prizmi može se ručno podesiti iznos GVD-a.

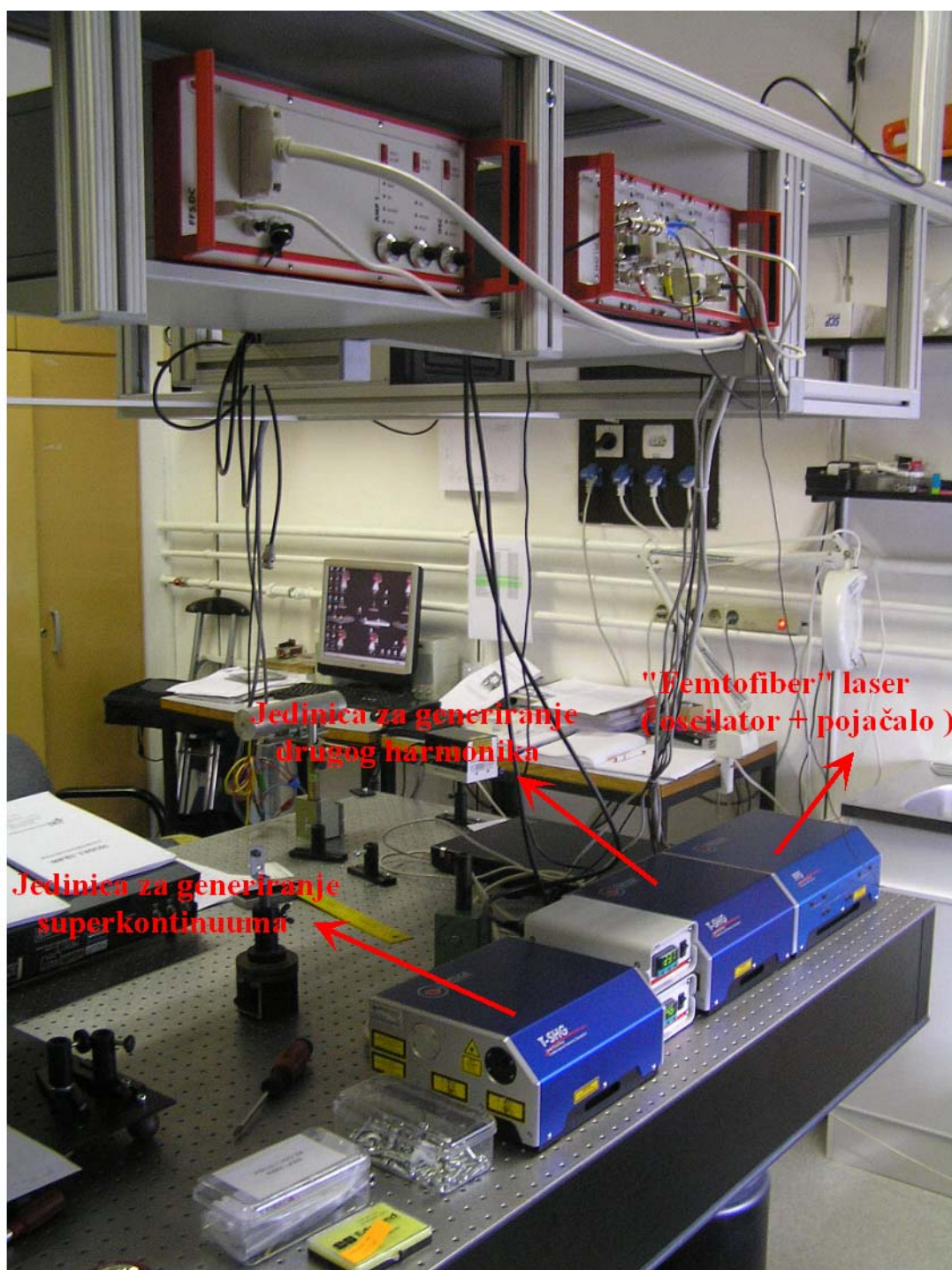
U svrhu smanjenja refleksijskih gubitaka na površinama silikatnih prizmi, one su postavljene pod Brewsterovim kutem, dok je ravnina polarizacije postavljena horizontalno pomoću dvije lambda pločice, koje se nalaze ispred kompresora. Prosječna snaga pri izlasku iz kompresora iznosi oko 240 mW.

Na izlazu iz optičkog vlakna nalazi se jedinica za kontrolu disperzije u pojačalu (Slika 3.12.), a ona služi za vremensku kompresiju pulseva na trajanje od ~ 70 fs.

Nakon izlaska iz sustava oscilator + pojačalo, signal se vodi u jedinicu za frekventno udvostručavanje signala. Ono se postiže metodom generiranja drugog harmonika (SHG), koja je nelinearni proces, u kojem fotoni interagiraju s nelinearnim materijalom i prilikom te interakcije dolazi do stvaranja novih fotona s dvostruko većom energijom, odnosno, dvostruko većom frekvencijom (ili dvostruko manjom valnom duljinom) u odnosu na ulazne fotone. U ovom sistemu prolaskom kroz SHG kristal od signala valne duljine 1550 nm generira se signal valne duljine 775 nm. Kao SHG kristal ovdje se koristi spoj litij – niobat, koji je kristal visoke nelinearnosti.

Efikasnost pretvorbe ulaznog vala u val s dvostrukom frekvencijom ovisi o nizu parametara. Jedan od najvažnijih je tzv. sinhronizacija faze, odnosno, podešavanje fazne razlike navedena dva vala. U ovom sistemu se u tu svrhu koristi metoda „periodic poling“, koja je tehnologijski vrlo zahtjevana i detaljnije o toj metodi se može pronaći u Ref. [24,25,26].

Promjenom temperature SHG kristala moguće je mijenjati (u malom frekventnom području) valnu duljinu generiranog drugog harmonika. Budući da je u ovom eksperimentu potrebna valna duljina bila 778 nm, kristal je grijan na 48° C.



3.16. „ Femtofiber Scientific FFS Laser System“
sa pripadajućim kontrolerima

3.4. Eksperiment

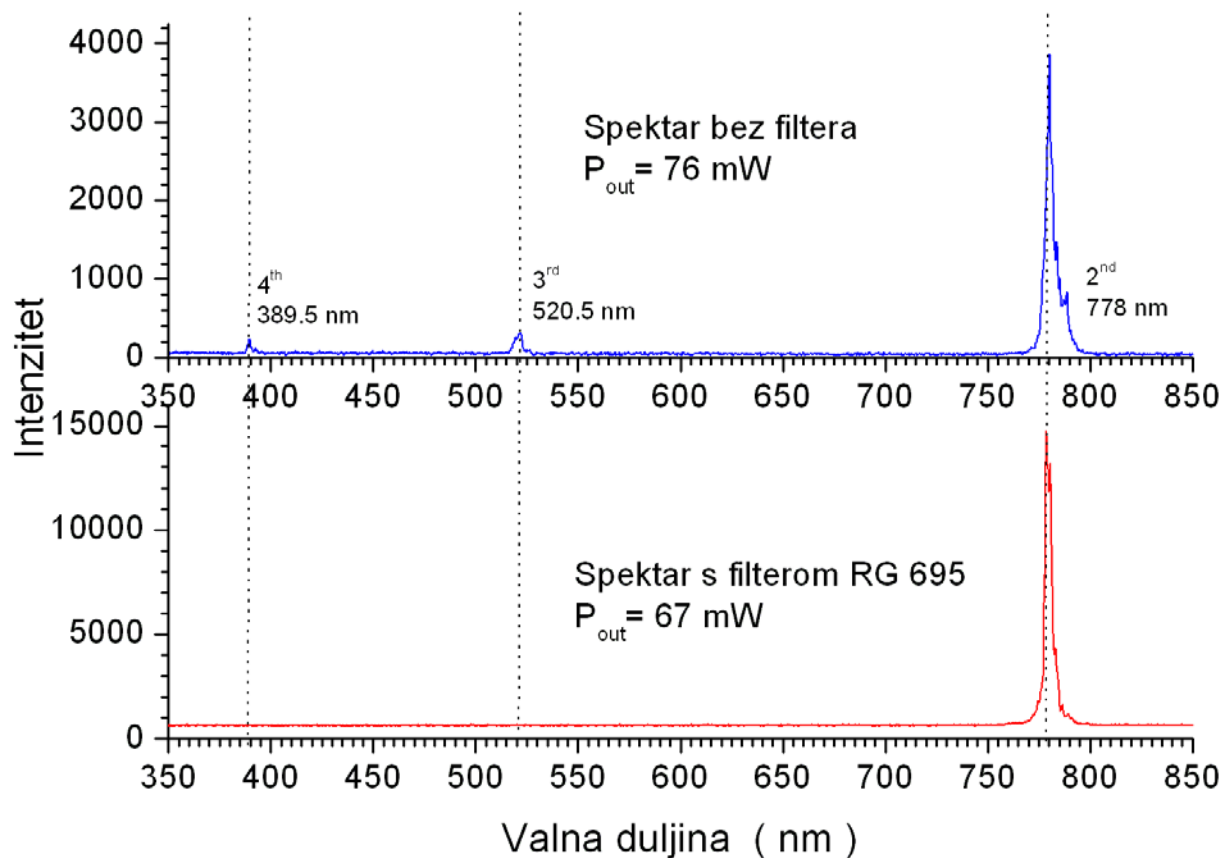
3.4.1. Mjerenje femtosekundnog pulsa

U svrhu karakterizacije femtosekundnog pulsa, potrebno ga je opisati u spektralnoj i vremenskoj domeni. Najprije je promatrana spektralna karakteristika. Na izlazni laserski snop postavljen je spektrometar Ocean Optics HR 4000, prikazan na Slici 3.17.,



