

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

SMJER: DIPL. INŽ. FIZIKE

NATAŠA VUJIČIĆ

DIPLOMSKI RAD

Zagreb, 2005.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

SMJER: DIPL. INŽ. FIZIKE

NATAŠA VUJIĆIĆ

DIPLOMSKI RAD

STVARANJE NISKOTLAČNE PLAZME U
ZRAKU, HELIJU I DUŠIKU DJELOVANJEM
FEMTOSEKUNDNOG LASERSKOG POJAČALA

Voditelj diplomskog rada: Dr. sc. Goran Pichler

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____
2. _____
3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2005.

mojim roditeljima

Zahvaljujem se mentoru dr. Goranu Pichleru na podršci i povjerenju koje ste imali u mene. Također se zahvaljujem na pruženoj prilici da unutar Vaše grupe izradim Diplomski rad i, što je još važnije, upoznam osobe od kojih sam puno naučila i na čiju sam pomoć uvijek mogla računati.

Posebno se zahvaljujem dr. Ticijani Ban i dipl. inž. Damiru Aumileru što ste mi, uz sve svoje obaveze, bili veliki oslonac. Hvala Vam na bezrezervnom trudu i mnogobrojnim savjetima, bez kojih ovaj Diplomski rad sigurno nikad ne bi uspjela završiti. Hvala Vam za sve kave i ugodne trenutke provedene na Institutu.

Zahvaljujem se dr. Mladenu Movreu na nesebičnoj pomoći i vremenu koje ste našli za mene. Razgovori s Vama puno su mi pomogli u zaokruživanju mog Diplomskog rada.

Najviše se zahvaljujem svojim roditeljima, kojima i posvećujem ovaj Diplomski rad. Hvala Vam na beskonačnom strpljenju, razumijevanju i ljubavi. Zahvaljujem se i svojoj sestri jer je jedina i neponovljiva. Hvala ti na tvom velikom srcu, u kojem znam da imam posebno mjesto. Hvala ti što si to uvijek znala pokazati.

Hvala svim mojim prijateljima i dragim ljudima koji su mi najljepše godine odrastanja učinili nezaboravnima. Hvala Vam na zajedničkim trenucima, iskustvima i razgovorima koji su od mene načinili osobu. To mi se, ipak, čini najvažnijim.

Nadam se da ću Vam se svima moći odužiti!

SADRŽAJ

SADRŽAJ.....	1
UVOD.....	2
1. TEORIJSKA POZADINA	5
1. 1. Električni izboj u plinovima	5
1. 2. Fizika tinjavog izboja	9
1. 3. Laserom inducirani izboj	12
1. 4. Osnovni ionizacijski i rekombinacijski procesi.....	15
1. 5. Priroda kratkih pulseva.....	21
1. 6. Propagacija kratkih pulseva.....	24
2. EKSPERIMENTALNI POSTAV	30
2. 1. Izbojna komora	30
2. 2. Sustav za detekciju laserom vođenog izboja u plinovima.....	32
2. 3. Laserski sustav.....	34
2. 3. 1. Femtosekundni laserski oscilator.....	34
2. 3. 1. 1. Osnovni opis laserskog rada	36
2. 3. 1. 2. Sinhronizacija modova (modelocking).....	38
2. 3. 1. 3. Oblikovanje izlaznih pulseva	46
2. 3. 2. Pumpa za femtosekundni laserski oscilator.....	54
2. 3. 3. Lasersko femtosekundno pojačalo	57
2. 3. 4. Pumpa za lasersko femtosekundno pojačalo	62
2. 3. 5. Karakteristika izlaznog signala.....	63
3. EKSPERIMENTALNI REZULTATI.....	64
3. 1. Ciljevi eksperimenta i način mjerenja	64
3. 2. Ovisnost naponskog signala o tlaku plina i naponu između elektroda.....	68
3. 3. Ovisnost najveće vrijednosti naponskog signala o naponu između elektroda	73
3. 4. Ovisnost najveće vrijednosti naponskog signala o tlaku plina.....	77
4. MODEL EKVIVALENTNOG STRUJNOG KRUGA I DISKUSIJA REZULTATA... 80	
4.1. Model ekvivalentnog strujnog kruga.....	80
4. 2. Jednadžbe prirasta za koncentracije nositelja naboja	86
4. 3. Analiza rješenja funkcije $n_e(t)$ i njeno ponašanje u različitim uvjetima u plazmi ...	89
4. 4. Određivanje koncentracije elektrona u točki najveće vrijednosti signala	99
4. 5. Primjena modela ekvivalentnog kruga na eksperimentalne rezultate i diskusija ..	103
4. 6. Određivanje vodljivosti kanala plazme	113
5. ZAKLJUČAK.....	117
POPIS LITERATURE PO POGLAVLJIMA	121
POPIS TABLICA.....	124
POPIS SLIKA	126

UVOD

Otkriće ultrakratkih pulseva dovelo je do intenzivnog proučavanja propagacije elektromagnetskih pulseva u medijima i njihove interakcije s medijem. Ta istraživanja su od velike važnosti, kako za znanost, tako i za njenu primjenu. Velika širina spektra, visoke snage i četverodimenzionalna (3+1) priroda svjetlosnog pulsa imaju za posljedicu složene linearne i nelinearne interakcije pulsa s medijem. Tumačenje pojava koje nastaju tim interakcijama znanstvenicima i danas predstavljaju veliki izazov.

Posebna pažnja se usmjerila na proučavanje femtosekundnih laserskih sustava, koji su u mogućnosti proizvest pulseve vrlo kratkog trajanja od svega nekoliko do par stotina femtosekundi ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) i umjerenih energija, čime se dobiju laserski pulsevi vrlo visoke snage. Zbog velikih snaga pulseva, nelinearni odziv medija igra glavnu ulogu u propagaciji takvih signala.

Paralelno s eksperimentalnim istraživanjem, procesi nelinearne propagacije pulsnih signala u mediju se pokušavaju razumijeti i rješavanjem kompleksne nelinearne Schrödingrove jednačbe (NLS). U njoj su uključeni mnogobrojni procese koji su prisutni pri propagaciji ultrakratkih pulseva svjetlosti, kao što su linearna difrakcija, optički Kerr-ov efekt, stvaranje plazme uslijed multifotonske ionizacije (MPI), disperzija grupna brzine (GVD) pa i viši članovi koji opisuju procese vezane uz vremensku disperziju pulsnog signala.

U nekoliko eksperimentalnih radova [1-3] potvrđeno je postojanje filamentacije i laserom vođenog izboja zbog djelovanja IR femtosekundnog lasera. U njima je razjašnjena uloga procesa multifotonske ionizacije, koji su ključni za nastanak plazme, a time i za propagaciju pulsnog laserskog signala. Zbog nelinearnog indeksa loma, dolazi do fokusiranja pulsnog signala prolaskom kroz medij, dok prisutnost plazme u filamentu dovodi do defokusiranja zrake. Možemo reći da je pojava dugačkih filamenata posljedica istovremenog fokusiranja i defokusiranja pulsnog signala prolaskom kroz medij. Riješenja NLS jednačbe su prostorno- vremenski solitoni koji su opaženi eksperimentalno [4] i potvrđeni numeričku [5], kao rješenja jednačbe gibanja EM vala kroz medij (zrak).

Osnovni problem koji je u najužem smislu vezan za izradu ovog diplomskog rada je problem proučavanja vodljivosti plazmenih kanala, koji nastaju djelovanjem

femtosekundnih laserskih pulseva s medijem. Multifotonskom apsorpcijom dolazi do stvaranja kanala plazme duž smjera propagacije laserskog signala. U zadnjih deset godina istražuje se problem vodljivosti kanala plazme [6-10], a sve u svrhu razumijevanja procesa vezanih uz vođenje izboja u zraku pri atmosferskim uvjetima. Ti procesi su važni jer se pomoću snažnih laserskih pulseva mogu kontrolirati i laserski voditi munje. Devedesetih godina prošlog stoljeća vrlo intenzivno su počela ispitivanja vezana uz uvjete vođenja munja u atmosferi. Naime, u Sjedinjenim Američkim Državama godišnje se registrira oko 20 milijuna pojedinačnih udara gromova, koji usmrte nekoliko stotina ljudi i izazivaju ogromne materijalne gubitke (naročito na energetskim postrojenjima), izazivaju poteškoće u komunikacijama i zračnom prometu [11]. Ispitivanja propagacije femtosekundnih pulseva u medijima važni su i zbog njihove primjene i u meteorologiji, kao tehnika za ispitivanje zagađenosti zraka (*light detection and ranging-LIDAR*) te u spektroskopiji udaljenih objekata (*laser-induced plasma spectroscopy – LIPS*).

Svi navedeni eksperimenti [6-10] provedeni su u uvjetima atmosferskih tlakova, u zraku. Osnovna ideja našeg eksperimenta je postizanje izboja u plinovima niskih tlakova (ispod 50 Torr) pomoću femtosekundnog laserskog snopa, pojačanog u laserskom pojačalu (*Spitfire*).

Plinovi u kojima smo provodili mjerenja su zrak, dušik i helij. Zbog ionizacije plina uslijed interakcije plina i laserskih pulseva dolazi do stvaranja kanala plazme koji se pojavljuje u uskom, dobro definiranom prostoru između dviju elektroda koje su priključene na izvor istosmjernog napona U_{DC} . Pri određenim uvjetima tlakova i napona između elektroda imamo režim izboja u kojem je izboj uvjetovan prisutnošću lasera.

Cilj eksperimenta je ispitati uvjete u kojima se takav laserom inducirani izboj pojavljuje, te na temelju eksperimentalnih rezultata opisati svojstva plazme kao što su njena vodljivost, početna gustoća elektrona u plazmenom kanalu, razumijevanje procesa koji slijede nakon iniciranja plazmenog kanala, odnosno procesa relaksacije plazme u uvjetima niskih koncentracija čestica plina.

Diplomski rad sadržajno je podijeljen na pet poglavlja. U *Poglavlju 1.* izloženi su osnovni pojmovi vezani uz izboj, te su nabrojani procesi vezani za nastanak plazme, kao i njenu relaksaciju. U osnovnim crtama je opisana priroda ultrakratkih svjetlosnih pulseva, te su

nabrojani neki od (nelinearnih) procesa važnih za razumijevanje interakcije između pulsnih signala i medija.

U *Poglavlju 2.* dan je detaljan opis eksperimentalnog postava. Posebna pažnja posvećena je složenom laserskom sustavu kojeg smo koristili pri mjerenju. Opisani su svi dijelovi laserskog sustava, s posebnim naglaskom na femtosekundni laserski oscilator (*Tsunami*) i femtosekundno lasersko pojačalo (*Spitfire*). Kao nadopuna *Poglavlju 1.*, detaljnije su opisani procesi zaslužni za formiranje i oblikovanje femtosekundnih laserskih signala.

U *Poglavlju 3.* predstavljena je sistematika obrade podataka i eksperimentalni rezultati iz kojih se vide sličnosti i razlike u ponašanju različitih plinova s obzirom na uvjete tlakova i vanjskih električnih polja.

U *Poglavlju 4.* detaljno je opisan model ekvivalentnog strujnog kruga, pomoću kojeg smo došli do osnovnih parametara plazme, što je i bio cilj ovog Diplomskog rada. Predstavljena je simulacija rješenja jednadžbi prirasta koncentracije naboja u plazmi, za različite početne uvjete. Iz njih dolazimo do informacije o tome koji od procesa relaksacije plazme je dominantan u pojedinim uvjetima u plazmi. Numeričkim fitom eksperimentalnih rezultata na izraz dobiven iz modela ekvivalentnog strunog kruga dolazimo do dva važna parametra niskotlačne plazme: početne koncentracije elektrona, $n_e(0)$ i koeficijenta elektronskog uhvata, η . Uz pomoć tih eksperimentalnih rezultata dolazimo i do vrijednosti vodljivosti kanala plazme.

U *Poglavlju 5.* još su na jednom mjestu istaknuti osnovni rezultati i zaključci ovog eksperimentalnog Diplomskog rada.

1. TEORIJSKA POZADINA

1. 1. Električni izboj u plinovima

Električni izboj je proces transformacije nevodljivog materijala (izolatora) u vodljivi medij, uz pomoć jakog polja koji dovodi do ionizacije unutar medija.

Medij se nalazi između dvije elektrode, tako da se proces izboja može usporediti s procesom nabijanja kondenzatora, pri čemu se medij (plin) može smatrati dielektrikom. U trenutku proboja, strujni krug se zatvori i struja poteče kroz izboj, što odgovara izbijanju kondenzatora. Još je davne 1785. godine Coulomb pokazao da zrak nije savršeni izolator, odnosno da u uvjetima nesamostalnog izboja zrak može biti vodič.

Različite vrste elektromagnetskih polja mogu izazvati i održavati izboj u mediju. To mogu biti stalna, pulsna, periodična električna polja ili se izboj može pojaviti u polju izazvanom elektromagnetskim valovima, kao što su valovi laserske svjetlosti.

Iako se fizika izboja izučava već nekoliko stoljeća [1], interes znanstvenika je i dalje prisutan jer fizika izboja predstavlja temelje mnogih procesa prisutnih u modernoj tehnologiji (plazmatroni, vođenje munja, procesi obrade površina, metalurgija).

Vrsta izboja određena je uvjetima izboja, kao što su napon, tlak, temperatura, međuelektroдни razmak, oblik elektroda i izbojne cijevi. To upućuje da su procesi izboja složeni i da postoje mnogobrojni modeli i analize koje imaju za cilj njihovo pojašnjenje.

Najzanimljiviji izboji su izboji u konstantnim električnim poljima. Ako je napon između elektroda malen, npr. nekoliko desetaka volti, nema nekog vidljivog efekta, tek se vrlo osjetljivim instrumentima može opaziti iznimno niska struja, reda 10^{-15} A. Naboji u plinu nastaju kao posljedica kozmičkog zračenja ili prirodne radioaktivnosti te se ubrzavaju u slabom polju, zbog čega nastaje slab strujni signal. Ukupna ionizacija je preslaba da bi se opazila ikakva emisija svjetlosti. Ako se plin ozrači radioaktivnim ili X- zračenjem, struja može narasti i do 10^{-6} A. Izboj pri kojem postojanje električne struje izboja ovisi o prisutnosti vanjskog ionizirajućeg faktora zove se *nesamostalni izboj*.