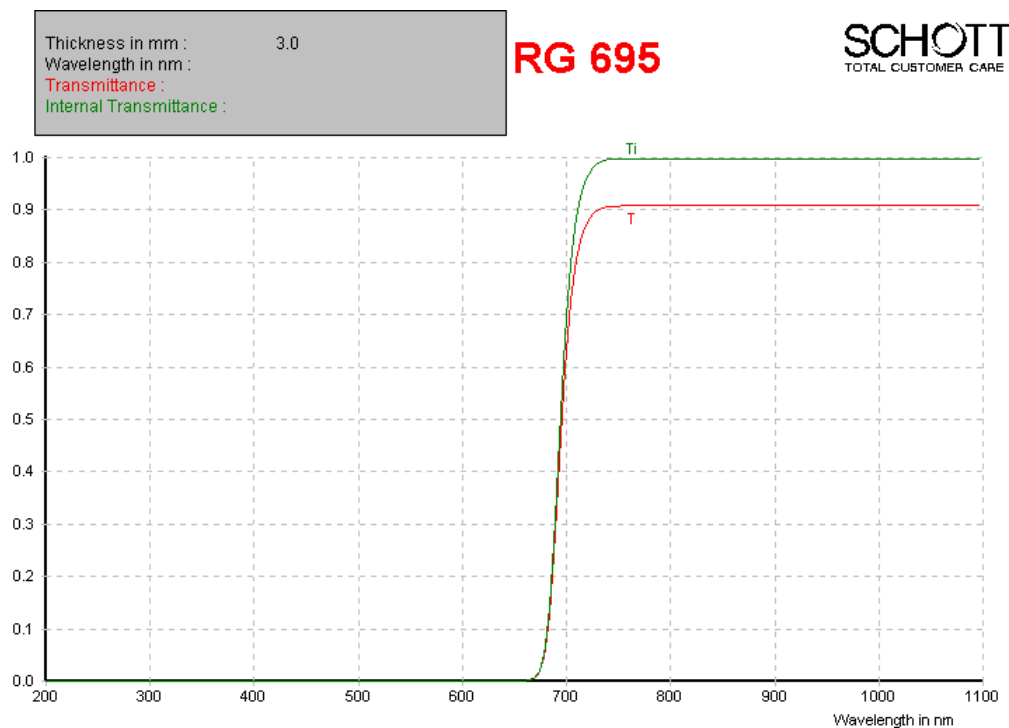
Slika 3.17. Spektrometar

kojim je snimljen slijedeći spektar;



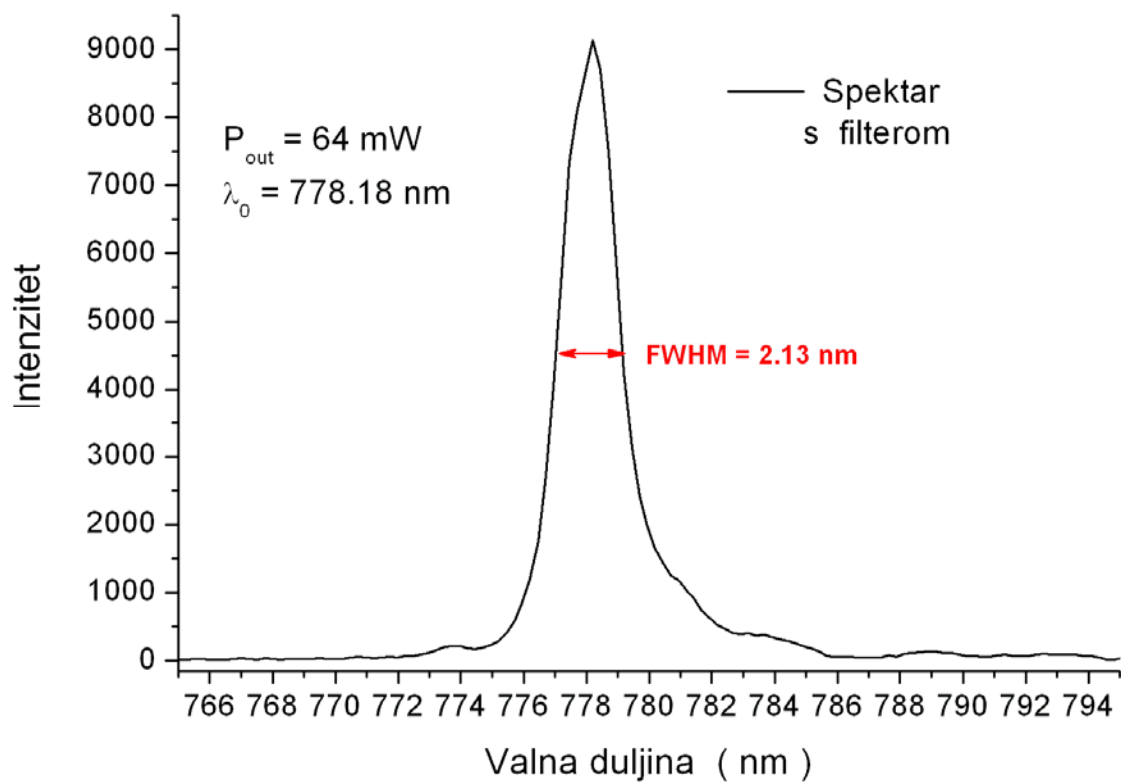
Slika 3.18. Spektralna karakteristika femtosekundnog pulsa

Spektar je snimljen u dva slučaja; sa i bez filtera, kao što je i prikazano na gornjoj slici. U spektru bez filtera mogu se uočiti ne samo drugi, već i treći i četvrti harmonik. Budući da se u ovom radu promatra rezonantna linija rubidija na 778 nm, na izlazni laserski snop postavljen je filter u svrhu eliminacije viših harmonika. Karakteristika korištenog filtera prikazana je na Slici 3.19., gdje je crvenom linijom prikazana transmitivnost zračenja koje prolazi kroz filter, dok je zelenom linijom označena idealna transmitivnost zračenja, za koju se uzima da nema refleksijskih gubitaka prilikom upada zraka na površinu filtera.



Slika 3.19. Transmitivna krivulja filtera RG 695 [27]

Nakon prolaska kroz filter, u snimljenom spektru primjećuje se samo jedna, infracrvena komponenta laserskog zračenja na 778 nm, prikazana na Slici 3.20.



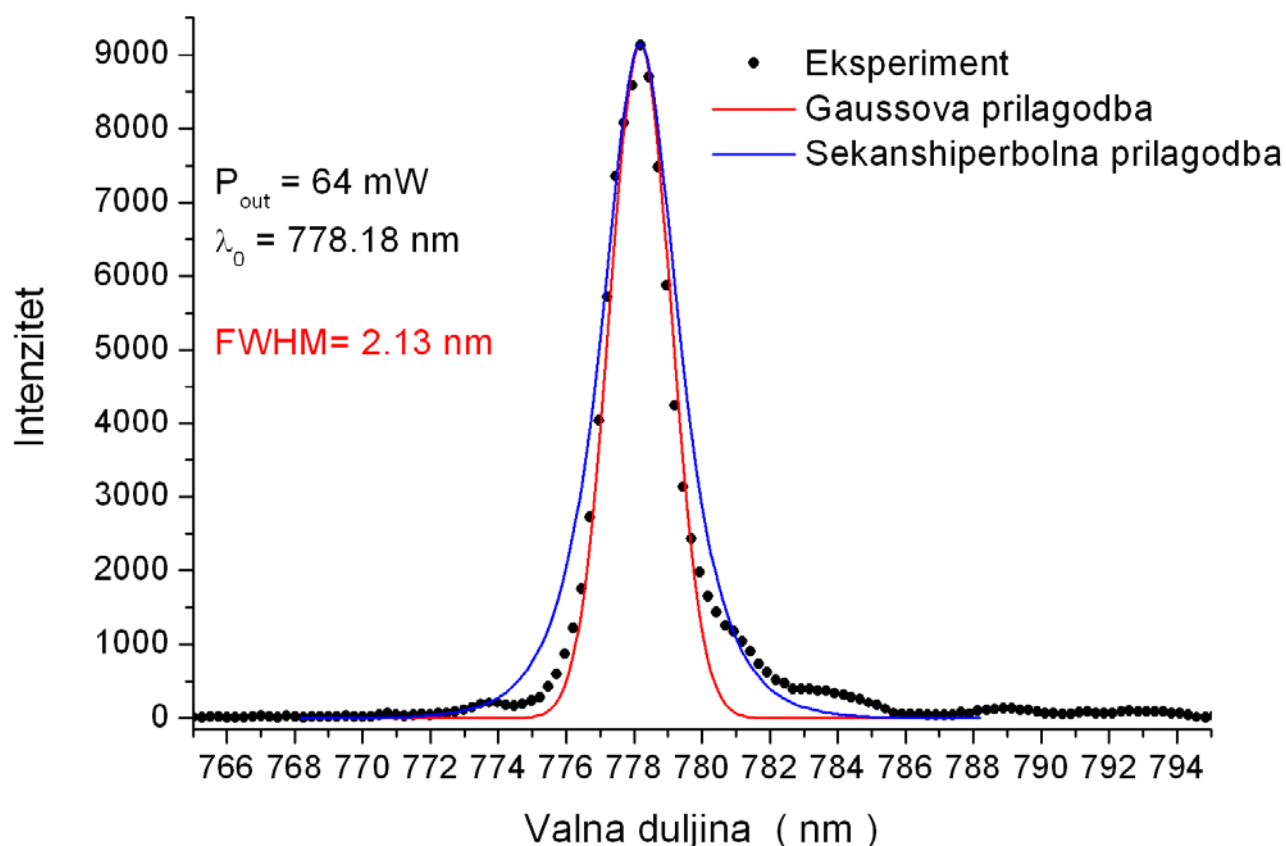
Slika 3.20. Spektralna poluširina na 778 nm

Iz priloženog grafa (Slika 3.20.) može se vidjeti da spektralna širina laserskog pulsa centriranog na 778 nm, iznosi 2.13 nm. To ujedno znači da je takvim laserskim pulsom, osim dvofotonskim prijelazom na 778 nm, moguće pobuditi rezonantnu liniju rubidija centriranu na 780 nm.

Femtosekundni pulsevi u frekventnoj (spektralnoj) domeni se najčešće mogu opisati Gaussovom (prema izrazu 2.8.) ili sekanshiperbolnom funkcijom, prema donjem izrazu:

$$\text{Sech}(v) = \frac{2}{e^v + e^{-v}} \quad . \quad (3.27.)$$

Iz tog razloga je na Slici 3.21. eksperimentalno snimljen puls prikazan zajedno s obje funkcije, koje su prethodno teorijski izračunate u programu Mathcad, a zatim prilagođene na eksperimentalni rezultat .



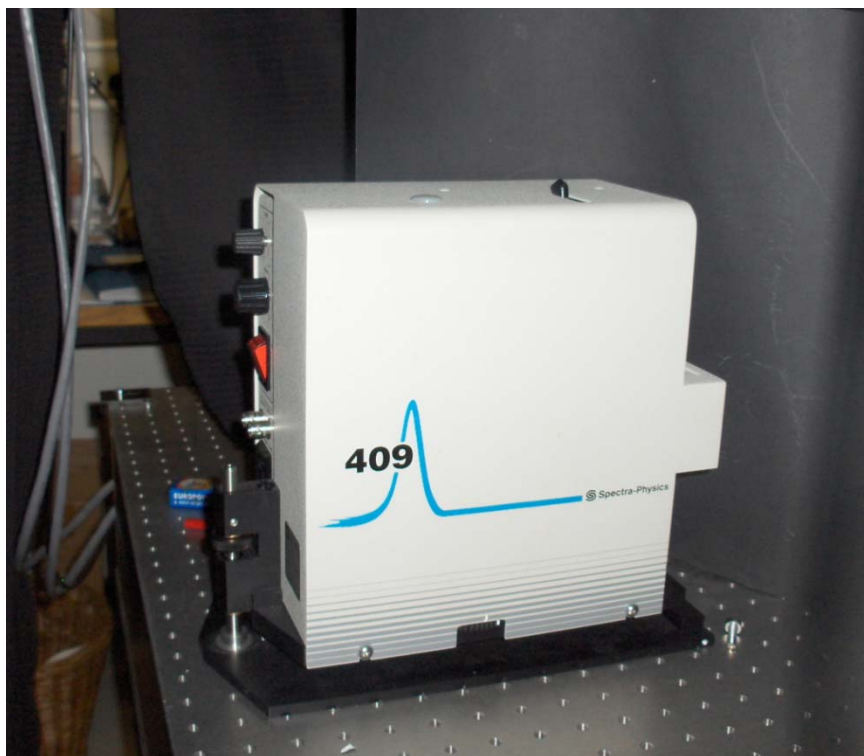
Slika 3.21. Usporedba Gaussove i sekanshiperbolne prilagodbe na dobiveni oblik femtosekundnog pulsa

Iz prikazane usporedbe može se zaključiti da niti Gaussova niti sekanshiperbolna krivulja ne aproksimiraju u potpunosti izmjerene vrijednosti. Odstupanje je prisutno u krilima kod obje raspodjele, no ipak je manje kod sekanshiperbolne. Međutim, srednji dio profila pulsa pokazuje bolje slaganje sa Gaussovom prilagodbom, pa će se sukladno tome u daljnjim razmatranjima uzimati Gaussov profil za prilagodbu izmjerenim vrijednostima.

Zatim su promatrani pulsevi u vremenskoj domeni. Trajanje pojedinog femtosekundnog pulsa nije moguće izmjeriti standardnim elektroničkim uređajima, razlučiti ga ne mogu niti najbrže fotodiode. U tu svrhu primjenjuju se metode interferometrije, odnosno, koreliranja pulseva jer faza i amplituda vala mogu biti izmjerene samo njegovom interferencijom s drugim valom. Sposobnost valova da interferiraju izražava se koherencijom. Duljina koherencije opisuje udaljenost duž koje postoji fiksna fazna razlika između dva ili više parcijalna vala, dok se vremenom koherencije podrazumijeva vremenski period tijekom kojeg je ta fiksna fazna razlika prisutna.

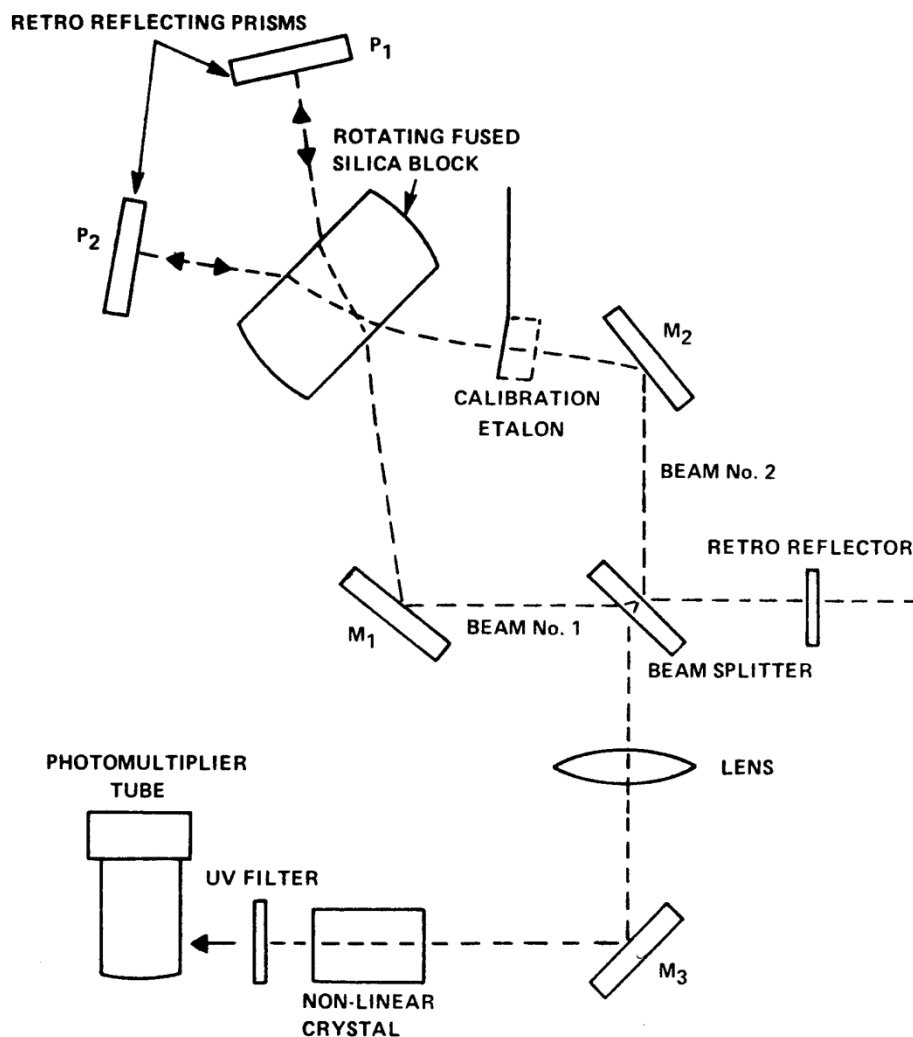
Elektronički uređaj kojim se može izmjeriti vrijeme trajanja pulsa preko njegove interferencije s drugim valom naziva se korelator, odnosno, auto-korelator. Kod mjerenja korelacije, korelirana su dva pulsa, od kojih se jedan naziva probnim pulsem (prolazi kroz rezonantni medij zbog čega mu se mijenjaju karakteristike), a drugi referentnim pulsem (ne prolazi kroz rezonantni medij i nepromijenjenih je karakteristika). U slučaju mjerenja auto-korelacije jedan puls ulazi u interferometar, gdje biva rascijepljen i na detektor dolaze dva pulsa istih karakteristika, ali kasne u vremenu jedan u odnosu na drugi.

U ovom radu korišten je autokorelator, tipa Spectra – Physics Model 409 Scanning Autocorrelator, koji je prikazan na slijedećoj slici:



Slika 3.22. Autokorelator

Osnovna optička konfiguracija ovog autokorelatora bazira se na radu Michelsonovog interferometra. Upadni laserski snop razdijeli se na dvije zrake jednakog intenziteta. Obje zrake prolaze kroz niz optičkih elemenata i dolaze do kvarcnog bloka čijim se zakretanjem omogućava stvaranje razlike optičkih puteva dviju zraka, te kašnjenje jedne zrake u odnosu na drugu. To kašnjenje se kontrolira mehaničkim rotiranjem kvarcnog bloka, frekvencijom vrtnje 30 okretaja u sekundi. Zrake se rekombiniraju u nelinearnom kristalu KDP (kalij dihidrogen fosfat), u kojem dolazi do generiranja drugog harmonika. Kad obje zrake istodobno upadaju na kristal u istoj točki, pulsevi se preklapaju. Efikasnost generiranja drugog harmonika koji je rezultat interakcije dviju zraka, upravo je pokazatelj koliko je dobar stupanj preklapanja tih dviju zraka u kristalu. Signal zatim prolazi kroz filter, koji propušta UV zračenje nastalo udvostručavanjem frekvencije, a apsorbira lasersku svjetlost. Shematski prikaz puta prolaska laserske zrake unutar autokorelacijskog uređaja prikazan je na Slici 3.23., preuzetoj iz Ref. [28].



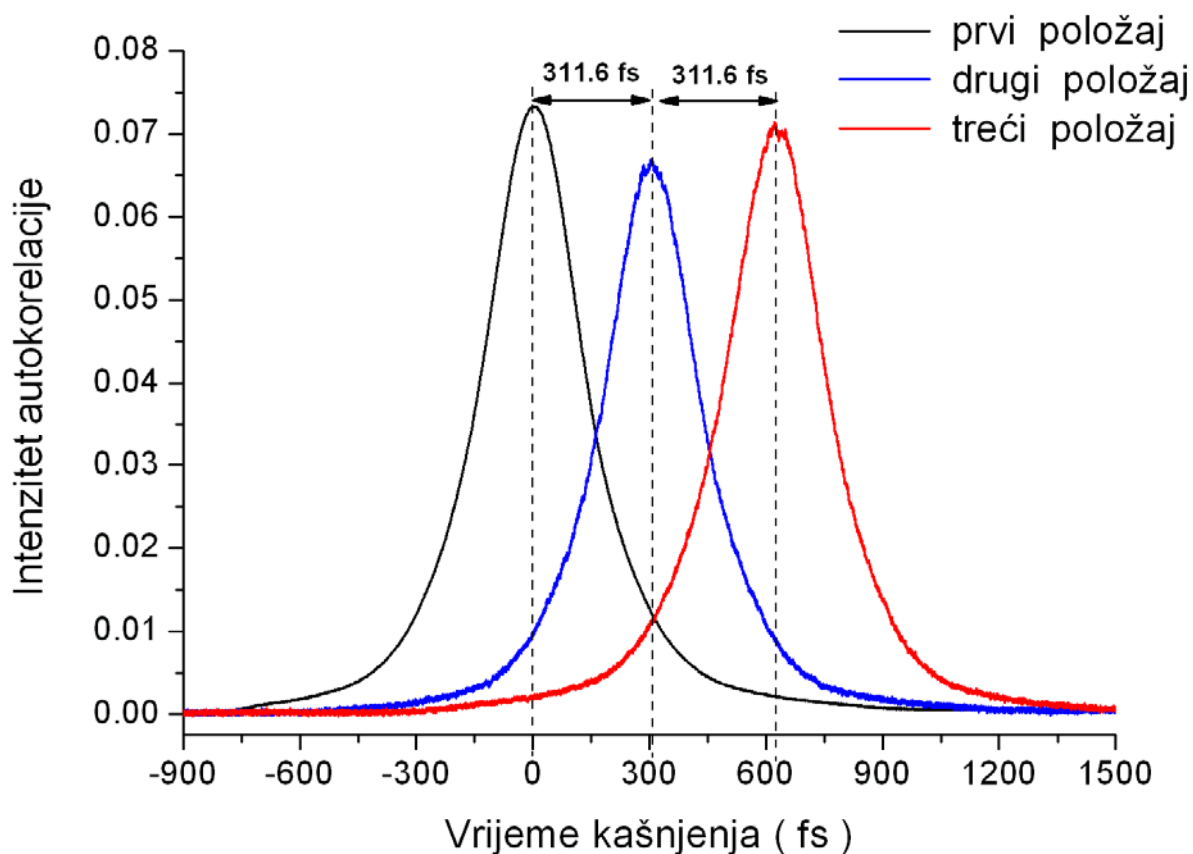
Slika 3.23. Put prolaska laserske zrake unutar autokorelatora