Povećanjem napona, dolazi do naglog povećanja struje u krugu (pri točno određenom naponu proboja) te dolazi do emisije svjetlosti. *Proboj* je jedan od najvažnijih procesa u izboju. Pri tlakovima od $p \sim 1$ Torr ($1 \text{ Torr} = 133.3 \text{ Pa}$) i razmaku elektroda od $L \sim 1 \text{ cm}$, napon proboja iznosi nekoliko stotina volti [1]. Proboj počne s nekoliko elektrona (koji u plinu nastaju zbog vanjskog kozmičkog zračenja, laserskog zračenja ili oslobađanjem s užarene katode), koji se ubrzavaju u električnom polju. Kad se dovoljno ubrzaju, njihova energija postaje jednaka ili veća od energije ionizacije atoma i molekula u plinu ($E \geq E_i$), što dovodi do ionizacijskih procesa pri kojem nastaju spori elektroni i pozitivni ioni A^+ . Ti spori elektroni prolaze već prije opisani proces ubrzavanja u električnom polju, uzrokujući lavinski proces.

Vrijeme potrebno da dođe do električnog proboja u plinovima iznosi otprilike između 10^{-8} - 10^{-4} sekundi. Ionizacija može biti vrlo intenzivna, pa obično pri električnom proboju i struja značajno poraste.

Nekoliko uvjeta određuje kako se izboj ponaša s daljnjim povećanjem napona. Pri niskim tlakovima, od 1 do 10 Torr, u krugu se pojavljuju značajni otpori, koji sprječavaju daljnji porast struje izboja s povećanjem napona, pa kažemo da izboj gori u režimu *tinjavog izboja*.

Struje pri tinjavom izboju kreću se u vrijednostima od 10^{-6} do 10^{-1} A i ne prelaze 1 A. U izbojnoj cijevi formira se stupac plazme koji je detaljnije opisan u *Poglavlju 1. 2*.

Ako je tlak u izbojnoj cijevi visok (oko $1 \text{ atm} = 10^5 \text{ Pa}$), a otpor u krugu s izbojem nizak, kroz krug prolazi značajna struja (veća od 1 A) i kažemo da se radi o *lučnom izboju*. Lučni izboj karakteriziraju značajne struje pri relativno malim naponima od nekoliko desetaka volti. Izboj je izrazito svijetao, a zbog velike termalne snage, obično se izvodi u zraku, jer vrlo lako dolazi do uništavanja izbojne cijevi. Osnovna razlika između tinjavog i lučnog izboja je u stupnju ionizacije atoma (veći je u lučnom izboju i to 10^5 puta za danu temperaturu) te u načinu stvaranja početnih elektrona. Pri tinjavom izboju, elektroni se javljaju emisijom iz hladne katode, a pri lučnom izboju imamo termionsku emisiju elektrona iz užarene katode (koja se grije prolaskom struje velike jakosti).

U slučaju atmosferskih tlakova, elektrodnog razmaka reda $L \geq 10 \text{ cm}$ i visokih napona izboja javlja se *iskrenje*, koje karakterizira isprekidana pojava svjetlosti. Pri naponu

proboja dolazi do brzog nastanka kanala plazme od jedne do druge elektrode. Taj kanal je izrazito jako ioniziran, pa dolazi do kratkog spoja između dvije elektrode, jer poteče jaka struja. Na tom principu rade i munje, čije su 'elektrode' oblak i tlo.

U jako nehomogenim poljima javljaju se *korone*, koje su preslabe da probiju cijeli međuelektrodni prostor, pa se pojavljuju kao svijetli prstenovi na oštrim rubovima vodiča i pri visokim naponima (u takvim konfiguracijama polja su izrazito nehomogena).

Izboji u dc električnim poljima mogu se klasificirati u dva tipa:

1. nesamostalni izboji
2. samostalni izboji

Samostalni izboji češće se proučavaju jer imaju bogatije fizikalne aspekte. U skupinu samostalnih ili djelomično samostalnih izboja ubrajamo:

1. tinjavi izboj
2. lučni izboj
3. Townsendov tamni izboj (sličan tinjavom izboju, po slaboj struji i hladnoj katodi)
4. korona

Iskrenje je vrsta prijelaznih izboja, te je po tome specifičan u odnosu na druge tipove izboja.

Brzo oscilirajuća polja mogu proizvesti plazmu u plinovima, što kao posljedicu ima pojavu izboja, čak i kada nema elektroda, odnosno polja. Da bi se načinila dobra klasifikacija izboja treba imati u vidu dva aspekta: stanje ioniziranog plina i frekventni raspon vanjskog elektromagnetskog polja.

Kada se govori o stanju ioniziranog plina (plazme), misli se na određivanje razlike između (1) proboja u plinu zbog prisustva polja, (2) pojave samostalnog izboja u neravnotežnoj plazmi zbog prisutnosti polja ili (3) pojave samostalnog izboja u ravnotežnoj plazmi zbog prisutnosti polja.

Frekvencije nam služe da klasificiramo polja na (1) dc (*direct current*), niskofrekventna te pulsna polja (u koja nisu uključena polja vrlo kratkih pulseva), (2) radiofrekventna polja

($f \sim 10^5 - 10^8$ Hz), (3) mikrovalna polja ($f \sim 10^9 - 10^{11}$ Hz) i (4) optička polja ($f \sim 10^{14} - 10^{16}$ Hz). Pregled je dan u *Tablici 1. 1.*[1].

	Proboj	Neravnotežna plazma	Ravnotežna plazma
Konstantno električno polje	iniciranje tinjavog izboja	tinjavi izboj (pozitivan stupac)	visokotlačni lučni izboj (pozitivan stupac)
Radiofrekventna polja	iniciranje rf izboja u cilindrima punjenim plemenitim plinovima	kapacitivno vezani rf izboji u plemenitim plinovima	induktivno vezani rf izboji u plemenitim plinovima
Mikrovalna polja	proboj u valovodima i rezonatorima	mikrovalni izboj u plemenitim plinovima	mikrovalni plazmatron
Područje optičkih valova	laserski proboj u plinovima	konačno stanje optičkog proboja	kontinuirani optički izboj

Tablica 1. 1. Klasifikacija izbojnih procesa [1]

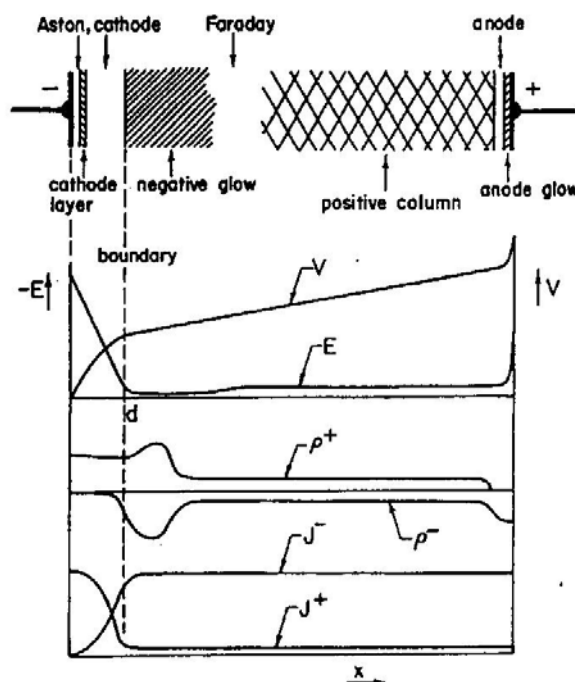
Svi navedeni procesi su eksperimentalno izvedivi, premda ih je svega nekoliko dobro proučeno i iskorišteno.

1. 2. Fizika tinjavog izboja

Tinjavi izboj je izboj koji se najviše ispituje i koji se vrlo često koristi u izbojima u plinovima. Kako ga karakteriziraju niski tlakovi, provodi se u izbojnoj peći, koja je priključena na vakuumski sistem, struje ne prelaze vrijednosti 1 A ($i \sim 10^{-4} - 10^{-1}$ A), a tipični naponi između elektroda iznose $U \sim 10^2 - 10^3$ V. Elektroni se emitiraju iz hladne katode, uslijed bombardiranja čestica i fotonima iz plina.

Osnovna karakteristika tinjavog izboja je specifična raspodjela naboja u međuelektrodnom prostoru, gdje razlikujemo više svijetlih i tamnih zona [2]. Taj efekt je naročito izražen u slučaju izboja pri niskim tlakovima, kad su slojevi lijepo uočljivi duž izbojne cijevi. Svaki plin odlikuje se svojim karakterističnim bojama koje odražavaju njegov spektar.

Duljine katodnih zona ne ovise o udaljenosti između katode i anode, dok duljina pozitivnog stupca raste s udaljenošću između elektroda. Pozitivan stupac se može produljiti do proizvoljne duljine, ako postoji dovoljno veliki napon za održavati izboja. Povećanjem tlaka, sve zone postaju tanje, uže i pomiču se prema katodi. Izboj pri malim tlakovima karakterizira veća širina stupca. Raspodjela osnovnih parametara izboja prikazana je na Slici 1. 1.



Slika 1. 1. Raspodjela osnovnih parametara izboja (Izvor: [2])

Uz samu katodu smješten je Astonov tamni prostor, potom dolazi katodno svjetlo, negativno svjetlo, Faradayev tamni prostor, područje pozitivnog stupca, anodni tamni prostor te anodno svjetlo. Ponekad se u pozitivnom stupcu javlja nekoliko tamnih i svijetlih zona koje zovemo strijacije.

Raspodjela svijetlih i tamnih zona može se kvalitativno objasniti činjenicom da u izboju elektroni imaju najznačajniju ulogu. Elektron, koji se emitira iz katode (uslijed udara pozitivnog iona), ubrzava se u jakom električnom polju, pri čemu uzrokuje mali broj ionizirajućih sudara, s obzirom da na kratkom putu nije stekao energiju znatno veću od energije ionizacije plina. Dalje od katode, iako polje slabi, elektron vrši ionizaciju mnogo efikasnije, što vodi do značajnog povećanja broja elektrona. Na granici između tamnog katodnog prostora i negativnog svjetla, polje postaje vrlo slabo, pa samo elektroni koji nisu pretrpjeli sudare (elektroni sa značajnijom kinetičkom energijom) ulaze u zonu negativnog svjetla.

Između katode i zone negativnog svjetla, zahvaljujući procesu multiplikacije, povećava se broj pozitivnih iona, koji predstavljaju značajan pozitivan prostorni naboj. Ti pozitivni ioni se ubrzavaju prema katodi, te u sudarima s katodom izazivaju emisiju sekundarnih elektrona. Emisiji sekundarnih elektrona pridonose i fotoni kao i brzi neutrali nastali prijenosom naboja. Produkcija sekundarnih elektrona je važan proces za održavanje izboja, tj. svaki primarni elektron mora načiniti dovoljan broj pobuda i ionizacija atoma plina, koji će dovesti do stvaranja sekundarnih elektrona.

Na temelju ovih procesa, može se objasniti postojanje svijetlih i tamnih zona u izboju. Katodni elektroni male energije nisu u stanju izazvati pobudu atoma, pa se na tom području javlja tamni Astonov prostor. Kada elektroni dobiju dovoljno energije i dosegnu maksimum ekscitacijskih funkcija (na većim udaljenostima od katode), započinje proces pobude koji se manifestira emisijom svjetlosti (katodni svijetli sloj). Na još većim udaljenostima od katode, elektroni premaše taj maksimum, pa ekscitacija slabi, što se manifestira kao tamni prostor.

Elektroni koji uđu u svijetlu oblast sastoje se od najmanje dvije grupe: oni koji su proizvedeni na katodi ili blizu katode i oni koji su stvoreni u tamnom prostoru. Elektroni iz katodnog prostora nisu pretrpjeli velik broj sudara, te imaju dovoljne energije i ulaze u

područje negativnog svjetla. Elektroni nastali u tamnom prostoru pretrpjeli su mnogobrojne sudare, zbog čega su spori, a u daljnjim sudarima se još više usporavaju, što vodi do rekombinacijskih procesa (zbog slabog polja i velike koncentracije iona).

Polje dalje raste prema Faradayevom tamnom prostoru, koji je predvorje pozitivnog stupca. U pozitivnom stupcu aksijalna komponenta je konstantna, prostorni naboj je jednak nuli, jer su koncentracije pozitivnih iona i elektrona u svakoj točki prostora jednake. To upućuje na postojanje plazme koja je u biti neutralna. Zbog male pokretljivosti iona, elektroni su glavni nosioci struje ($j^- > j^+$). Polje u pozitivnom stupcu je nekoliko redova veličina manje od polja u tamnom prostoru, pa je ionizacija u ovom području više posljedica kaotičnog nego driftnog gibanja elektrona. Energije elektrona prosječno iznose 1- 2 eV. Takvi elektroni pobuđuju atome, čime se objašnjava svjetlo u pozitivnom stupcu izboja.

U blizini anode stvara se područje negativnog prostornog naboja, jer anoda privlači elektrone, a odbija pozitivne ione. To vodi do porasta električnog polja i do porasta potencijala koji se naziva anodni pad.

Osnovni procesi u izboju pri niskim tlakovima su složeni i mnogobrojni. Elektroni se ubrzavaju u električnom polju, pri čemu im se povećava energija, tako da pri niskim tlakovima elektronska temperatura može dosegnuti vrijednosti od $5 \cdot 10^4$ K [3]. U sudarima s atomima, dolazi do pobuđivanja i ionizacije atoma, a udarni presjeci za te procese su reda veličine 10^{-14} - 10^{-16} cm², što ovisi o energiji elektrona, ali i o atomskim prijelazima [3].

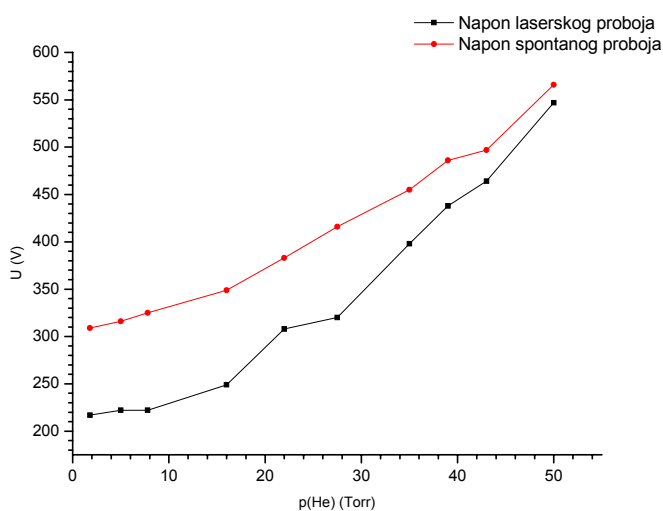
1. 3. Laserom inducirani izboj

Međudjelovanjem laserskog snopa i električnog izboja dolazi do pojave *laserom induciranog proboja* i *laserom vođenog izboja*.

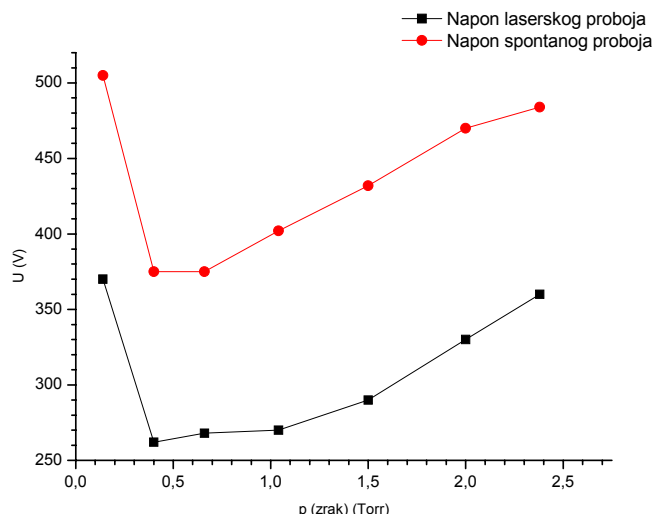
Laserom inducirani proboj se manifestira kao pojava izboja pri naponima paljenja nižim od napona potrebnih za samostalno paljenje izboja (spontani proboj). Prolaskom laserskog snopa izboj ostaje upaljen i ima iste osobine kao i spontani izboj. Spusti li se napon ispod napona potrebnog za laserom inducirani proboj, prolazak laserskog snopa može, pri određenim uvjetima tlakova i jakosti električnih polja, prijeći u laserom vođeni izboj.

Opažanje efekta optičkog proboja [4] koincidira s otkrićem lasera s Q- prekidanjem (*Q-switched laser*), odnosno s pojavom jakih pulseva svjetlosti. Za postizanje optičkog proboja potrebni su iznimno veliki intenziteti laserske svjetlosti ($\sim 10^{11}$ W/cm²), koji su se mogli postići samo pulsnim laserima. Novo otkriće izazvalo je veliko zanimanje među fizičarima. Razvojem tehnologije i pojavom femtosekundnih lasera počeo se izučavati problem (nelinearne) interakcije snažnog pulsnog signala s medijem.

U sklopu izrade ovog Diplomskog rada zanimao nas je fenomen laserom vođenih izboja u plinovima na niskim tlakovima (nižim od 50 Torr). Proučavali smo laserom vođeni izboj u heliju, dušiku i u zraku. Ovisnosti napona proboja prikazani su na *Slikama 1. 2. i 1. 3.*



Slika 1. 2. Ovisnost napona proboja o tlaku helija



Slika 1. 3. Ovisnost napona proboja o tlaku zraka

Iz prikazanih grafova očito je da je napon proboja induciran laserom, niži od napona spontanog proboja.

Povećanjem tlakova plinova (zraka i helija) ta dva napona se približavaju zajedničkoj vrijednosti, odnosno da se njihova razlika smanjuje. Za previsoke tlakove (iznad 50 Torr helija), kao i za preniske vrijednosti tlakova (ispod 0.1 Torr) više nije bilo moguće inducirati proboj laserskim snopom, ali ni spontani proboj.

Iz Slike 1. 3. vidimo da postoji i minimalna vrijednost napona pri kojoj je moguće načiniti proboj u plinu.

Prolaskom lasera kroz medij, dolazi do apsorpcije laserske svjetlosti, a ako se radi o laserima visokog intenziteta, dolazi i do ionizacije medija. U području vidljivog dijela spektra, jednofotonski ionizacijski efekti nisu mogući, jer su atomski (molekulski) ionizacijski potencijali puno veći od energije jednog fotona. Uslijed višefotonske apsorpcije, elektroni se oslobađaju iz atoma (molekule) stvarajući pri tom materiju koja se sastoji od pozitivnih iona i elektrona (plazma).

U Tablici 1. 2. prikazani su ionizacijski potencijali nekih plinova [5]. Zadnji red pokazuje broj fotona valne duljine od 800 nm ($h\nu = 1.55 \text{ eV}$) koji se moraju apsorbirati da bi se atomi, odnosno molekule jednostruko ionizirali.

Prvi ionizacijski potencijal					
E_i	He	Ar	N ₂	O ₂	CO ₂
eV	24.4	15.8	15.5	12.5	14.4
cm ⁻¹	196 798.0	127 434.7	125 095.7	100 818.6	116 143.1
n	16	11	10	9	10

Tablica 1. 2. Tablica prvih ionizacijskih potencijala nekih plinova [5]

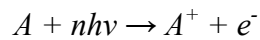
Multifotonski procesi su obično procesi male vjerojatnosti, ali se njihova vjerojatnost značajno povećava s porastom gustoće toka fotona (odnosno sa snagom lasera), tako da s laserima velikih snaga ta vjerojatnost značajno raste i moguće je postići optički proboj.

Obično se elektroni usporavaju u sudarima s atomima (molekulama), čime se smanjuje lavinski proces, jer prilikom svakog sudara elektron gubi dio energije (atom ili molekula se pobuđuju u više energetske stanje), pa se mora iznova ubrzavati u polju da bi dosegao energiju dostatnu za ionizaciju. U jakom fotonskom polju, mali broj fotona je dovoljan da izbaci elektron iz pobuđenog atoma ili molekule pa u tom slučaju pobuđeni atomi (molekule) pridonose broju nastalih elektrona, čime se proces ionizacije olakšava.

1. 4. Osnovni ionizacijski i rekombinacijski procesi

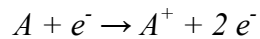
Osim multifotonske ionizacije u laserskom polju, sudarni procesi također imaju veliku ulogu u ionizaciji plina. U tim sudarima elektroni visokih energija pobuđuju i ioniziraju atome plina. Relativni udarni presjeci [3] su reda veličine 10^{-14} - 10^{-16} cm², a njihove vrijednosti ovise o određenom atomskom prijelazu i energiji elektrona.

Proces **multifotonske ionizacije** (MPI) možemo prikazati slijedećom relacijom:



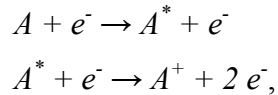
Postoji nekoliko osnovnih mehanizama koji su zaslužni za direktnu **ionizaciju atoma** sudarnim procesima:

(1) Jednostupanjska ionizacija elektronom:



Ovaj proces je dominantan pri niskim tlakovima, jer se zbog većeg slobodnog puta elektroni mogu dovoljno ubrzati između dva uzastopna sudara.

(2) Dvostupanjska (ili višestupanjska) ionizacija:

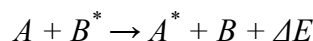


gdje je A^* metastabilni atom. Ovaj proces je naročito važan u izboju plemenitih plinova, gdje su metastabilna stanja atoma česta.

Osim ovih sudara u kojima glavnu ulogu igraju elektroni, mogući su i sudari između pobuđenih atoma, kojima se postiže povećanje populacije pobuđenih jedinki u izboju.

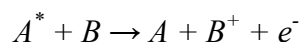
Najznačajniji su slijedeći procesi:

(3) Prijenos pobude s pobuđenog atoma B na atom u osnovnom stanju, uz oslobađanje energije:



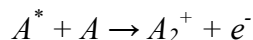
gdje se ΔE oslobađa kao translaciona energija.

(4) Penning ionizacija:



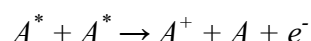
Ovaj proces je također važan za izboj u plemenitim plinovima, gdje je A^* metastabilni atom. Tipičan udarni presjek za Penningovu ionizaciju iznosi oko 10^{-16} cm^2 .

(5) Asocijativna ionizacija:



s udarnim presjekom od 10^{-16} cm^2 . Taj proces je tipičan za plemenite plinove, a temelji se na izbacivanju elektrona, što je direktna posljedica oslobađanja male energije vezanja atoma i pobuđenog atoma u molekularni ion. Energije vezanja su reda 1 eV. Za slučaj He, u reakciji sudjeluje pobuđeni atom na nivou $n=3$ s atomom u osnovnom stanju. Njihova energija vezanja kreće se između 1.52 i 1.62 eV [6]. Energija vezanja He_2^+ je 2.23 eV [6], pa dolazi do oslobađanje elektrona.

(6) Metastabil- metastabil sudari:



što je zbog visoke energije metastabila, vrlo efikasan proces.

I drugi procesi doprinose gubitku pobuđenih iona, kao što su npr. difuzija iona, deekscitacija iona o zidove izbojne ćelije, superelastični sudari, kojima se energija pobude atoma prenosi na kinetičku energiju elektrona, čime se povećava brzina elektrona, a time i elektronska temperatura.

Da bi se dobila kompletna slika o procesima u izboju, trebaju se uključiti i mehanizmi kao što su rekombinacijski procesi, procesi uhvata naboja, gubitak nabijenih čestica zbog ambipolarne difuzije na zidove i radijativni procesi.

Rekombinacijski procesi mogu se podijeliti u procese disocijativne rekombinacije, radijativne rekombinacije, radijativne rekombinacijske procese u tročestičnim sudarima i ion- ion rekombinacijske procese.

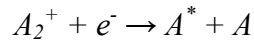
U odsustvu električnog polja, gustoće naboja u neutralnoj plazmi ($n_e = n_+$) se smanjuju po zakonu:

$$\left(\frac{dn_e}{dt} \right)_r = -\beta \cdot n_e n_+ \quad (1. 1.)$$

$$n_e = \frac{n_e^0}{1 + \beta \cdot n_e^0 \cdot t} \xrightarrow{t \rightarrow \infty} \frac{1}{\beta \cdot t} \quad (1.2.)$$

Za elektron-ion rekombinacijski proces, $\beta=10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$. On se može utvrditi eksperimentalno, mjereći ovisnost n_e o vremenu t , a nagib pravca daje koeficijent β .

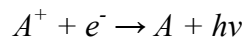
(1) Disocijativna rekombinacija:



To je najbrži rekombinacijski proces u slabo ioniziranoj plazmi u tinjavom izboju. U tom je slučaju plin hladan, a plazma se obično sastoji od ioniziranih molekula. Oslobođena energija se pretvara u energiju pobuđenja atoma.

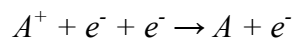
Tipične vrijednosti β_{diss} iznose oko $10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$ pri sobnim temperaturama. U heliju disocijativni koeficijent je manji za faktor 10- 100, što je posljedica istovremene asocijativne ionizacije.

(2) Radijativna rekombinacija:



Udarni presjek za ovaj proces je mali ($\sigma_c \sim 10^{-21} \text{ cm}^2$), a pripadni rekombinacijski koeficijent β_{rr} je reda $10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$. Možemo reći da je radijativna rekombinacija u izbojima važnija kao proces emisije svjetlosti, nego kao proces smanjivanja gustoće naboja.

(3) Radijativna rekombinacija u tročestičnim sudarima:



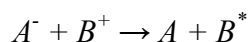
To je glavni proces u gustoj, niskotemperaturnoj ravnotežnoj plazmi, gdje je $T \approx T_e \sim 10^4$, a koncentracija molekularnih iona je preniska za rekombinacijske procese tipa (1). U tročestičnim sudarima, ioni i elektroni formiraju neutralni, ali visokopobuđeni atom, koji se postupno deekscitira u osnovno stanje radijativnim prijelazom. Manja je vjerojatnost da u tročestičnom sudaru sudjeluje atom kao treća čestica (karakterističan je za slaboionizirane plazme pri visokim tlakovima).

Rekombinacijski koeficijent β_{crr} ovisi o temperaturi i gustoći elektrona:

$$\beta_{\text{crr}} = 8.75 \cdot 10^{-27} T^{9/2} n_e$$

gdje je T izražen u eV.

(4) Ion- ion rekombinacijski procesi:



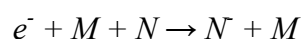
Ovo je najvažniji proces u plinovima u kojima je elektronski uhvat važna pojava, kao što su elektronegativni plinovi pri niskim tlakovima. Sam proces je sličan procesu prijenosa naboja, pri čemu nastaje pobuđeni atom B^* , a energiju gubi u daljnjim sudarima. Rekombinacijski koeficijent za sobne temperature je reda veličine $10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$.

Na umjerenim tlakovima binarne procese zamjenjuju tročestični procesi (Thomson, 1924. g.) tipa $A^- + B^+ + C \rightarrow A + B^* + C$. Pokazalo se [7] da rekombinacijski koeficijent za ovaj proces raste u području umjerenih tlakova (0.1 – 1.6 atm), a potom pada za područje visokih tlakova (Langevinova teorija).

U plazmi su prisutni i negativno nabijeni ioni (n_-) koji nastaju mehanizmom elektronskog uhvata (*attachment*), a nestaju u sudarima s neutralima, pri čemu se oslobađa elektron (*detachment*).