Fotomultiplikatorom se detektiraju svjetlosni impulsi te pretvaraju u električne, čiji se oblik promatra na osciloskopu. Praćenjem intenziteta generiranog UV zračenja kao funkcije kašnjenja između rekombinirajućih pulseva, dobiva se korelacijska funkcija direktno povezana sa širinom pulsa (nakon kalibracije skale). Trajanje pulsa upravo je širina na polovici maksimuma (FWHM) dobivenog intenzitetskog profila. Intenzitetski profil autokorelacije dan je slijedećim izrazom [29]:

$$A_c(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) I(t-\tau) dt \quad , \quad (3.28.)$$

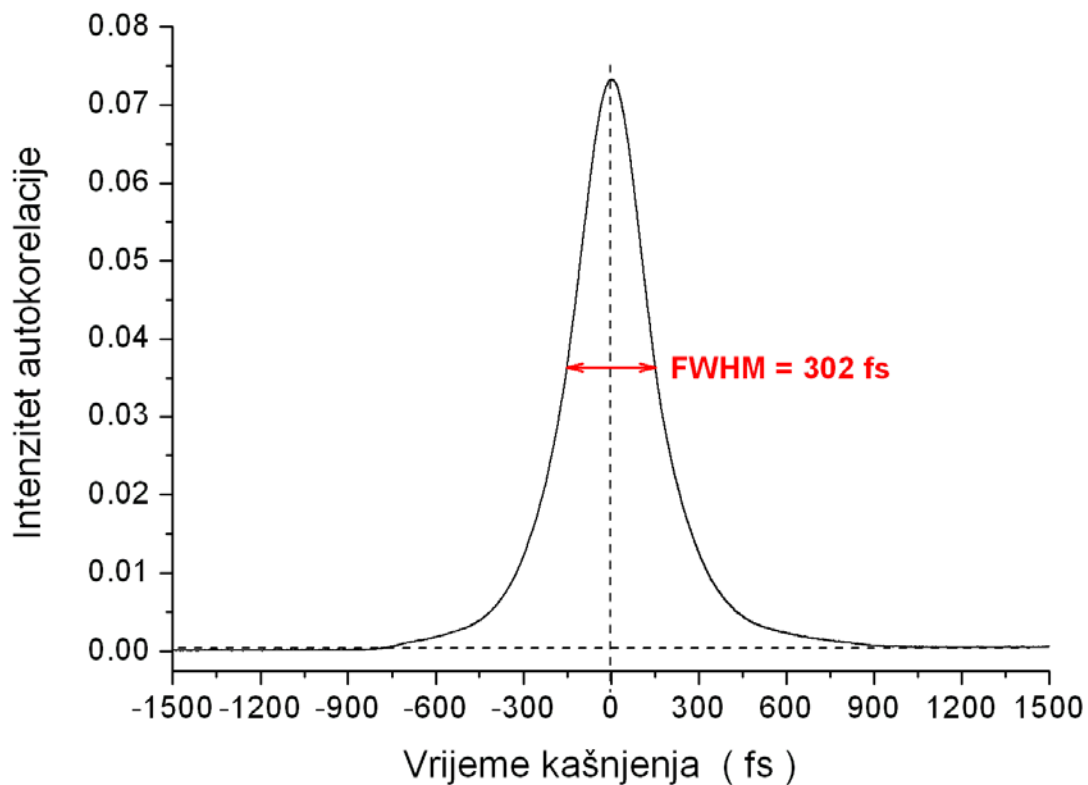
dakle, jednak je umnošku intenziteta dvije jednake laserske zrake, od kojih jedna kasni u vremenu u odnosu na drugu za period τ .

U opisanom postavu; „Femtofiber laser“, autokorelator + osciloskop, izmjereno je vrijeme trajanja laserskog pulsa. Za kalibraciju vremenske skale osciloskopa koristi se ultratanki etalon (silikatna pločica), koji se postavi na put jedne od dviju laserskih zraka (Slika 3.15.). Zatim se signal mjeri uz tri različita položaja etalona: prvi je bez etalona, drugi položaj etalona je onaj, pri kojem zraka samo jednom prođe kroz etalon, dok pri trećem položaju etalona, ta zraka dvostruko prolazi kroz etalon. Vrijeme kašnjenja prolaska pulsa od jednog položaja etalona do drugog je poznato te iznosi 311.6 fs. Na Slici 3.24. prikazan je signal dobiven na osciloskopu, pri čemu je vremenska os kalibrirana prema položaju etalona.



Slika 3.24. Autokorelacijski signal na tri položaja etalona

Nakon što je određena vremenska skala autokoreliranog signala, uzet je signal dobiven na prvom položaju (bez etalona) i na Slici 3.25. prikazan je njegov oblik, u svrhu određivanja trajanja pulseva koje stvara „Femtofiber“ laser.



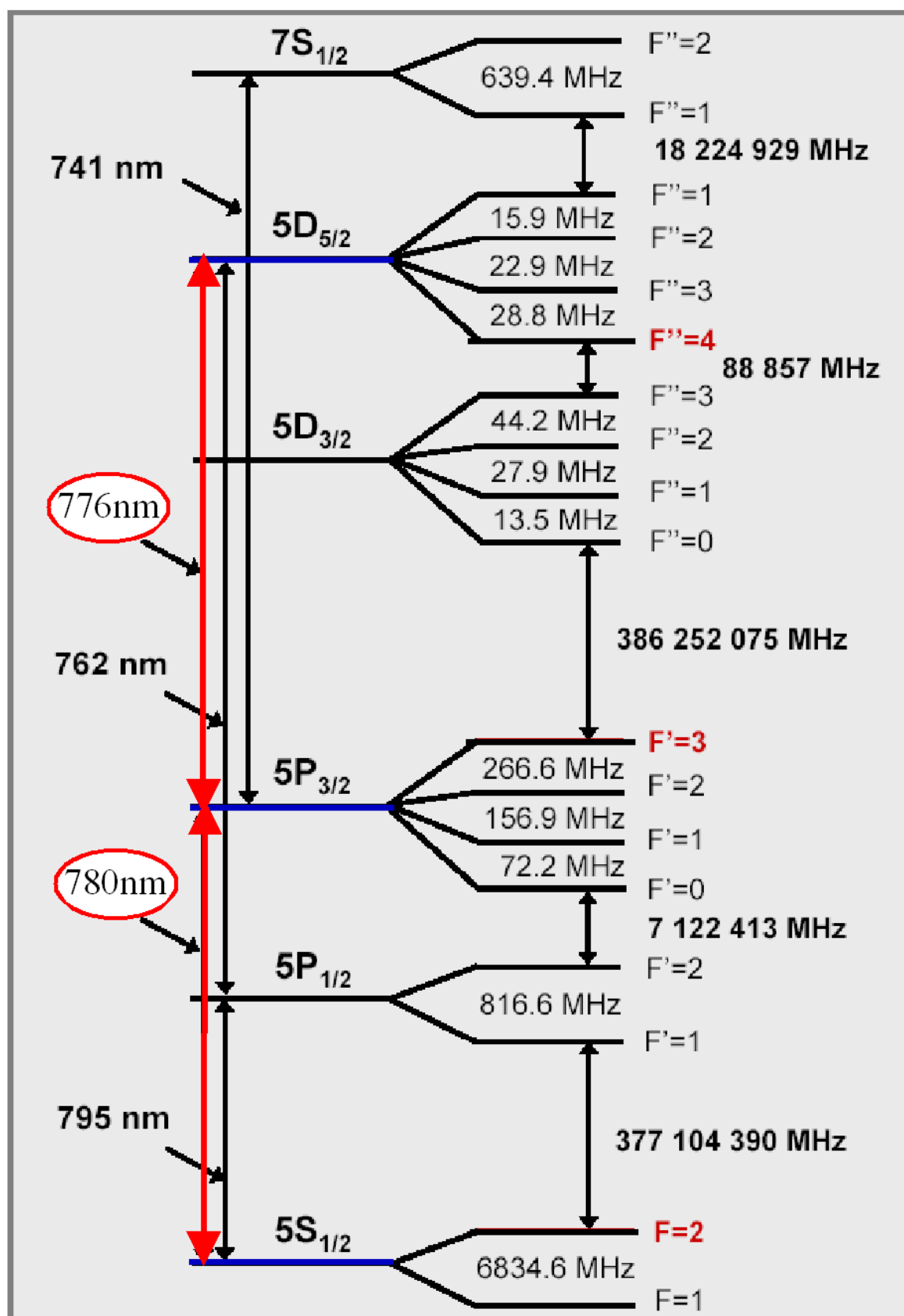
Slika 3.25. Autokorelacijski signal

Dobivenu vrijednost $\text{FWHM} = 302 \text{ fs}$ potrebno je podijeliti s faktorom korekcije da bi se dobila prava vrijednost trajanja pulsa. Za pulseve čiji se oblik može aproksimirati Gaussovom krivuljom, što je utvrđeno prema spektralnom profilu femtosekundnog pulsa, faktor korekcije iznosi 1.414.

Dakle, procijenjeno vrijeme trajanja pulseva, koje producira „Femtofiber“ laser na valnoj duljini od 778 nm iznosi 213.6 fs .

3.4.2. Mjerenje dvofotonske fluorescencije

Cilj eksperimenta je dvofotonska pobuda rubidijevih prirodnih izotopa frekventnim češljem radi uočavanja koherentnih efekata. U eksperimentu se kao posljedica dvofotonske pobude detektira $6p \rightarrow 5s$ fluorescencija. Na Slici 3.26. preuzetoj iz Ref. [30] prikazani su energijski nivoi atoma rubidija, koji sudjeluju u jedno- i dvo- fotonskim prijelazima. Crvenom bojom označene su rezonantne linije atoma rubidija, koje je moguće pobuditi „Femtofiber“ laserom, koji je korišten u ovom eksperimentu, što znači da samo prijelazi s nivoa označenima plavom bojom sudjeluju u ostvarivanju fluorescentnog signala.