Uхват (*attachment*) elektrona je proces koji je karakterističan za atome i molekule koji imaju elektronski afinitet između 0.5 i 3 eV (O, H, O₂, H₂O, Hg, Cs, halogeni elementi i molekule koje u svom sastavu imaju halogene elemente, kao npr. CCl₄ i SF₆). Uхват elektrona je važan, ponekad i najvažniji mehanizam uklanjanja elektrona iz elektronegativnog plina ili plina s dodacima elektronegativnih atoma i molekula (zrak).

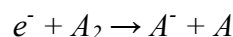
Najjednostavnije reakcije su tipa:



gdje su M i N elektronegativne molekule iste ili različite vrste.

Uхват usporava proboj u izboju i otežava održavanje ioniziranog stanja plina, a time i struje kroz izboj. Ponekad je uхват koristan proces, npr. kada se žele poboljšati svojstva plina kao izolatora. Uhvatom elektrona na kompleksnu molekulu, energija vezanja se vrlo brzo distribuira po vibracijskim stupnjevima slobode, čime nastane stabilan negativan ion.

Neke molekule imaju mali disocijacijski potencijal (npr., CCl₄) s vrijednostima između 1.5- 2.5 eV, pa se uhvatom elektrona lako disociraju:



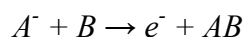
i taj proces nazivamo disocijativni uhvat elektrona. Za molekule s većim energijama vezanja (iznad 3.5 eV) taj proces zahtjeva i veće energije elektrona. U dovoljno jakim vanjskim poljima, elektroni se mogu ubrzati do energija koje su dovoljne za ovaj proces.

Uхват trostrukim sudarima i radijativni uhvat igraju malu ulogu u laboratorijskim plazmama, gdje dominantniju ulogu imaju dva prethodno istaknuta procesa.

Frekvencija uhvata η_a , koju smo mi u nastavku teksta označavali samo s η , ovisi o broju čestica u plinu, ali i o konstanti vezanoj za pojedinu molekulu (atom). Za zrak, pri temperaturi od 300 K i atmosferskom tlaku, ona iznosi $0.9 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$.

Kao i pri ionizaciji, uhvat elektrona u dc polju ovisi o driftu elektrona. Disocijativna ionizacija se dešava u srednje jakim poljima i ovisi o tlaku, dok trostruki uhvat, koji je prisutan u slabim poljima ide kao p^2 .

Elektronsko **odvajanje** (*detachment*) je proces suprotan uhvatu elektrona, a također je karakterističan za elektronegativne plinove. Eksperimenti [7] su pokazali da se slabo ionizirana plazma elektronegativnih plinova može održati i pri nižim vrijednostima omjera E/p , nego što je bilo za očekivati u slučaju pulsnih izboja. To se objašnjava činjenicom da u elektronegativnim plinovima dolazi do nakupljanja aktivnih čestica (atoma ili molekula) koje u sudarima s negativnim (atomske ili molekulske) ionima oslobađaju elektron i stvaraju nove neutralne molekule. Proces se može prikazati jednačinom:



Ovi procesi su egzotermnog tipa.

Očito je da je brzina nastanka elektrona jednaka brzini nestanka iona, a oni su korelirani frekvencijom η_d po relaciji

$$\left(\frac{dn_e}{dt} \right)_d = - \left(\frac{dn_-}{dt} \right)_d = \eta_d n_- \quad (1.3.)$$

Difuzijski gubitci su gubitci pri kojima elektroni difuzijom napuštaju područje izboja i završavaju na tijelu peći. Oni predstavljaju još jedan od mehanizama koji u velikoj mjeri

utječu na proboj i izboje pri niskim tlakovima. Gubitci ovog tipa su ireverzibilni, jer se elektroni u sudaru s metalom ili dielektrikom rekombiniraju s ionima. Srednje vrijeme života elektrona s obzirom na difuzijske gubitke iznosi $\tau_{dif} = \Lambda^2/D$, gdje je Λ duljina koja odgovara najmanjoj dimenziji izbojne cijevi, tzv. karakteristična difuzijska duljina, a D je difuzijski koeficijent.

Za cilindričnu cijev vrijedi:

$$(1/\Lambda)^2 = (2.4/R)^2 + (\pi/L)^2 \quad (1.4.)$$

iz čega se može izračunati difuzijska frekvencija $\eta_{dif} \equiv D/\Lambda^2 = \tau_{dif}^{-1}$. Tako, npr. pri tlaku od 10 Torr u tinjavom izboju u dušiku $D = 200 \text{ cm}^2/\text{s}$. Ako se izboj dešava u dugačkom cilindru duljine 18 cm, radijusa 3.2 cm, tada je $\Lambda = 1.3 \text{ cm}$. Iz toga se dobije $\eta_{dif} = 0.12 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$, a $\tau_{dif} = 8.45 \cdot 10^{-3}$, što predstavlja srednje vrijeme dolaska elektrona na zidove ćelije.

1. 5. Priroda kratkih pulseva

Pulsevi svjetlosti nastaju zbrajanjem više optičkih valiva (modova) koji su u fazi. To se postiže tehnikom sprezanja modova (*mode- locking*). Pulsevi kratki u vremenu moraju imati veliku spektralnu širinu, što je direktna posljedica prirode svjetlosti, a manifestira se kroz Fourier- ovu relaciju između vremena i frekvencije:

$$\Delta\omega \cdot \Delta t \geq 1 \quad (1. 5.)$$

Što je puls kraći u vremenu, mora imati veću spektralnu širinu. Najmanja spektralna širina za puls dane vremenske širine može se izračunati iz relacije (1. 5.). Umnožak $\Delta\omega \cdot \Delta t$ ovisi o obliku pulsnog signala. Postoji veliki broj eksperimenata i publikacija u kojima su navedene vrijednosti danog umnoška, npr. u Referenci [8] (i u referencama navedenim u njoj). To upućuje na veliki interes za prirodu kratkih pulseva u posljednjih trideset godina.

Za pulseve čiji je umnožak $\Delta\omega \cdot \Delta t$ blizu minimalne vrijednosti kažemo da su ograničeni u transformaciji (*transform- limited*). Tako za npr., 100 fs puls na 800 nm, spektralna širina na polovici vrijednosti maksimuma (*FWHM*) treba biti 9.5 nm, da bi mogli reći da je puls Fourier ograničen.

Kratki puls možemo opisati preko osnovne frekvencije ω_0 i kompleksne Gaussove anvelope relacijom:

$$\varepsilon(t) = \frac{1}{2} \exp\left(-a \cdot \left(\frac{t}{\tau_p}\right)^2\right) \cdot [\exp(i(\omega_0 + bt)t) + \exp(-i(\omega_0 + bt)t)] \quad (1. 6.)$$

U tom izrazu, član $\exp [i (\omega_0 t + b t^2)] + \exp[-i (\omega_0 t + b t^2)]$ je vremenski ovisan sinusoidalni signal unutar Gaussovog pulsa. Ukupnu trenutna faza je:

$$\Phi_{tot}(t) = \omega_0 t + b t^2 \quad (1. 7.)$$

Brzina kojom ukupna faza putuje u vremenu daje trenutnu frekvenciju $\omega(t)$, koja je definirana relacijom:

$$\omega(t) \equiv \frac{d\Phi_{tot}}{dt} \quad (1. 8.)$$

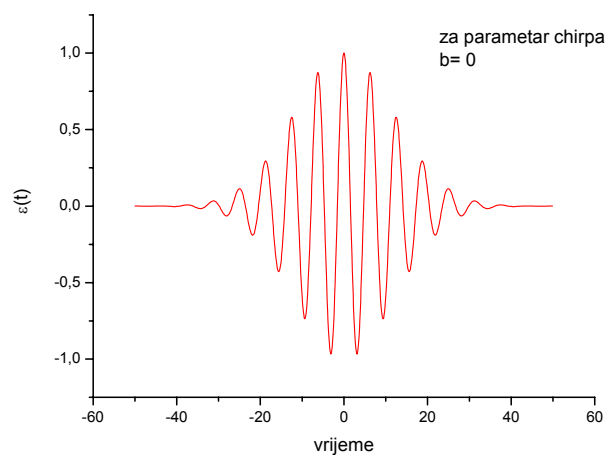
Za Gaussov puls iz relacije (1. 6.) izlazi

$$\omega(t) = \frac{d}{dt}(\omega_0 t + b t^2) = \omega_0 + 2bt \quad (1. 9.)$$

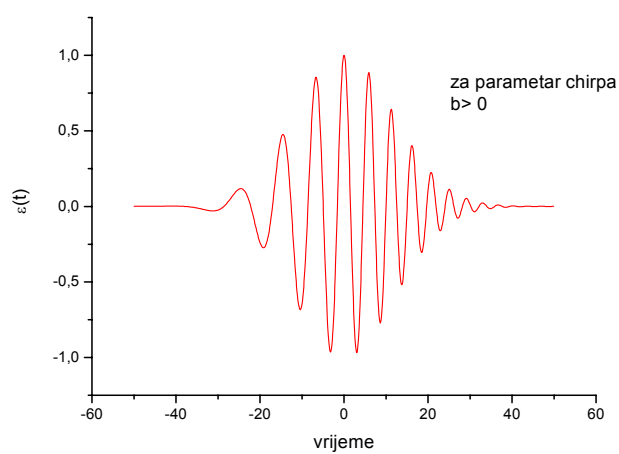
Ukoliko je $b \neq 0$, tada se trenutna frekvencija linearno mijenja u vremenu, što znači da se neke frekvencije unutar pulsa povećavaju, a druge smanjuju u vremenu. Za takav puls kažemo da je *chirpan*. Pojam 'chirp' (*to chirp*, engl. cvrkutati) preuzet je iz pojave specifičnog zvuka koji nastaje pri ptičjem cvrkutu, kada se dio akustičnih frekvencija mijenja u vremenu. Tu istu pojavu možemo opaziti prolaskom ultrakratkog pulsa kroz medij.

U izrazu (1. 6.) parametar b predstavlja parametar *chirpa* i predstavlja mjeru *chirpa* u pulsu. Ako je *chirp* prisutan, tada umnožak $\Delta\omega \cdot \Delta t$ pulsa raste za faktor $\sqrt{1 + (b/a)^2}$. Propagacija *chirpanog* pulsa takva da različite frekvencije u pulsu putuju različitim brzinama. Ovisno o mediju, širina pulsa u vremenu se može povećavati ili smanjivati (ukoliko se chirp smanji ili ukloni) tj. možemo dobiti puls skraćen u vremenu. Relacija (1. 7.) pokazuje da vremenski linearan chirp u frekvenciji (1. 9.) postaje kvadratan u fazi.

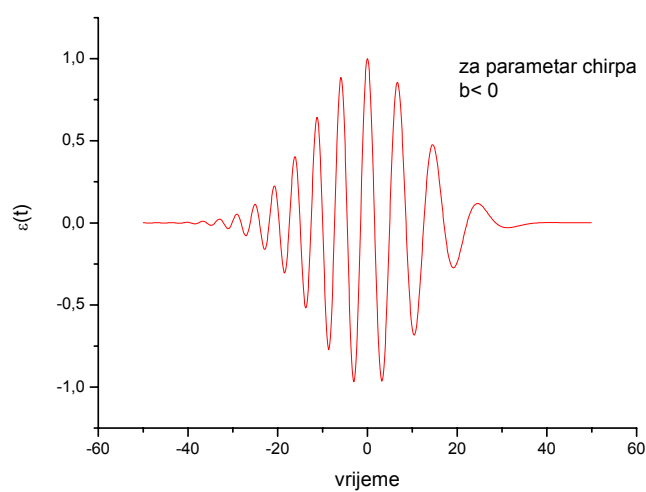
Prikaz električnog polja pulsa opisanog funkcijom $\varepsilon(t)$ dan je na *Slici 1. 4. (a, b, c)*. U slučaju da je $b=0$, ne dolazi do *chirpanja* pulsa, u slučaju da je $b>0$ puls je *chirpan* na način da se povećavaju frekvencije prednjeg dijela pulsa, a u slučaju $b<0$ povećava se frekvencija stražnjeg dijela pulsa.



1. 4. (a)



1. 4. (b)



1. 4. (c)

Slika 1. 4. Električno polje pulsa $\varepsilon(t)$ u ovisnosti o parametru chirpa b

1. 6. Propagacija kratkih pulseva

Propagaciju pulsa kroz medij definiraju dvije brzine: *fazna brzina* (brzina prolaska vala frekvencije ω_0 kroz disperzivni medij) i *grupna brzina* (brzina prolaska anvelope). Faznu brzinu određuje propagacijska konstanta k (valni vektor), koja se određuje iz frekvencije ω_0 , po relaciji $k = 2\pi n/\lambda$, gdje je n indeks loma medija.

Grupna brzina se definira izrazom $v_g = d\omega/dt$. Kada je i sama grupna brzina ovisna o frekvenciji, različite komponente pulsa putuju različitom brzinom. Pojavu frekventne ovisnosti grupne brzine zovemo disperzija grupne brzine (*group velocity dispersion-GVD*). GVD vodi do promjene oblika pulsa, odnosno do širenja (*stretching*) i skupljanja (*compression*) pulsa u vremenu, kako puls putuje kroz medij. Više o GVD i njegovoj primjeni u oblikovanju pulseva bit će riječi u *Poglavlju 2. 3. 1.*

Opis propagacije elektromagnetskih valova možemo započeti s Maxwelllovim jednadžbama za neutralni, nemagnetični, dielektrični medij (SI sustav jedinica):

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (1. 10. a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1. 10. b)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\mu_0 \partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (1. 10. c)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1. 10. d)$$

Za nemagnetični medij vrijedi:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (1. 11.)$$

Električni pomak $\mathbf{D}$ dan je s:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (1.12.)$$

$\mathbf{P}$ predstavlja polarizaciju medija (gustoću električnih dipola u jedinici volumena), te je jedina veličina koja povezuje Maxwelllove jednadžbe direktno s medijem. U gornjim jednadžbama $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$ odgovara magnetskoj permeabilnosti za vakuum, a $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$ je dielektrična konstanta za vakuum. Uzmemo li za rotaciju električnog polja uz

$$\frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = c$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (\text{transverzalni val})$$

dobijemo nehomogenu valnu jednadžbu:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (1.13.)$$

Ako je polarizacija $\mathbf{P}$ linearna s poljem, tada je i propagacija linearna. Taj linearni odziv medija na vanjsko polje odgovara indeksu loma medija, n . No, za jaka vanjska polja, velikog intenziteta, kao što je laserski puls, $\mathbf{P}$ postaje **nelinearan** u $\mathbf{E}$.