Slika 3.26. Energijski nivoi atoma rubidija, koji sudjeluju u jedno- i dvo-fotonskim prijelazima

Femtosekundni laserski pulsevi strukturirani u frekventni češalj interagiraju s rubidijevim atomima. Frekventni češalj čini niz modova, koherentnih u fazi, s dva parametra slobode: frekvencijom repeticije pulseva f_r i frekvencijom f_0 , koja opisuje pomak određenog moda od anvelope vala nosioca (grafički prikazano na Slici 3.6.). Frekventni češalj u ovom slučaju generiran je Femtofiber laserom, za koji su gore navedeni parametri fiksni, budući da to odgovara potrebama ovog eksperimenta.

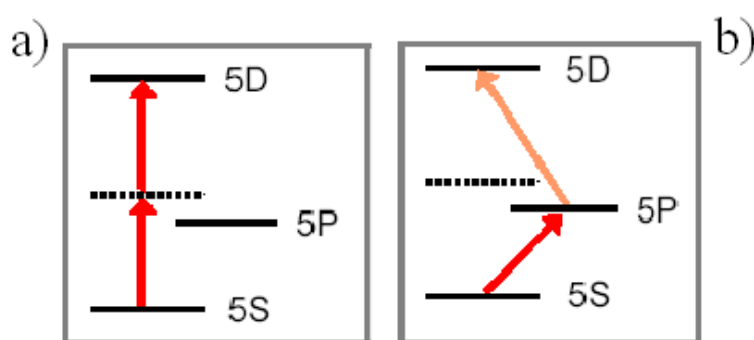
Frekvencija I-tog moda, koji se nalazi u frekventnom češlju može se prikazati kao:

$$\nu_I = I \cdot f_r + f_0 . \quad (3.28.)$$

U slučaju dvofotonske $5s \rightarrow 5d$ pobude, koja se odvija preko virtualnog nivoa mora biti zadovoljen rezonantni uvjet;

$$\nu_I = \nu_{5s\text{--virtualni}} \quad (3.29.)$$

Istovremenom apsorpcijom dva fotona frekvencije ν_I preko virtualnog nivoa dolazi do pobuđenja u 5d stanje. Virtualni nivo je u blizini realnog 5p nivoa (malo iznad jer je $E \propto \lambda^{-1}$), što znatno povećava vjerojatnost takvog prijelaza ($E_i \rightarrow E_v \rightarrow E_f$). Opisani dvofotonski proces prikazan je slikovito na Slici 3.27a.

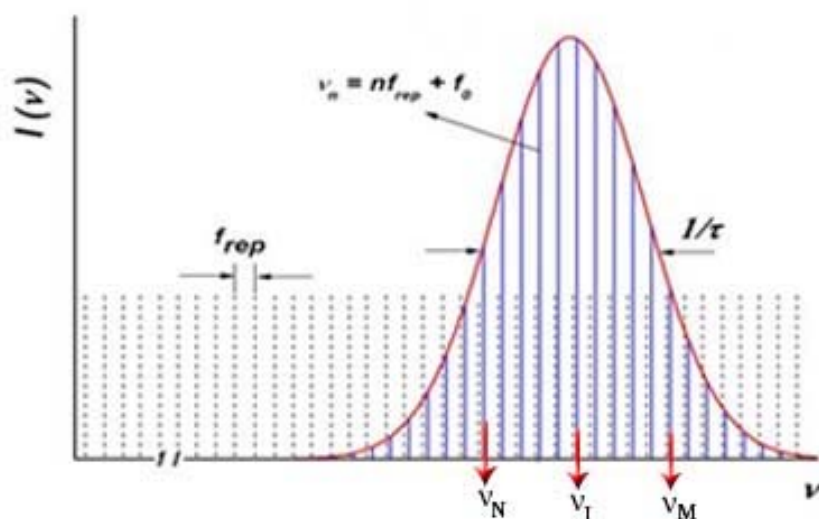


Slika 3.27. Dvofotonska pobuda

Osim navedenog dvofotonskog procesa, a zbog eksperimentalne širine laserskog spektra od ~ 2 nm u procesu naseljavanja 5d nivoa sudjeluje i pobuđenje 5p nivoa preko

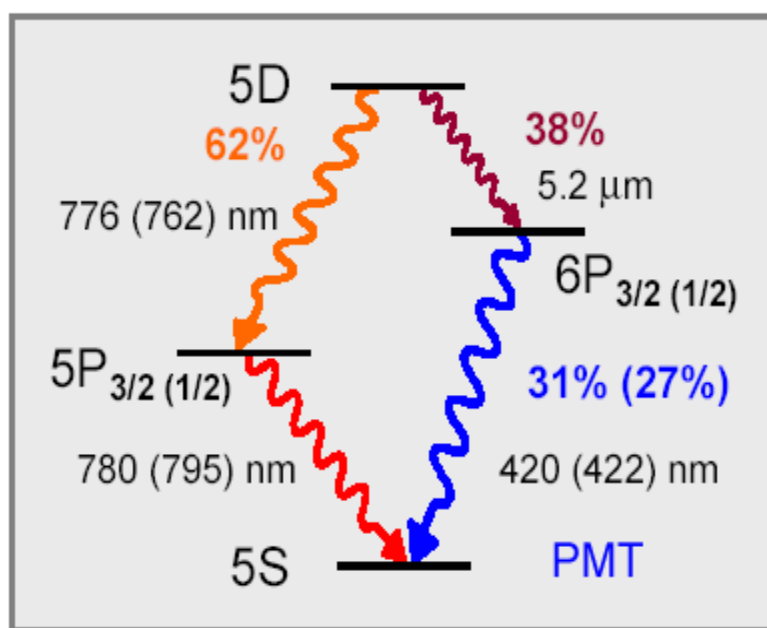
realnih nivoa i procesa $5s \rightarrow 5p \rightarrow 5d$, koji se naziva dvo-koračno pobuđenje. Kod ovog procesa uvjet rezonancije mora istovremeno biti zadovoljen za dva različita moda frekventnog češlja i to na primjer, za N-ti mod $\nu_N = \nu_{5s \rightarrow 5p}$, a za M-ti mod vrijedi $\nu_M = \nu_{5p \rightarrow 5d}$. Ovakva shema pobuđenja prikazana je na Slici 3.27.b.

Dakle, zbog velike spektralne poluširine frekventnog češlja može se zamisliti situacija u kojoj je frekventni češalj namješten tako da mu je centralni mod ν_I upravo na frekvenciji dvofotonskog prijelaza 778 nm. Na ovaj način u pobuđenju 5d nivoa osim ovog direktnog procesa indirektno sudjeluju svi parovi (N,M) modova, od kojih je jedan (N) na manjim frekvencijama u odnosu na centralnu frekvenciju (I), a drugi (M) na većim frekvencijama u odnosu na centralnu frekvenciju (I), kao što je prikazano na Slici 3.28.



Slika 3.28. Frekventni češalj centralne frekvencije ν_I

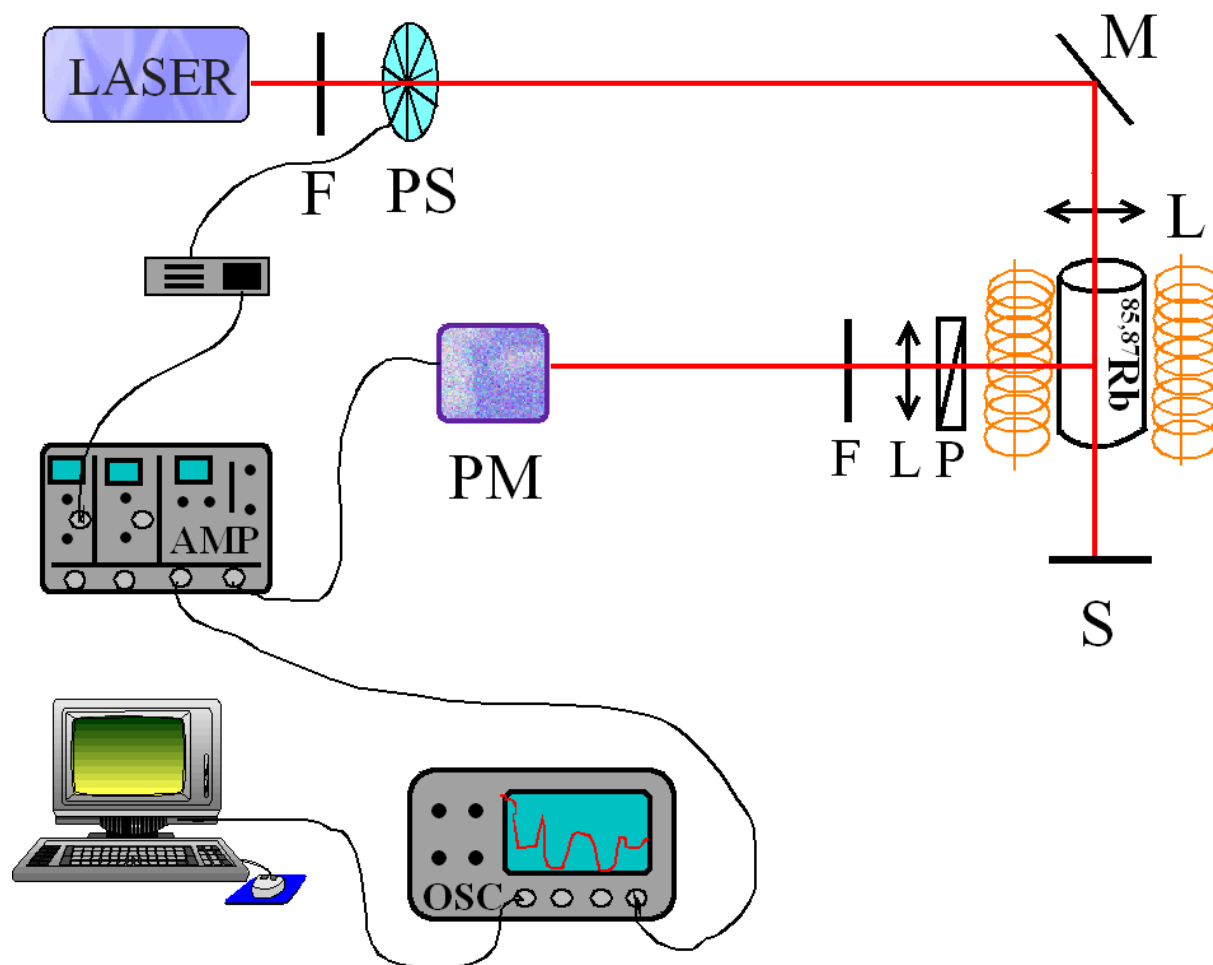
Budući da su svi modovi u fazi, može se reći da naseljavanje 5d nivoa proizlazi iz pobuđenja rubidijevih atoma u kojem koherentno sudjeluju svi modovi frekventnog češlja. Upravo ta činjenica omogućava dovoljnu populaciju 5d nivoa, da bi ona poslije bila opaziva u fluorescenciji. Razlog tome je da detektirani dvofotonski signal, koji potječe od prijelaza $6p \rightarrow 5s$ na valnoj duljini od 420 nm, predstavlja samo oko 10% prvotne populacije pobuđenog stanja 5d [29], što je prikazano na Slici 3.29. Atom se s energijskog nivoa 6p s vjerojatnošću od 69% također relaksira u stanja 6s i 4d, koja nisu prikazana na donjoj slici, ali se nalaze na Grotrianovom dijagramu (Slika 1.1.) Upravo je zato detekcija tako malog signala predstavljala priličan problem.



Slika 3.29. Mogući putevi raspada 5d stanja rubidija 87

U signalu fluorescencije znatan je doprinos jednofotonskog prijelaza, čak 62%, što je pokazano na Slici 3.29., zbog čega su u eksperimentu korištena dva filtera, koja apsorbiraju valne duljine jednofotonskog zračenja iz stanja $5p \rightarrow 5s$ (780 nm). Na taj način jedino svjetlost valne duljine od 420 nm dopijeva u fotomultiplikator.

U tu svrhu detektiranja fluorescencije nastale dvofotonskom pobudom, složen je slijedeći eksperimentalni postav:



Slika 3.30. Eksperimentalni postav za mjerenje fluorescencije

Iz laserskog sustava „Femtofiber Scientific FFS Laser“ izlaze femtosekundni pulsevi valne duljine 778 nm, koji prvo prolaze kroz filter, koji apsorbira sve valne duljine ispod ~700 nm. Laserski snop zatim prolazi kroz „chopper“, odnosno, prekidač svjetlosti, koji služi za modulaciju svjetlosti, a spojen je na fazno-osjetljivo pojačalo, koje pojačava željeni signal te umanjuje postojeći šum.

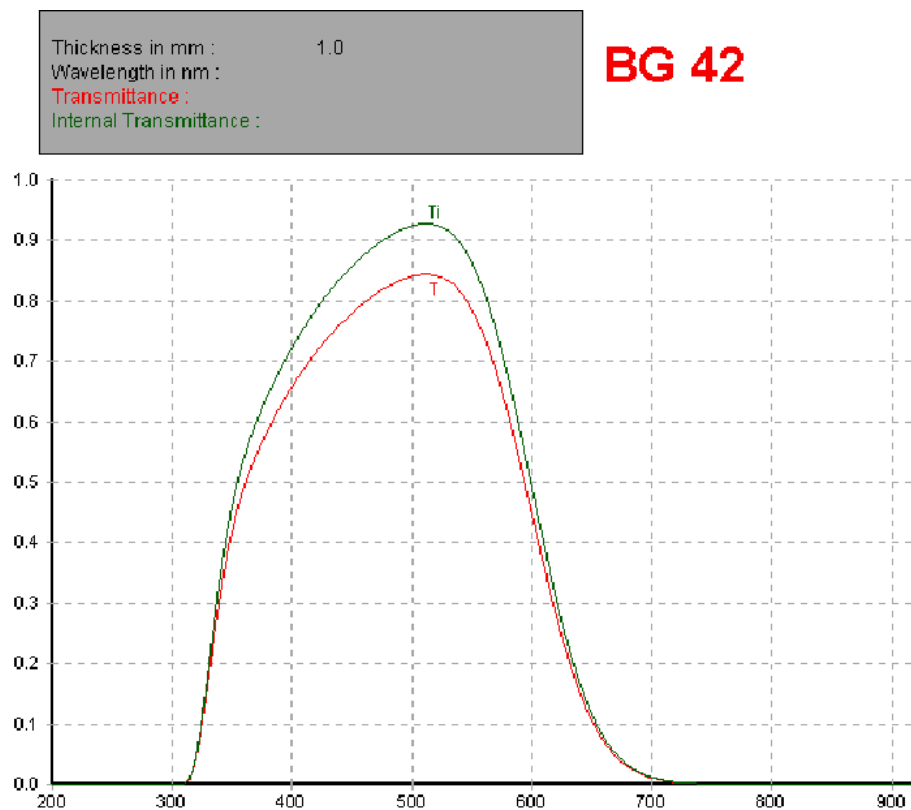
Rubidijeva kiveta smještena je u centar Helmholtzovih zavojnica, koje su opisane u poglavlju 2.5., te prikazane na Slici 2.15. Između dviju zavojnica, na nosaču se nalazi mali otvor kroz koji izlazi zračenje, koja nastaje fluorescencijom rubidijevih atoma, koji su prethodno pobuđeni frekventnim češljem femtosekundnog lasera. Zračenje prvo prolazi kroz polarizator, koji je postavljen okomito u odnosu na lasersku zraku, tako da propušta

fluorescentno zračenje, a blokira izvorni laserski snop. Nakon toga, slika fluorescentnog signala projicira se lećom na ulaznu pukotinu fotomultiplikatora, koji detektira svjetlosne impulse, pretvara ih u električne i šalje u pojačalo, a zatim na osciloskop i računalo, gdje se oni pohranjuju i analiziraju.

Kod izvođenja ovog eksperimenta, važno je napomenuti da je slaganje eksperimentalnog postava bio jako dug i zahtjevan posao. Naime, detekcija dobivenog signala predstavlja veliki problem budući da je dobiveni signal, iako pojačan, jako malen. Razlog leži uz tome da je dobiveni signal nastao kao rezultat fluorescencije, odnosno, spontane emisije svjetlosti. Intenzitet takvog svijetla je malen, a skuplja se pod kutem od 90° da bi se izbjegao utjecaj lasera, te zbog toga samo dio tog zračenja dopijeva u detektor. Kao što je prikazano na Slici 3.29. samo 10% prvotne populacije pobuđenog 5d stanja sudjeluje u promatranom prijelazu $6p \rightarrow 5s$, gdje dolazi do fluorescentnog zračenja. Zatim, fluorescencija pobuđenih rubidijevih atoma promatra se na sobnoj temperaturi, što znači da je manja koncentracija rubidijevih atoma koji bivaju pobuđeni i doprinose fluorescentnom signalu, nego u slučaju zagrijane rubidijeve pare. Iz tog razloga puno puta su promijenjeni položaji svih optičkih elemenata te fotomultiplikatora radi dobivanja što boljih rezultata. Također, na mjesto rubidijeve kivete unutar zavojnica stavljen je kiveta napunjena tekućinom za „dye“ laser (laser s organskim bojama) jer ona fluorescira u vidljivom dijelu spektra pa su na taj način podešeni optički elementi sustava na maksimum projiciranja fluorescentnog zračenja na detektor, a zatim je to podešeno promatranjem jačine signala dobivenog na osciloskopu. Nakon toga je u tako složen postav vraćena rubidijeva ćelija na mjesto one s organskom bojom.

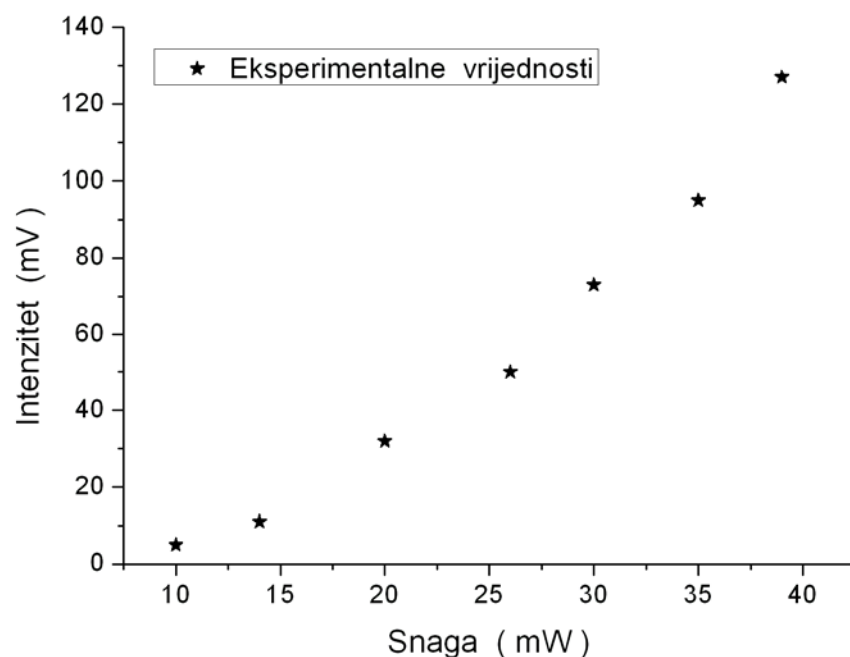
Prije mjerenja s magnetskim poljem, mjerena je ovisnost intenziteta signala fluorescencije o snazi laserskog snopa. Na izlazu lasera stavljen je sivi filter, kojim je regulirana snaga lasera, a iznos te snage mjereno je elektroničkim uređajem za mjerenje snage. Svrha mjerenja ovisnosti intenziteta signala fluorescencije o snazi lasera je određivanje oblika te ovisnosti, odnosno, da li se radi o linearnoj ili kvadratnoj ovisnosti. Ukoliko je dobivena kvadratna ovisnost, iz teorijskih razmatranja [9] poznato je da takva ovisnost potječe od dvofotonske pobude. Dvofotonska pobuda je upravo rezultat kojem se teži u ovom eksperimentu. Ona rezultira fluorescencijom prijelaza u atomu rubidija (Slika 3.29.) iz pobuđenog stanja $6p$ u osnovno stanje $5s$. Traženi prijelaz odgovara valnoj duljini od 420 nm, pa su u tu svrhu na signal koji izlazi iz rubidijeve ćelije obavijene zavojnicama postavljena 2

BG42 filtera, koji apsorbiraju sve valne duljine veće od 700 nm, a manje od 300 nm, što je i prikazano na Slici 3.31.