Ta pojava nelinearnosti predmet je proučavanja nelinearne optike, a nama je važna u pokušaju objašnjavanja i razumijevanja procesa koji se dešavaju kada pulsevi velikog intenziteta prolaze kroz medij. Neke od najznačajnijih pojava su samofokusiranje, samomodulacija faze i stvaranje harmonika višeg reda, koje ću u osnovnim crtama pojasniti.

$\mathbf{P}$ se može razviti u red po polju:

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \epsilon_0 \cdot [\chi_1 \mathbf{E} + \chi_2 \mathbf{E}^2 + \chi_3 \mathbf{E}^3 + \dots] \\ \mathbf{P} &= \epsilon_0 \cdot [\chi_1 \mathbf{E} + (\chi_2 \mathbf{E}) \mathbf{E} + ((\chi_3 \mathbf{E}) \mathbf{E}) \mathbf{E} + \dots] \end{aligned} \quad (1.14.)$$

pri čemu χ_n odgovara susceptibilnosti n -tog reda, i njome se objašnjava jakost linearnih i nelinearnih efekata polarizacije medija poljem. χ_n su tenzori ranga $n-1$. Taj red konvergira, što znači da su članovi višeg reda mali pa se mogu zanemariti. Drugim riječima, da bi oni imali značajniji utjecaj na propagaciju pulsa, električno polje mora biti dovoljno jako. Tako se obično pri proučavanju nelinearnih procesa zadržavamo na drugom ili trećem članu razvoja.

Drugi član u razvoju ($\chi_2 E^2$) može se raspisati po komponentama na slijedeći način:

$$|(\chi_2 \cdot \mathbf{E}) \cdot \mathbf{E}|_i = \sum_j \sum_k \chi_{ijk}^{(2)} \cdot E_j \cdot E_k \equiv P_i^{(2)} \quad (1.15. a)$$

$$|(\chi_2 \cdot \mathbf{E}) \cdot \mathbf{E}|_j = \sum_i \sum_k \chi_{ijk}^{(2)} \cdot E_i \cdot E_k \equiv P_j^{(2)} \quad (1.15. b)$$

$$|(\chi_2 \cdot \mathbf{E}) \cdot \mathbf{E}|_k = \sum_i \sum_j \chi_{ijk}^{(2)} \cdot E_i \cdot E_j \equiv P_k^{(2)} \quad (1.15. c)$$

Ovaj član je odgovoran za stvaranje dvostrukih harmonika (*second harmonic generation-SGH*) i optičko parametarsko pojačanje (*optical parametric amplification-OPA*). Dvostruki harmonici imaju frekvenciju dvostruko veću od frekvencije ulaznog signala. Oba procesa nastaju zbog prijenosa energije između elektromagnetskih polja različitih frekvencija u materijalu i to na način da im se frekvencije zbroje:

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$$

SHG je specijalan slučaj ovog općenitog slučaja, kada je $\omega_1 = \omega_2$. Na taj način se svjetlost osnovne frekvencije pretvara u svjetlost udvostručene frekvencije. Pri parametarskom pojačanju dešava se suprotan efekt: ulazni val frekvencije ω_3 uzrokuje stvaranje 2 vala frekvencija ω_1 i ω_2 , koje ne moraju nužno biti iste. Nelinerni procesi drugog reda se dešavaju u necentralnosimetričnim (kristalnim) materijalima, kao što su beta- barij borat (BBO), kalij- dihidrogen fosfat (KDP) i litij- niobat.

Nelinearni procesi trećeg reda prisutni su u svim materijalima, bez obzira na njihovu simetriju, a uzrokuju neke vrlo interesantne efekte, kao što su četverovalno miješanje, Ramanovo raspršenje i optički Kerrov efekt.

Optički Kerrov efekt je rezultat aharmoničkog gibanja elektrona u kristalu, a očituje se u linearnoj ovisnosti indeksa loma o intenzitetu, koji se može opisati relacijom

$$n(\omega, I) = n_0(\omega) + n_2 \cdot I(t) \quad (1.16.)$$

gdje je n_0 linearni indeks loma, a $n_2 I$ njegov nelinearni član. Optički Kerrov efekt uzrokuje dvije pojave koje imaju utjecaj na oblikovanje pulsa, a to su moduliranje vlastite faze (*self-phase modulation-SPM*) i samofokusiranje (*self-focusing-SF*).

U nastavku teksta iznijet ću samo osnovne principe tih procesa, dok je njihova primjena u laserskom sustavu detaljnije opisana u *Poglavlju 2*.

U moduliranju vlastite faze, vremensko ovisan indeks loma stvara vremensko ovisnu modulaciju pulsa i time doprinosi spektralnom širenju pulsa. Na taj način SPM proces sudjeluje u oblikovanju pulseva. Pretpostavimo li da faza ovisi o vremenu po relaciji:

$$\Phi(t) = \omega_0 t - kz \quad (1.17.)$$

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

$$\Phi(t) = \omega_0 t - \frac{2\pi n}{\lambda} L$$

gdje je n ukupni indeks loma ($n(\omega, I) = n_0(\omega) + n_2 I(t)$). Trenutna frekvencija je derivacija faze po vremenu, čime se dobije:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \omega_0 - \frac{2\pi L}{\lambda} \frac{dn}{dt}$$

ili

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \omega_0 - \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \frac{dI(t)}{dt} \quad (1.18.)$$

Trenutna frekvencija je proporcionalna s negativnom vremenskom derivacijom intenziteta ($-dI/dt$). Uz pretpostavku da je n_2 pozitivan, imamo smanjenje frekvencije na vodećem kraju pulsa i povećanje frekvencije na kraju pulsa. Puls sa glatkim Gaussovim profilom ima skoro linearni chirp duž središnjeg dijela pulsa. SPM je sličan GVD u smislu stvaranja frekvencijskog chirpa. No, SPM stvarno pomiče neke komponente frekvencija pulsa prema novim vrijednostima, dok ih GVD samo drugačije vremenski 'preslaguje' unutar pulsa.

Samofokusiranje je nelinearni efekt koji uzrokuje prostorno fokusiranje zrake prolaskom kroz medij, a posljedica je optičkog Kerrovog efekta. Ako je n_2 pozitivan, tada djelovi pulsa većeg intenziteta I (oko maksimuma pulsa) imaju veći indeks loma od krila pulsa. Na taj način puls pretvara medij u slabu leću. Kako se puls sve više fokusira, medij postaje sve jača leća naročito za središte pulsa. U vrlo kratkom vremenu puls se značajno samofokusira, što dovodi do izrazitog pojačanja snage pulsa, pri čemu se značajno mijenja izgled ovojnice pulsa. To može uzrokovati oštećenja medija (kristala) kroz koji se puls propagira, tako da se u radu s laserima pulsnog moda mora voditi računa o tom fenomenu. Uz samofokusiranje su vezane dvije veličine: kritična snaga za samofokusiranje P_{crit} i udaljenost potrebna za samofokusiranje z_f .

Osim samofokusiranja, prolaskom lasera kroz medij, prisutno je istovremeno defokusiranje. Za negativne n_2 , dolazi do smanjenja indeksa loma s laserskim intenzitetom, tako da medij postaje divergentna leća. Defokusiranje ulaznog laserskog snopa je posljedica ionizacijskih procesa u mediju, što vodi do stvaranja plazme. Plazma defokusira zraku, a njen doprinos u indeksu loma medija dan je kroz treći član u izrazu:

$$n(\omega, I) = n_0(\omega) + n_2 I(t) - n_e/2n_c \quad (1.19.)$$

gdje je n_e gustoća elektrona, a n_c kritična gustoća plazme, koja se definira izrazom $n_c = m_e \omega^2 / 4\pi e^2$. S obzirom da je u središtu laserskog pulsa gustoća elektrona veća nego na krilima pulsa (jer je, zbog većeg intenziteta, ionizacija jača), jače je i defokusiranje.

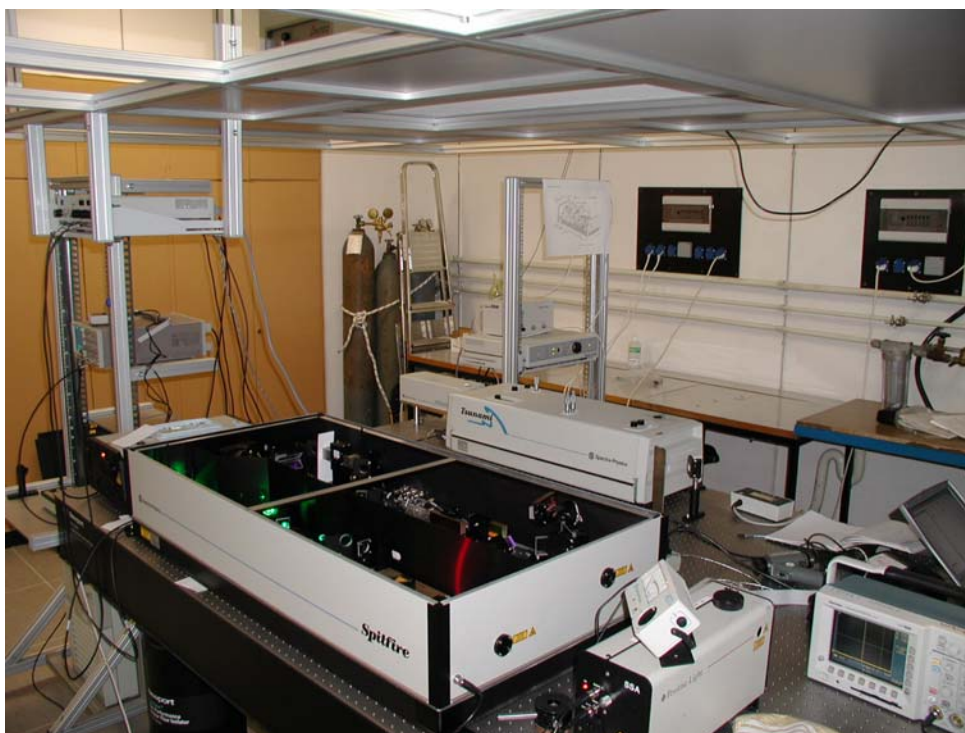
S obzirom da su procesi ionizacije, samofokusiranja i defokusiranja povezani preko nelinearnog odziva medija na upadni puls, ti procesi su istovremeno prisutni pri propagaciji lasera kroz medij, što ima za posljedicu stvaranje dugačkih filamenata u mediju (zraku) [9].

Nastanak filamenta se ukratko može opisati na slijedeći način: Pulsni signal putuje kroz zrak, a zbog nelinearnog člana indeksa loma ovisnog o intenzitetu, dolazi do samofokusiranja, čime se postiže kritična gustoća energije dovoljne da dovede do djelomične ionizacije medija. Ionizacija uzrokuje smanjenje indeksa loma (zbog prisutnosti plazme), što dovodi do defokusiranja. Dakle, proces filamentacije možemo shvatiti kao balans dva procesa: samofokusiranja pulsnog signala zbog nelinearnog indeksa loma i defokusiranja zbog prisustva plazme u filamentu.

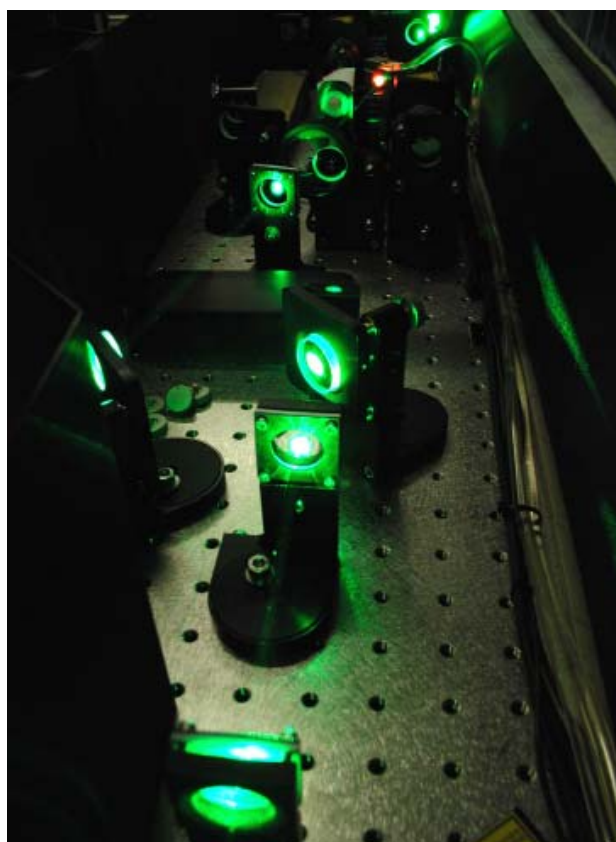
Uzmemo li u obzir sve efekte koji su prisutni pri propagaciji pulsne laserske svjetlosti kroz (slabo) nelinearan medij, i ako se zadržimo na drugom članu relacije (1. 19.), tada možemo napisati četverodimenzionalnu (3+1) nelinearnu Schrödingеровu jednadžbu (NLSE) gibanja EM vala:

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) - \frac{i}{2} k'' \frac{\partial^2}{\partial t^2} + i \cdot \frac{n_2 k}{n_0} |\vec{\varepsilon}|^2 \right] \cdot \varepsilon(x, y, z, t) = 0 \quad (1. 20.)$$

gdje je z smjer propagacije, ε je slabo promjenjiva kompleksna amplituda polja, sa brzinom propagacije v_g . GVD je određen članom k'' , a četvrti član je povezan s optičkim Kerrovim efektom. $|\varepsilon|^2$ je intenzitet polja, u jedinicama W/cm^2 .



Slika 2. 1. Laboratorij za femtosekundnu lasersku spektroskopiju (Izvor: privatna fotografija)



Slika 2. 2. Unutrašnjost laserskog femtosekundnog pojačala Spitfire (Izvor: fotografija iz PDF dokumenta Spectra Physics-a)

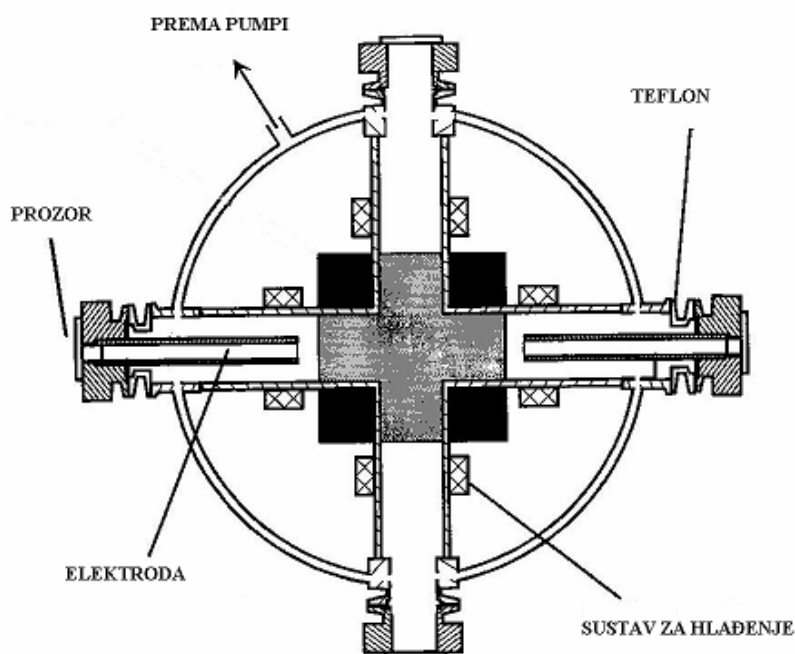
2. EKSPERIMENTALNI POSTAV

Eksperimentalni postav za snimanje signala pri izboju vođenim laserom sastoji se od izbojne komore, uređaja za napajanje izboja, laserskog sustava i sustava za detekciju.

2. 1. Izbojna komora

Križna izbojna komora, kakvu smo mi koristili u našim mjerenjima, sastoji se od dvije metalne cijevi od nehrđajućeg čelika, jednake duljine, međusobno postavljene pod kutom od 90° , čime se dobije peč sa četiri kraka. Krajevi cijevi zatvoreni su ravnim prozorima od kvarcnog stakla pomoću gumenih O prstenova. Komora ima izvode kojim se spaja na vakuumski sustav, pomoću kojeg se evakuira unutrašnjost komore ili dovodi plemeniti ili neki drugi plin u kojem se promatra izboj. Plemeniti plinovi mogu poslužiti i kao zaštitni (*buffer*) plinovi pri izboju s vrućim parama metala. Pomoću vakuumskog sustava regulira se i tlak plina u unutrašnjosti HPO-a.

Izbojna komora prikazana je na *Slici 2. 3*.



Slika 2. 3. Shematski prikaz izbojne komore (Izvor: H. Skenderović, doktorska disertacija)

Izbojna komora, kakvu smo koristili u mjerenjima, načinjena je od cijevi od nehrđajućeg čelika, vanjskog promjera 34 mm i debljine 2 mm. Duljina krakova je 180 mm. Na dva suprotna kraja postavljeni su nosači cilindričnih elektroda, koje su koncentrične s cijevi komore. Nosači elektroda su od tijela komore električno izolirani teflonskim prstenovima. Na nosače se postavljaju elektrode potrebne duljine i promjera, ovisno o mjerenju koje se izvodi. Za izboj u zraku i heliju koristili smo elektrode duljine 205 mm, čime se dobije međuelektrodni razmak od 30 mm. Elektrode se mogu presvući keramičkim cjevčicama. Konstrukcija komore i nosača elektroda, omogućuje laku zamjenu elektroda. Elektrode su načinjene od nehrđajućeg čelika.

Nosači koji drže izbojnu peć na laboratorijskom stolu načinjeni su od plastike, čime se postiže da tijelo peći nije uzemljeno, već se može birati između konfiguracije izboja s uzemljenom katodom ili uzemljenim tijelom kada se tijelo posebno uzemljuje. Križna toplovodna peć sa šupljim elektrodama omogućava prolazak laserske zrake uzduž izboja, a istovremeno su omogućena emisijska i apsorpcijska mjerenja u izboju u aksijalnom smjeru (*end-on*) i okomito na izboj (*side-on*).

Kao što je i prije spomenuto, izbojna komora spojena je s vakumskim sustavom, čime je omogućeno reguliranje tlaka plinova izboja. Sustav se sastoji od rotacijske pumpe, vakuumskih cijevi, manometra i balastnog spremnika.

Digitalni manometar se sastoji od dvije manometarske glave (Baratron[®] Pressure Transducer, *MKS instruments* [1]) i može mjeriti tlakove do 0.0001 Torra, s tim da jedna glava mjeri tlakove do 1000 mBar, odnosno 760 Torr (tlakovi većih vrijednosti), a druga manometarska glava mjeri tlakove do 10 mBar, tj. 7,6 Torr (osjetljivija za tlakove manjih vrijednosti). Točnost očitanih vrijednosti tlakova iznosi 0.5%, prema podacima proizvođača. Manometri su spojeni na vlastiti izvor napajanja (PR 4000, *MKS instruments* [1]) u verziji s dva ulazna kanala, koji ima digitalni LCD ekran na kojem se mogu očitavati vrijednosti tlaka (u Torr-ima).

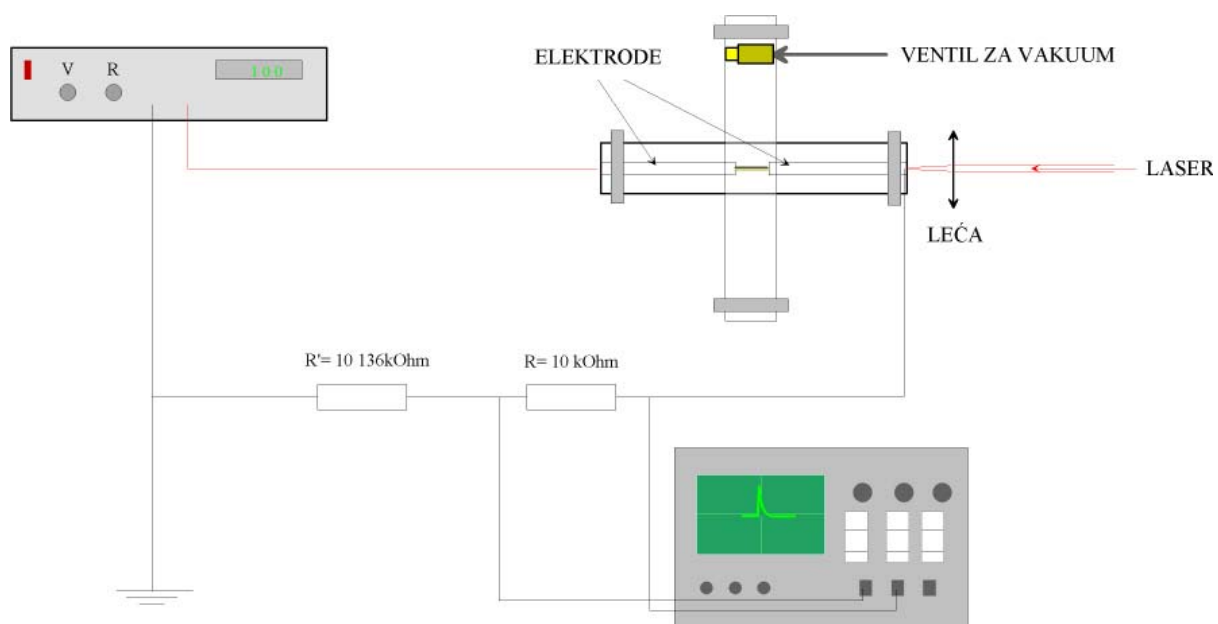
2. 2. Sustav za detekciju laserom vodenog izboja u plinovima

Intenzitet svjetlosti emitirane pri izboju u zraku, heliju i dušiku bio je preslab da bi se mogao mjeriti spektroskopskim metodama, stoga smo za karakterizaciju izboja koristili optogalvansku tehniku. Iz tog razloga, postavili smo u seriju s izbojem otpornik otpora $R=10\text{ k}\Omega$ i mjerili smo pad napona na otporniku R , koji se javlja prilikom pojave struje kroz izboj, a time i kroz otpornik R . U paralelu s otpornikom spaja se 150 MHz osciloskop HM1505 (*HAMEG instruments* [2]) na kojem očitavamo napon dobiven na otporniku R , koji je proporcionalan struji kroz izboj.

Izvor napona (*Sorensen DC600- 1.7E*) je istosmjerni izvor napona s rasponom napona od 0 V do 600 V i struje od 0 A do 1.7 A. Snaga izvora napajanja je 1020 W, a svojom izvedbom osigurava stabilan strujni i naponski izlaz. Može raditi u dva moda: strujnom i naponskom. U modu stalnog napona, izlazni napon je stalan, a izlazna struja se regulira pomoću promjenjivog otpornika. U modu stalne struje, izlazna struja je stalna, a napon se mijenja, također pomoću otpornika. Postoji mogućnost direktnog prebacivanja iz moda u mod, što znači da, ako izvor radi u modu stalnog napona, a struja naglo poraste iznad vrijednosti koju smo odabrali, kontrolna jedinica (*current control unit*) automatski prebaci izvor u strujni mod, i tek nakon stabiliziranja struje (*load current*) uređaj se samostalno vraća u naponski mod. Točnost očitanih vrijednosti prema podacima proizvođača iznose $\Delta U = \pm 7\text{ V}$ i $\Delta I = \pm 0.018\text{ A}$. Šum signala (rms) je 100 mV.

Mjerenja smo radili u modu stalne struje. U seriji s izvorom napona nalazi se dodatni otpornik stalnog otpora $R'=10\text{ k}\Omega$.

Shema kruga pomoću kojeg smo mjerili izboj u plinovima prikazana je na *Slici 2. 4*.

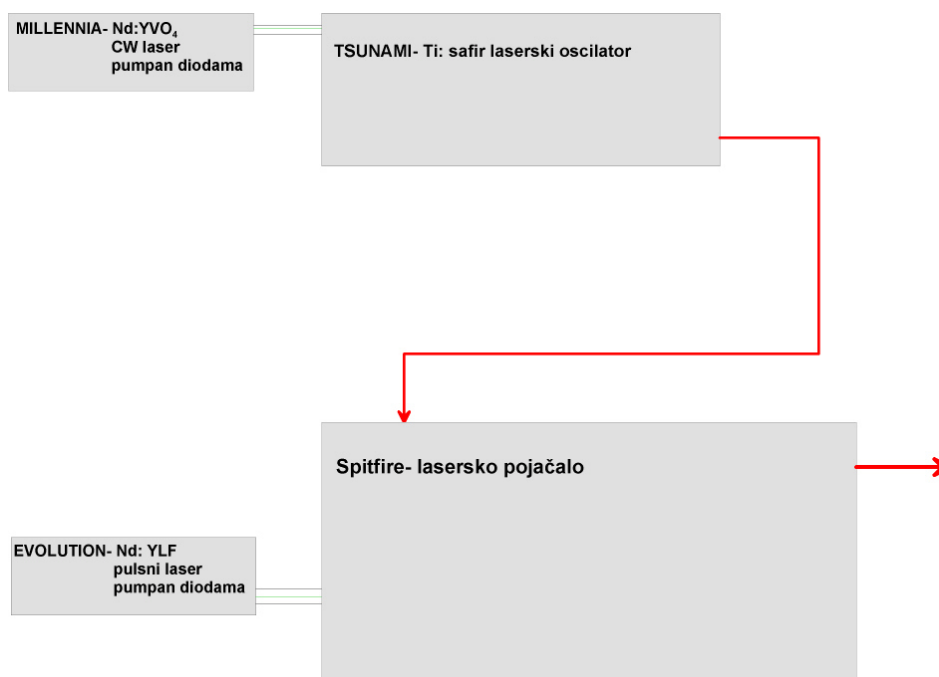


Slika 2. 4. Eksperimentalni postav za mjerenje laserom vođenog izboja u plinovima

2. 3. Laserski sustav

Laserski sustav sastoji se od 2 osnovna dijela: femtosekundnog laserskog oscilatora (*Tsunami*, *Spectra- Physics* [3]) i femtosekundnog laserskog pojačala (*Spitfire*, *Spectra- Physics* [3]).

Blok shema laserskog sustava prikazana je na *Slici 2. 5*.



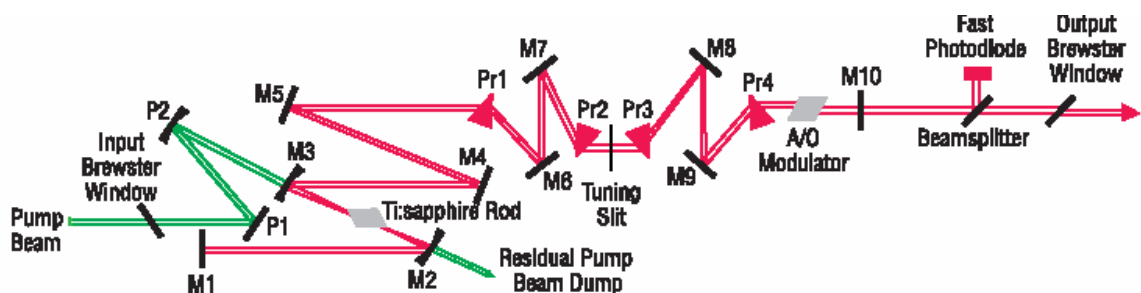
Slika 2. 5. Blok shema laserskog sustava

Svaki od tih dijelova predstavlja složeni sustav koji je detaljnije opisan u nastavku teksta.