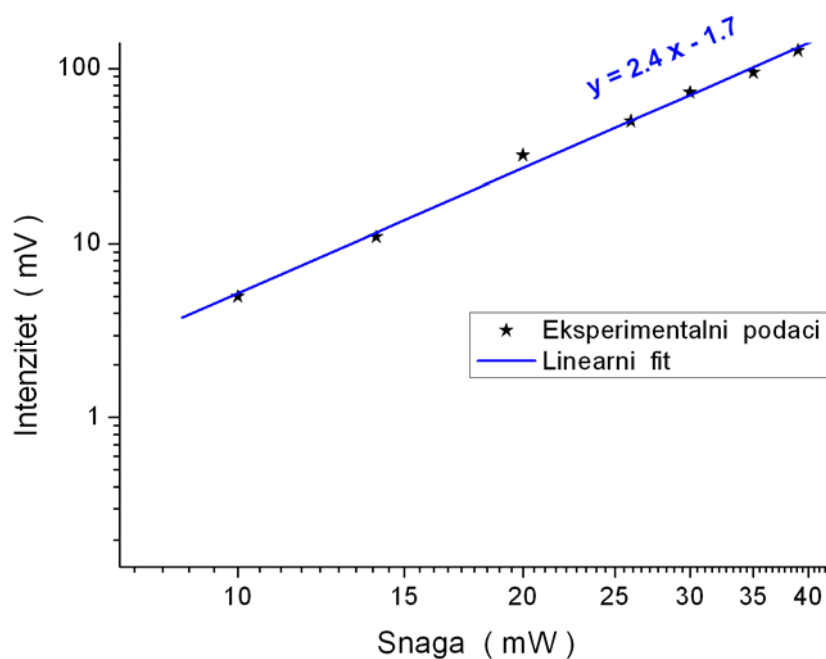
Slika 3.31. Krivulja transmitivnosti filtera BG42 [31]

U takvoj konfiguraciji, gdje nije primjenjeno magnetsko polje, izmjerena je najprije ovisnost intenziteta dobivenog fluorescentnog signala o snazi laserske zrake, Slika 3.32.



Slika 3.32. Ovisnost intenziteta o snazi signala

Iznos snage, regulirane sivim filterom nalazi se na x –osi, dok se na y- osi nalazi prikaz intenziteta signala fluorescencije, čije su vrijednosti očitane na skali fazno-osjetljivog pojačala, uz usrednjenje od 10 s. Iz dobivenih rezultata ne može se sa sigurnošću tvrditi da izmjerene točke najbolje opisuje kvadratna funkcija, zato će se oni prikazati u log-log skali (Slika 3.33.), da bi koeficijent smjera pravca a pokazao da li se radi o linearnoj ($a = 1$) ili o kvadratnoj ovisnosti ($a = 2$).



Slika 3.33. Ovisnost intenziteta o snazi lasera u log-log skali

Iz linearne prilagodbe dobiven je koeficijent smjera ovog pravca i on iznosi: $a = (2.4 \pm 0.1) \text{ mV/mW}$. Dobivena vrijednost pokazatelj je kvadratne ovisnosti.

Kvadratna ovisnost intenziteta fluorescencije zračenja o snazi lasera ukazuje na dvofotonsku pobudu zato što je vjerojatnost dvofotonskog prijelaza A_{if} proporcionalna sa kvadratom upadnog intenziteta: $A_{if} \sim I_{up}^2$ [9]. Koncentracija pobuđenog stanja N_f jednaka je: $N_f = A_{if} \cdot N_i$, gdje je N_i koncentracija atoma u osnovnom stanju. Dakle, $N_f \sim A_{if}$. Intenzitet fluorescencije upravo je proporcionalan broju atoma pobuđenog stanja, odnosno,

$$I_{LIF} \sim N_f \sim I_{up}^2 \sim (nh\nu)^2 , \quad (3.29.)$$

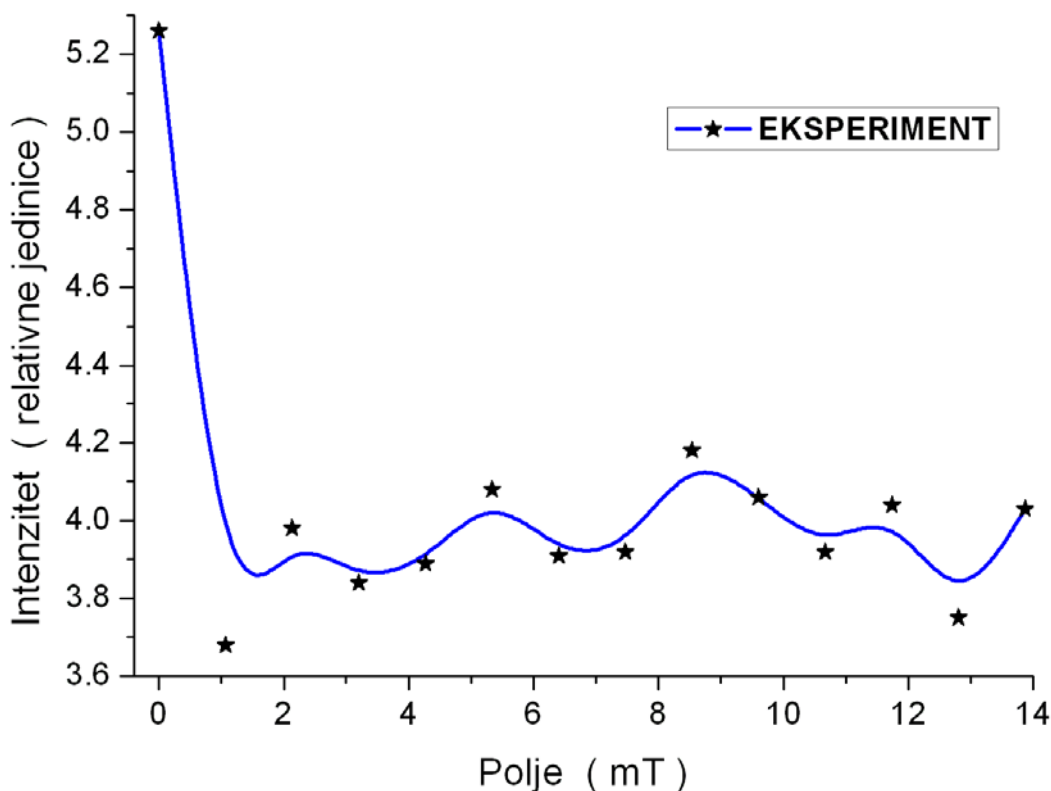
gdje je n broj fotona, ν je frekvencija fotona, a h je Planckova konstanta. S druge strane, snaga lasera određuje broj fotona, koji sudjeluju u pobudi, odnosno, proporcionalna je upadnom intenzitetu: $P \sim I_{up}$. Uvrsti li se to u izraz (3.29.) dobiva se:

$$I_{LIF} \sim P^2 . \quad (3.30.)$$

Prema tome, rezultati su pokazali da dobiveni fluorescentni signal potječe od dvofotonske pobude rubidijevih atoma.

Zatim je promatrana ovisnost dobivenog fluorescentnog signala o jakosti magnetskog polja, koje se generira propuštanjem struje kroz Helmholtzove zavojnice (opisane u poglavlju 2.5.).

Struja se povećava u koracima 0.1 A u intervalu od 0 – 1.3 A, što odgovara polju od 0 – 13.9 mT. Na Slici 3.34. prikazana je ovisnost intenziteta signala fluorescencije o jakosti magnetskog polja.