2. 3. 1. Femtosekundni laserski oscilator

Tsunami laser (model 3955) je u osnovi Ti:safir laser, koji uz Ti:safir kristal i pripadajuću optiku čini rezonantnu šupljinu (*Slika 2. 6.*). Sastoji se od elemenata za upravljanje pumpnom zrakom (P1 i P2 zrcala), zrcala za fokusiranje zrake na kristal (M2 i M3), zrcala za zakretnje zrake (M4, M5), disperzijske kontrolne elemente (prizme Pr1- Pr4) i elemente za podešavanje valne duljine (pukotina). Uloga prizmi i pukotine bit će detaljnije objašnjena u nastavku teksta. Zrcalo M1 visoke reflektivnosti predstavlja jedan kraj

rezonatorske šupljine i ono reflektira svu svjetlost natrag u šupljinu. Pomicanjem tog zrcala podešava se snaga izlazne zrake, kao i kvaliteta moda. Udaljenost između zrcala M2 i M3 se može mijenjati, kao i njihov vertikalni položaj, preciznim pomicanjem zrcala M2 pomoću mikrovijka. Zrcala M4 i M5 zakreću zraku u dio laserske šupljine gdje se ona dalje disperzira na prizmama. Na kraju rezonantne šupljine nalazi se zrcalo M10 (*output coupler- OC*) koje, za razliku od drugih zrcala koji samo reflektiraju zraku, dio zrake (mali postotak) propušta van kao izlaznu zraku, ostatak reflektira natrag u šupljinu. Sva ova zrcala mogu se mehanički pomicati u vodoravnoj i okomitoj ravnini. Preciznost pomaka osigurava se pomoću pripadnih mikrovijaka, koji se nalaze djelomično sa vanjske strane laserskog kućišta, a dio njih u samom kućištu lasera. Nosač kristala se također može vertikalno pomicati, čime se može postići maksimum snage lasera.



Slika 2. 6. Put zrake u Tsunami laseru u femtosekundnoj konfiguraciji (Izvor: [3])

Tu su još i akustičko- optički modulator (*A/O Modulator*) kojim se osigurava pouzdan rad lasera u sinhroniziranom modu u samom početku rada, a u daljnjem radu lasera sprječava iznenadna ispadanja iz sinhroniziranog moda rada, što je česta pojava pri pasivnom sinhroniziranju modova. AOM se upravlja pomoću odgovarajućeg RF signala iz pripadajućeg elektroničkog generatora. U našem slučaju radi se o *Model 3955* elektroničkom modulu.

Pumpna zraka mora biti kolinearna s oscilirajućim laserskim modom koji nastaje u šupljini i to duž cijelog kristala (nekoliko milimetara). Visoka inverzija naseljenosti teško se postiže unutar cijelog volumena kristala pa se pumpna zraka fokusira na kristal u vrlo uzak snop, a to isto se čini i sa nastalim laserskim modom unutar istog volumena- ova tehnika poznata je kao longitudinalno pumpanje. Izlazna zraka se potom kolimira i proširi na

normalnu veličinu, a pumpna zraka se prigušuje kroz drugo fokusirajuće zrcalo (M2 na *Slici 2. 6.*).

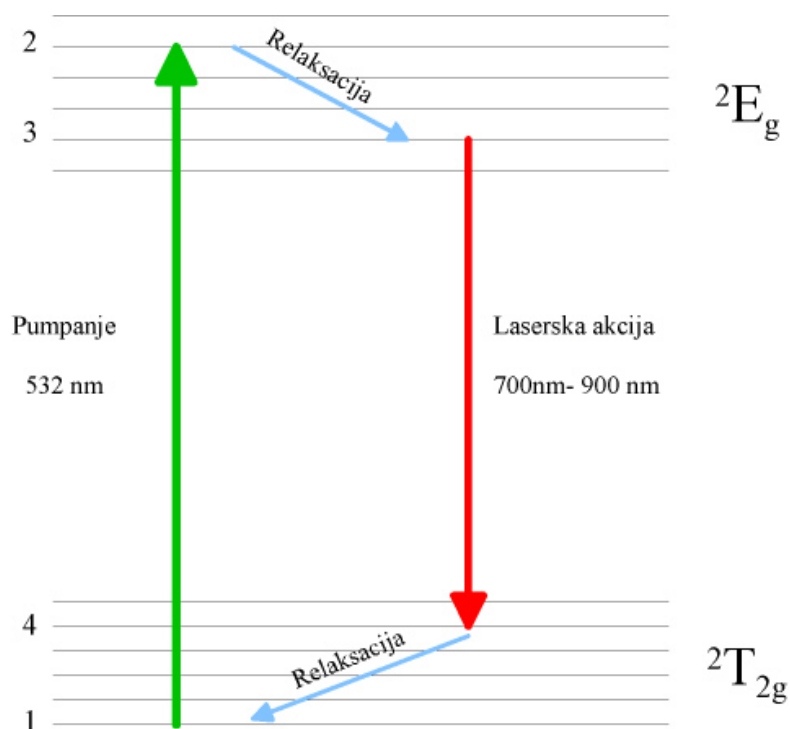
Tsunami laser je laser koji radi u režimu sinhroniziranih modova (*mode- locking*). Zbog toga je duljina laserske šupljine (rezonatora) veća nego kod CW lasera. Repeticija pulseva iznosi 80 MHz, a veza između duljine rezonatora i frekvencije dana je relacijom 2. 1.

$$\nu = \frac{c}{2L} \quad (2.1.)$$

Zbog kompaktnosti izvedbe, laser *Tsunami* ima 10 zrcala čijim rasporedom se postiže željena rezonatorska šupljina. Međutim, izvedbom lasera na način tzv. presavijene šupljine, otežano je pumpanje lasera. Ako se fokusirajuće zrcalo postavi pod kutem različitim od 90° u odnosu na kut upada zrake, dolazi do astigmatizma zrake, koji se može korigirati Brewsterovim kutem na kristalu. Uz dobru duljinu kristala i pravilan kut zrcala, astigmatizam se u potpunosti eliminira. No, unutar kristala, astigmatizam je i dalje prisutan, pa i pumpna zraka također mora biti astigmatična da bi se postiglo efikasna interakcija između pumpne zrake i nastale laserske zrake. To se postiže postavljanjem fokusirajućeg zrcala na ulaznu zraku pod dobro odabranim kutem (P2), što rezultira visokim stupnjem konverzije i dobrom kvalitetom izlazne zrake. Da bi se postigao kontinuirani odabir valne duljine, os kristala mora biti paralelna s polarizacijom električnog polja unutar šupljine. Isto tako, sva zrcala i prizme, dakle sve površine unutar rezonatora, trebaju biti točno položene pod Brewsterovim kutem, jer se time smanjuju gubitci, a omogućava se dobar odabir valne duljine.

2. 3. 1. 1. Osnovni opis laserskog rada

Laserski proces u Ti:safir kristalu nastaje kao rezultat energetske razlike između dva vibraciona nivoa Ti^{3+} iona u kristalu. Naime, Ti:safir je kristal koji se dobije unosenjem Ti_2O_3 u otopinu Al_2O_3 , pri čemu dolazi do zamjene malog postotka Al^{3+} iona ionima Ti^{3+} . U tako dobivenom kristalu s primjesama Ti^{3+} u safiru dolazi do cijepanja osnovnog elektronskog stanja Ti^{3+} iona na dva vibracijska nivoa $^2T_{2g}$ i 2E_g , kao što je prikazano na *Slici 2. 7.*



Slika 2. 7. Energetski dijagram Ti:safir kristala s 4 nivoa

Apsorpcijski prijelazi dešavaju se u širokom području valnih duljina od 400 nm do 600 nm, dok emisijski prijelazi idu s nižih vibracijskih stanja pobuđenog nivoa, na viša vibracijska stanja osnovnog stanja, od kuda kreće relaksacija u niža vibracijska stanja osnovnog nivoa. Premda je moguća emisija u području valnih duljina od 600 nm do preko 1000 nm, zbog širokog pojasa valnih duljina u apsorpcijskom spektru, dolazi do preklapanja ta dva spektra, pa je realno za očekivati lasersku akciju tek za valne duljine veće od 670 nm. Osim toga, dolazi i do slabe apsorpcije dijela emitiranog zračenja, što još više sužava spektralnu širinu lasera. Ta apsorpcija je posljedica prisutnosti Ti^{4+} iona u kristalu, ali i tehnike uzgoja kristala te ukupne koncentracije Ti^{3+} iona u kristalu. Valno područje lasera također je uvjetovano gubitcima na elementima unutar rezonantne šupljine, snazi pumpnog lasera, apsorpciji atmosferskih plinova (kisika, vodene pare) i kvaliteti pumpne zrake.

Za postizanje maksimuma snage potrebno je imati dovoljnu snagu pumpnog lasera, te koncentraciju Ti^{3+} iona, čime se postiže optimalna inverzija gustoća naseljenosti. Gubici u Ti:safir laseru dolaze zbog gubitaka na zrcalima i na samom kristalu. Oni su proporcionalni duljini kristala, a ovise i o koncentraciji Ti^{3+} iona, i to na način da su to veći, što je

koncentracija iona veća. Zbog balansa ta dva efekta važno je naći najbolju koncentraciju iona.

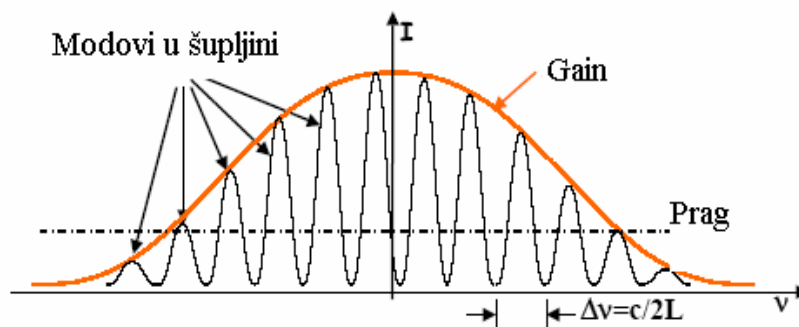
Odabir valne duljine je moguć u širokom području valnih duljina. Spektralni pojas prije svega ovisi o odabiru zrcala unutar rezonatora te o samoj oscilatorskoj pumpi, njenoj snazi i mogućnostima. U našem slučaju, ulogu pumpe femtosekundnog oscilatora ima *Millennia VIs J*, pomoću koje se postižu valne duljine izlazne zrake u rasponu od 700- 900 nm i usrednjene snage do 1 W (za $\lambda=800$ nm). U femtosekundnoj konfiguraciji *Tsunami* lasera, odabir valne duljine vrši se pomoću niza prizmi (Pr1- Pr4) i pukotine. Niz prizmi omogućava prostorno širenje zrake, tj razlaganje zrake po valnim duljinama. Između prizmi 2 (Pr2) i 3 (Pr3) smještena je pomična pukotina. Pomicanjem pukotine odabire se valna duljina lasera, a mijenjanjem širine pukotine, mijenja se i frekvencijski pojas, dakle vremenska karakteristika izlaznog pulsa.

Širina pulsa Ti:safir lasera ovisi o dva faktora: o svojstvima samog kristala i o svojstvima laserske rezonatorske šupljine. Kako se na svojstva kristala ne može utjecati, promjena širine pulsa može se postići disperzijom grupne brzine unutar rezonatora (*group velocity dispersion- GVD*). Optičke komponente unutar laserske šupljine uvode pozitivan GVD i dovode do širenja pulsa. Također, moduliranje vlastite faze (*self-phase modulation- SPM*) u kristalu lasera dovodi do širenje pulsa, a posljedica je interakcije kratkog optičkog pulsa i medija, čiji je indeks loma nelinearan. Da bi se na izlazu dobio stabilan, vremenski kratak puls, ovi efekti se moraju kompenzirati negativnim GVD-om. Negativan GVD proizvode parovi prizmi pa se mijenjanjem tipova stakala prizmi kroz koje prolazi laserska zraka prilikom prolazaka kroz šupljinu mijenja i ukupni GVD. Zakretanjem prizmi Pr2 i Pr3 odabire se širina pulseva. Širina pulsa je oko 100 fs, a ovisna je i o valnoj duljini na kojoj radi laser.

2. 3. 1. 2. Sinhronizacija modova (*modelocking*)

U bilo kojem laserskom sustavu javljaju se one valne duljine (odnosno, frekvencije) koje su određene s dva faktora: longitudinalni modovi određeni su rezonantnom šupljinom (koja određuje uvjete praga) i pojasom frekvencija koje se mogu postići u danom mediju.

Modovi unutar rezonatorske šupljine prikazani su na *Slici 2. 8*.



Slika 2. 8. Laserski modovi u rezonatornoj šupljini

Unutar šupljine, električno polje određene optičke frekvencije mora se ponavljati nakon jednog punog prolaska kroz lasersku šuplinu, tj. frekvencija oscilacije tog polja mora zadovoljavati uvjete stojnog vala, ili cjelobrojna vrijednost polovične vrijednosti valne duljine mora odgovarati udaljenosti između 2 zrcala laserske šupljine. Samo mali broj frekvencija koje zadovoljavaju to svojstvo predstavljaju longitudinalne modove lasera. Taj uvjet je dan relacijom (2. 2.):

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot L$$

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

gdje je λ valna duljina, a L duljina laserske rezonatorske šupljine.

Širina pojasa frekvencija unutar kojih se postiže laserska akcija je određena samim medijem; za atomske medije taj pojas je vrlo uzak (npr. HeNe laser $\sim 1,5$ GHz, tj. 0.002 nm), dok se molekulski mediji (dye- laseri) i mediji u čvrstom stanju odlikuju širokim pojasom frekvencija. Tako u slučaju Ti:safir lasera frekventni pojas iznosi ~ 130 THz, odnosno oko 300 nm.