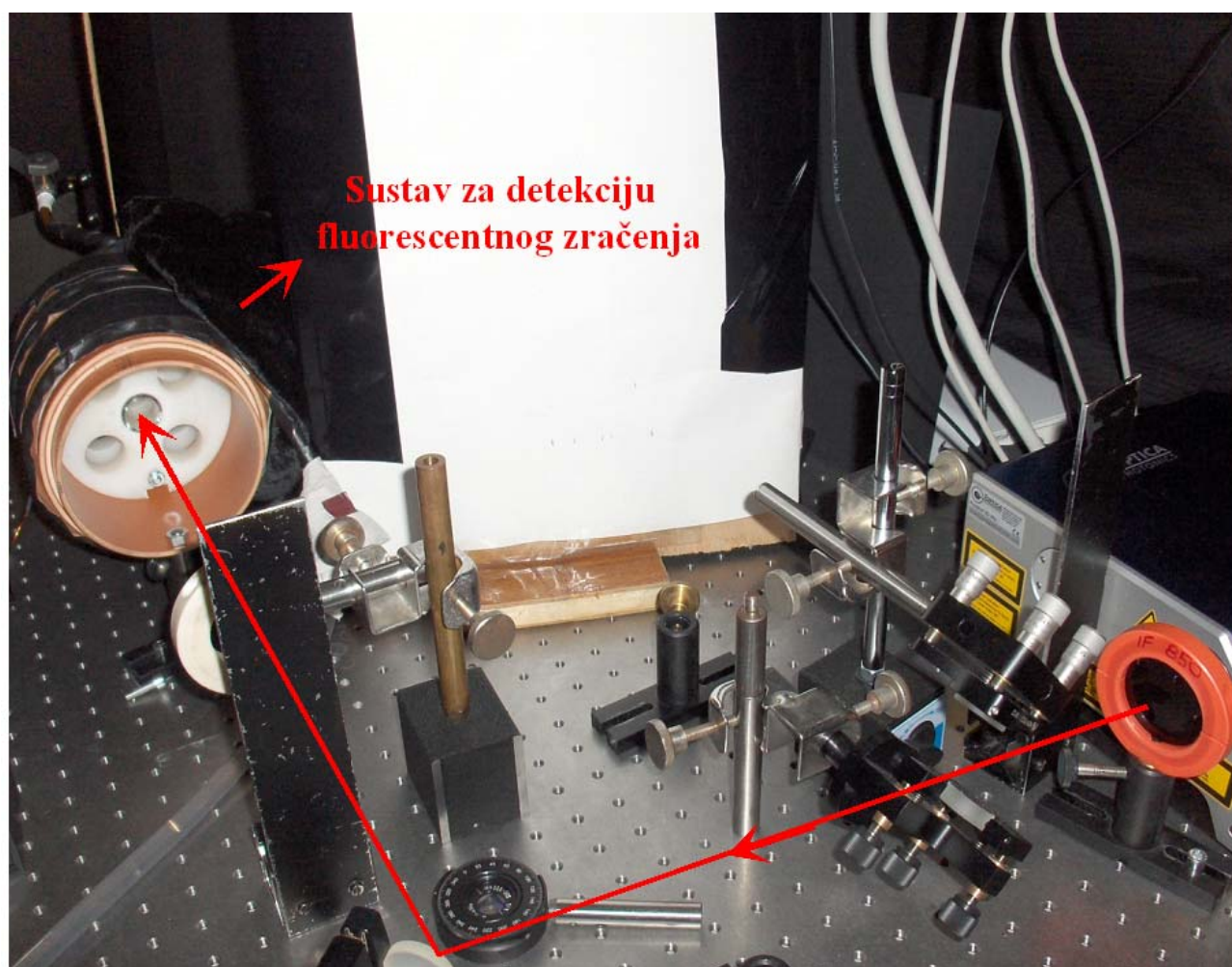


Slika 3.34. Ovisnost intenziteta fluorescencije o narinutom polju

Na grafu se može opaziti oscilatorna struktura, koja pokazuje utjecaj magnetskog polja. Magnetsko polje, kao što je već pokazano u prvom dijelu ovog rada, razbija degeneraciju nivoa i mijenja energijsku strukturu atoma rubidija, čime je omogućen veći broj prijelaza. S druge strane, femtosekundni frekventni češalj interagira s rubidijevim atomima. Struktura frekventnog češlja je takva da se sastoji od $\sim 10^6$ modova i ovisno o tome da li se njihova frekvencija podudara ili ne podudara sa frekvencijama prijelaza među energijskim nivoima rubidija nastalim od utjecaja magnetskog polja, rezultatna struktura će sadržavati maksimume ili minimume.

Bez dodatnog magnetskog polja ($I = 0$ A) intenzitet signala je maksimalan. Čim se uključi magnetsko polje, već na struji od 0.1 A, odnosno, polju od 1.1 mT, intenzitet fluorescencije je znatno smanjen jer magnetsko polje razori postojeću energijsku strukturu atoma rubidija. Postupnim povećavanjem struje kroz zavojnice, intenzitet signala pokazuje određene oscilacije, ali je i dalje očekivano puno manji od početnog signala.

Dobivena ovisnost intenziteta signala o magnetskom polju pokazuje velike sličnosti sa već poznatim rezultatima [32], gdje su oni dobiveni za intenzitet fluorescencije jednofotonskog pobuđenja. U oba slučaja primjećena je postojeća oscilatorna struktura, koja je rezultat više efekata; cijepanja energijskih nivoa, različitih vjerojatnosti prijelaza i femtosekundnog frekventnog češlja.



Slika 3.35. Laboratorijski postav za mjerenje dvofotonske fluorescencije rubidijevih atoma femtosekundnim frekventnim češljem

Zaključak

Diplomski rad strukturiran je u tri dijela. Prvi dio bazira se na teorijskoj osnovi, gdje je od posebnog interesa bila hiperfina struktura prirodnih izotopa rubidija, pa je ista detaljno analizirana. Opisan je utjecaj magnetskog polja na navedenu hiperfinu strukturu te je prikazano cijepanje energijskih nivoa atoma rubidija uslijed njihovog djelovanja s magnetskim poljem.

U drugom dijelu ovog rada eksperimentom su potvrđena teorijska razmatranja. Promatranjem apsorpcijskog profila D2 rezonantne linije rubidijevih atoma pokazano je dobro slaganje s teorijskim profilom, izračunatim u prvom dijelu. Izmjereni „Doppler-free“ profili navedene linije, dobiveni korištenjem saturacijske spektroskopije omogućili su razlučivanje svih hiperfinih prijelaza u atomu rubidija. Tehnika je zatim poboljšana upotrebom fazno-osjetljivog pojačala jer su na taj način u hiperfinim prijelazima izdvojeni hiperfini vrhovi iz širokog Dopplerovog profila linija.

Eksperimentalni postav za promatranje efekta koje magnetsko polje vrši na intenzitetski profil spektralnih linija podijeljen je u dvije grane zato što se na jednoj pratio utjecaj magnetskog polja, a druga je služila kao referentna grana za frekvencijsku skalu. Iz usporedbe oblika linija dobivenih za obje grane, doneseni su slijedeći zaključci. Porastom magnetskog polja mijenja se i oblik linija. Promjena se očituje u pomaku centralnog položaja frekvencije, u povećanju poluširine linija te u smanjenju intenziteta pojedinih prijelaza. Na maksimalno narinutoj struji od 1 A, odnosno, polju od 10.7 mT efekt polja je najviše izražen jer je u dobivenom profilu linija bilo nemoguće izdvojiti, odnosno, prepoznati hiperfine prijelaze.

U trećem dijelu ovog diplomskog rada promatrani su efekti koji nastaju uslijed pobuđivanja rubidijevih atoma pomoću femtosekundnog „Femtofiber“ lasera. Svrha eksperimenta predstavlja opažanje fluorescencije nastale dvofotonskom pobudom rubidijevih atoma uslijed koherentne interakcije s frekventnim češljem. Analizom rezultata mjerene ovisnosti intenziteta dobivenog fluorescentnog signala o snazi lasera, utvrđeno je da signal potječe od navedene dvofotonske pobude. Zatim je promatrana ovisnost intenziteta fluorescencije o jakosti magnetskog polja, pri čemu je ustanovljeno oscilatorno ponašanje.

Takva oscilatorna struktura nastala je kao rezultat cijepanja energijskih nivoa rubidijevih atoma uslijed interakcije s magnetskim poljem (čime je povećan broj prijelaza) te zbog interakcije rubidijevih atoma s femtosekundnim frekventnim češljem. Dobiveni rezultat potvrđuju i druga mjerenja, rađena drugačijom pobudom [32].

Daljnje smjernice ovog istraživanja biti će usavršavanje sistema za detekciju fluorescencije, nastale dvofotonskom pobudom rubidijevih atoma frekventnim češljem, uvođenjem brojača fotona umjesto fotomultiplikatora. Zbog svoje velike foto-osjetljivosti on će detekcijom malog fluorescentnog signala dati veliki izlazni mjereni signal, čime će se omogućiti detaljnije ispitivanje opažene fluorescencije o još nekim dodatnim parametrima (na primjer repeticija lasera).

Izvedeni eksperiment u kojem se primjenjuje magnetsko polje pripada grupi magneto-optičkih eksperimenata, koji se bave fenomenima vezanima uz magnetske efekte u materiji, kada ona emitira svjetlost. Nelinearni magneto-optički efekti pokazuju svoju važnost u laserskoj spektroskopiji, gdje se primjenjuju u visoko preciznoj magnetometriji, za istraživanje slabih prijelaza (kao što je npr. magnetski dipolni prijelaz s malim magnetskim momentom) [33], u eksperimentima gdje dolazi do kršenja zakona pariteta u atomima, te u novije vrijeme u istraživanju procesiranja kvantnih informacija [34].

Na kraju, mogu zaključiti da je cjelokupan diplomski rad postigao zadovoljavajuće te očekivane rezultate, budući da svi dobiveni rezultati odgovaraju teorijskim razmatranjima.

Popis literature

- [1] M. Weitz and T.H. Hänsch, Europhys. Lett. **49**, 302 (2000)
- [2] Cundiff and Ye, Rev. Mod. Phys., Vol. **75**, No. 1, 2003
- [3] M. Niering et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 5496 (2000)
- [4] I. Supek, Teorijska fizika, II. dio
- [5] Y. Dancheva et al., Optics Communications **178** (2000) 103-110
- [6] Daniel A. Steck, Rubidium 87 D Line Data, <http://steck.us/alkalidata/>
- [7] Privatni izvor
- [8] <http://electron9.phys.utk.edu/optics507/modules/m10/saturation.htm>
- [9] W. Demtröder, Laser Spectroscopy
- [10] J.C. Camparo, Contemp. Phys., 1985, Vol. **26**, No. 5, 443-477
- [11] T. Rieger and T. Volz, Doppler-Free Saturation Spectroscopy,
http://www.mpg.de/qdynamics/teaching/praktikum/saturation_spectroscopy.pdf
- [12] N. Vujičić, Stvaranje niskotlačne plazme u zraku, heliju i dušiku djelovanjem femtosekundnog laserskog pojačala, diplomski rad (Zagreb, 2005)
- [13] http://www.walkerldjscientific.com/Products/Product_Lines/Helmholtz/Helmholtz-brochure.pdf
- [14] dr. Đuro Drobac, Laboratorij za istraživanje magnetizma induktivnim tehnikama, Institut za fiziku, privatna komunikacija
- [15] <http://www.eotech.com/techsupport/faraday/notes/faradayrotiso/2operationfara.php>
- [16] Alan Corney: „ Atomic and Laser Spectroscopy“
- [17] J.-C. Diels, W. Rudolph: „ Ultrashort Laser Pulse Phenomena“
- [18] T. Ban: „Femtosekundni laseri – preciznost u vremenu i frekvenciji“, MFL (2007)
- [19] M.C. Stowe et al., Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics, Vol. **55**
- [20] http://www.rp-photonics.com/erbium_doped_fiber_amplifiers.html
- [21] J. Posthumus, F. Tauser, T. Renner, W. Kaenders, TOPTICA Photonics AG
- [22] http://www.rp-photonics.com/nonlinear_polarization_rotation.html
- [23] F. Tauser and A. Leitenstorfer, Optics Express, 2003, Vol. **11**, No. 6, 594-600
- [24] D. H. Jundt et al., Appt. Phys. Lett. **59** (21), 1991, 2657-2659

- [25] M. Müller et al., Journal of Applied Physics **97**, 044102 (2005)
- [26] M. J. Missey et al., Optics Express, 2000, Vol. **6**, No. 10, 186-195
- [27] <http://www.optical-filters.com/rg695.html>
- [28] Instruction Manual for Model 409, Scanning Autocorrelator, Spectra Physics
- [29] N. Drpić, Oblikovanje femtosekundnih laserskih pulseva u rezonantnom mediju, diplomski rad (Zagreb, 2006)
- [30] Adela Marian, Direct Frequency Comb Spectroscopy for Optical Frequency Metrology and Coherent Interactions, disertacija (University of Bucharest, 2005)
- [31] <http://www.optical-filters.com/bg42.html>
- [32] T. Ban, D. Aumiler, H. Skenderović, and G. Pichler, Phys. Rev. A **73**, 043407 (2006)
- [33] A. Atvars et al., Eur. Phy. J. D. **44**, 411-417 (2007)
- [34] R. Drampyan et al., Optics Communications **276** (2007) 251-260