U laseru koji radi u režimu sinhroniziranih modova cilj je postići da unutar rezonantne šupljine longitudinalni modovi u nekoj točki prostora konstruktivno interferiraju, u nekoj drugoj destruktivno, tj. da su sinhronizirani u fazi. Na taj način stvara se jedan puls koji oscilira unutar šupljine. Svaki put kad taj puls dođe do izlaznog zrcala nastaje izlazni laserski puls. Vrijeme između 2 pulsa odgovara vremenu potrebnom da on prođe kroz

rezonator duljine L u oba smjera ($2L$), što odgovara vremenu od 12.2 ns, iz čega proizlazi da je frekvencija pulsiranja lasera 80- 82 MHz.

Na *Slici 2. 9.* prikazano je postupno formiranje pulsa zbrajanjem sve većeg broja modova (ukupno N) koji titraju u fazi. Električno polje jednog (k - tog) moda koji se pojavljuje u rezonatorskoj šupljini dano je relacijom:

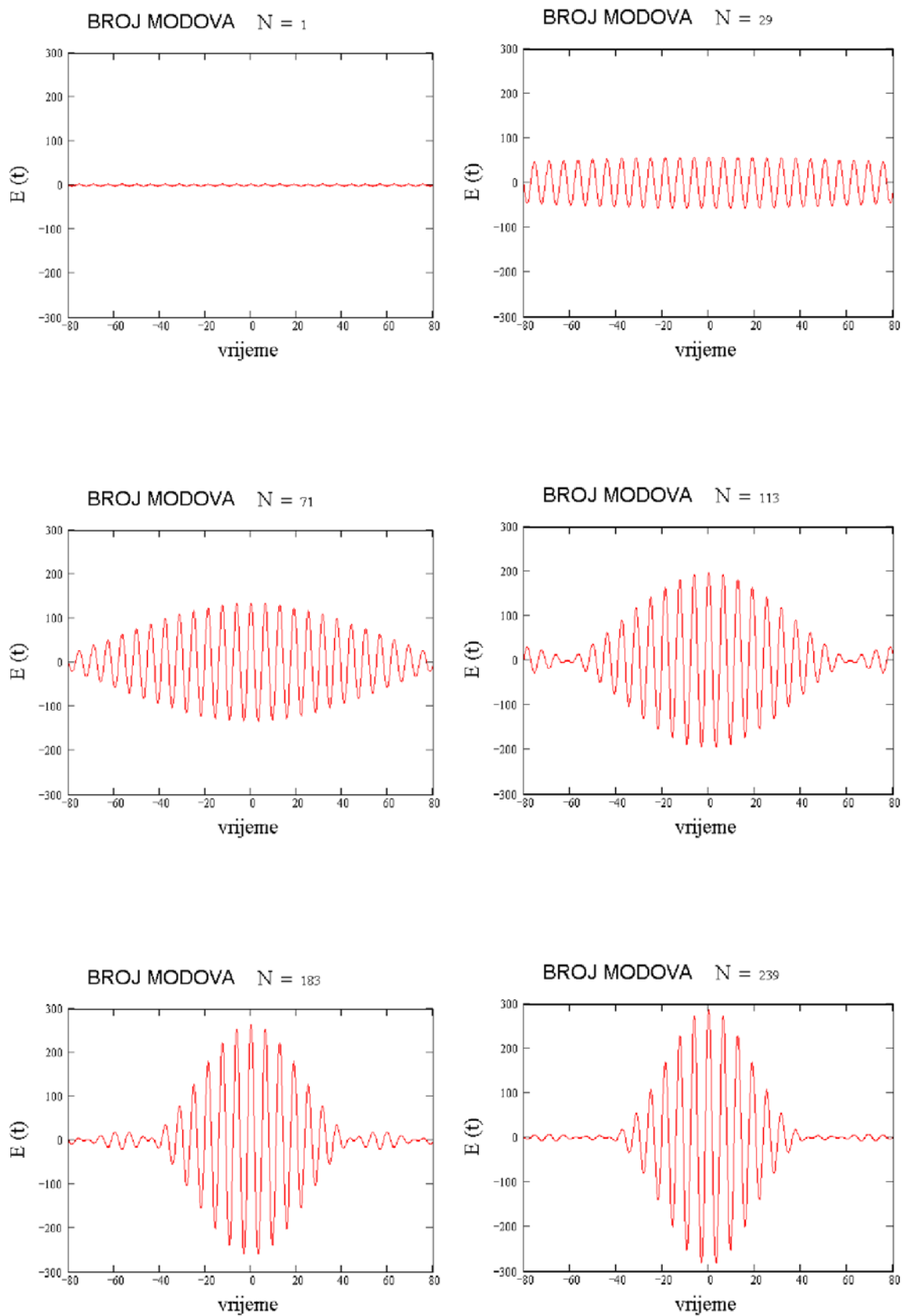
$$E_k(t) = E_{k0} \cdot (e^{i\omega_k \cdot t} + e^{-i\omega_k \cdot t}) \quad (2. 3.)$$

pri čemu frekvencija moda ω_k mora zadovoljavati uvjet (2. 2). Ukupno električno polje nastalo zbrajanjem svih modova može se prikazati relacijom:

$$E(t) = \sum_k E_k(t) \quad (2. 4.)$$

U *Tsunami* laseru istovremeno titra oko 10^6 modova koji se zbrajaju u laserski puls.

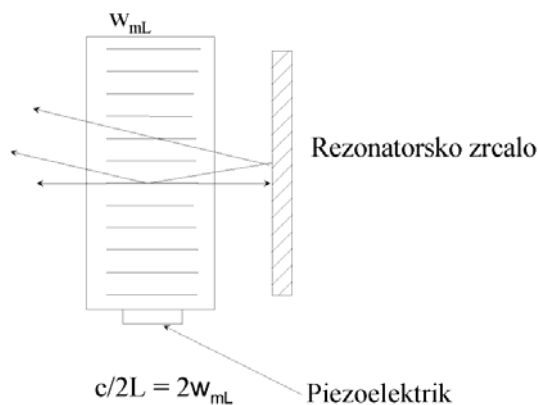
Postoje različiti načini sinhronizacije modova u laserskim sustavima kao što su aktivno sinhroniziranje modova, pasivno sinhroniziranje modova, sinhronizacija modova zbrajanjem pulseva, samostalno sinhroniziranje modova, regenerativna sinhronizacija modova, koju imamo i u Ti:safir *Tsunami* laseru. Aktivno i pasivno sinhroniziranje modova su osnovne tehnike, a ove ostale koriste u velikoj mjeri njihove osnovne principe.



Slika 2. 9. Sinhronizacija modova u laserskoj šupljini (Izvor: T. Ban, D. Aumiler, G. Pichler, seminarski rad 'Optički korelator za mjerenje femtosekundnih pulseva')

Aktivno sinhroniziranje modova je najčešći način sinhronizacije modova, a kao najčešći aktivni element koristi se akustičko- optički modulator (AOM). Modulator se postavlja unutar rezonatora, bliže jednom kraju rezonatora, odnosno blizu jednog od rezonatorskih zrcala. Načinjen je od kvalitetnog optičkog materijala (kao što je kvarcno staklo) dobro ispoliranih ploha koje su paralelne sa smjerom propagacije laserske zrake. Na jednu od te dvije plohe učvršćen je piezoelektrik. Piezoelektrik se, pomoću vanjskog kontrolnog sustava, napaja RF signalom, te dolazi do stvaranja akustičkih valova unutar modulatora. Kako na suprotnoj strani modulatora dolazi do refleksije tih akustičkih valova, unutar kristala nastaje stojni val. Na taj način se u kristalu stvara vremenski ovisan indeks loma, čineći rešetku duž osi okomite na smjer propagacije lasera. Svjetlost se, u međudjelovanju s tom rešetkom unutar kristala, difraktira i pomiče u frekvenciji za iznos koji odgovara frekvenciji AO modulatora. Nakon prolaska kroz modulator, difraktirane i nedifraktirane zrake svjetlosti reflektiraju se natrag kroz modulator, gdje se ponovo difraktiraju. Modulator reflektira svjetlost izvan rezonatorske šupljine samo ako je akustična rešetka prisutna, a ako nije, onda se svjetlost vraća natrag u rezonator. Time se dobije vremenski ovisan signal.

Prikaz AO modulatora dan je na *Slici 2. 10*.



Slika 2. 10. Shematski prikaz AO modulatora

Ako je frekvencija RF signala ω_{mL} , onda se akustična rešetka, nastala kao posljedica stojnog vala u kristalu pojavljuje s frekvencijom $2 \omega_{mL}$. To istovremeno znači i da je frekvencija pojave signala unutar rezonatora određena s $2 \omega_{mL}$. Uzme li se da je $2 \omega_{mL}$ jednaka frekvenciji repeticije lasera $c/2L$, dobije se frekvencijski razmak između dva pulsa

koji odgovara frekvenciji rezonatora. To znači da se uz centralni signal na frekvenciji ν javljaju susjedni signali na frekvenciji $\nu \pm 2 \omega_{mL}$. Kako su nastali signali u fazi s centralnim modom, uspostavljena je sinhronizacija među modovima. Daljnje djelovanje modulatora na signal rezultirat će nastajanjem modova s frekvencijama $\nu \pm 4 \omega_{mL}$, itd., sve dok se ne sinhroniziraju svi modovi unutar frekventnog pojasa medija.

Frekvencija modulacije $2 \omega_{mL}$ mora odgovarati repeticiji izlaznih pulseva $c/2L$, tako da se RF signal koji pokreće AOM obično stvara u temperaturno stabiliziranom kristalnom oscilatoru, a rezonator se može prilagoditi danoj frekvenciji. Vremensko trajanje sinhroniziranih pulseva ovisi o nekoliko faktora, kao što je spektralna širina laserskog medija i modulacijska svojstva modulatora. Medij s većom spektralnom širinom u mogućnosti je stvarati kraće pulseve.

Ovo amplitudno moduliranje (AM) možemo razmatrati i u vremenskoj domeni: amplitudni modulator djeluje kao slaba rampa za svjetlost koja prolazi rezonatorom. Kada je zatvorena ona atenuira svjetlost, a propušta je kada je otvorena. Ako se taj proces odigrava s frekvencijom $\nu=2 \omega_{mL}$, onda će ona propuštati samo jedan puls svjetlosti i to onaj koji dođe na otvorenu rampu u točno određenom vremenu ($2L/c$), a ostali signali će biti prigušeni, čak i uz malu atenuaciju od 1%.

Postoji i frekventno moduliranje, kod kojeg modulator radi na elektro- optičkom efektu. Modulator, smješten u rezonantnoj šupljini, daje električni signal kojim stvara malu, sinusoidalnu promjenu frekvencije pri prolasku svjetlosti kroz modulator. Ako je frekvencija modulacije jednaka frekvenciji rezonatora, neke frekvencije svjetlosti doživljavaju sukcesivno podizanje frekvencije, a neke smanjivanje. Nakon dovoljnog broja prolazaka kroz modulator, frekvencije svjetlosti s pomaknutim frekvencijama (prema višim ili nižim vrijednostima) bit će u potpunosti pomaknute izvan spektralne širine samog medija, a jedine nepromjenjene frekvencije bit će one koje su prolazile kroz modulator kada je nametnuta frekvencija modulatora bila nula.

Aktivno sinhroniziranje modova može se postići pomoću pumpnog lasera, koji u tom slučaju također mora raditi u režimu sinhroniziranih modova. Pravovremenim pulsevima iz pumpnog lasera može se postići sinhronizacija modova u drugom laseru. Ova tehnika zahtijeva točnost u izvedbi oba lasera, jer moraju imati rezonatore jednakih duljina.

Pasivno sinhroniziranje modova ne zahtjeva vanjski signal kojim se sinhroniziraju modovi, već se koristi sama laserska svjetlost, koja uzrokuje promjenu na nekom elementu u laserskom rezonatoru, što vodi i do promjene laserskog signala. Najčešće se to postiže saturirajućim apsorberom.

Takav apsorber ima svojstvo da njegova transmisija ovisi o intenzitetu upadne svjetlosti. To znači da, kada na apsorber upadne svjetlost dovoljno jakog intenziteta, dolazi do transmisije svjetlosti (medij je proziran za takavu svjetlost), ali svjetlost slabog intenziteta će apsorbirati (tj., za takve intenzitete medij je neproziran).

Koeficijent apsorpcije apsorbera ovisan je o intenzitetu prema relaciji:

$$\alpha(I) = \alpha_0(1 - bI) \quad (2. 5.)$$

Zbog fluktuacije u intenzitetu samo će dio svjetlosti biti transmitiran, te sukcesivnim prolaskom kroz rezonator i apsorber doći će do nastajanja niza pulseva koji su međusobno sinhronizirani.

Saturacijski apsorberi su najčešće tekuće organske boje (*dye-laseri*), ali to mogu biti i dopirani kristali i poluvodiči. Poluvodiči se odlikuju kratkim vremenom odziva, a to je važan faktor koji određuje trajanje pulsa u pasivnoj sinhronizaciji modova.

Postoje i tehnike pasivne sinhronizacije modova koje ne ovise o apsorpcijskim svojstvima materijala, već važnu ulogu imaju nelinearni optički efekti prisutni u elementima laserskog rezonatora, koji vode do toga da selektivno pojačavaju svjetlost visokog intenziteta, a prigušuju onu slabijeg intenziteta. Jedan od najpoznatijih primjera te tehnike je sinhroniziranje modova Kerr-ovom lećom (*Kerr-lens modelocking- KLM*). Od prije znamo da nelinearni optički Kerr-ov efekt rezultira time da se svjetlost jakog intenziteta fokusira jače od svjetlosti slabijeg intenziteta. Pažljivim postavljanjem aperture u rezonatoru može se dobiti isti efekt kao da se koristi saturacijski apsorber vrlo kratkog vremenskog odziva, a u mediju kao što je Ti:safir mogu se postići pulsevi kraći od 5 fs. Prednost ove tehnike je u tome što je vrijeme odziva kratko, a nije potrebno postavljati dodatan apsorber u rezonator. Nedostatak je to što laser mora raditi vrlo blizu granice stabilnosti rada lasera za dani rezonator, a to dovodi do nemogućnosti uspostavljanja dugotrajnijeg stabilnog rada lasera. Poseban problem vezan je uz izvedbu laserskog rezonatora.

Sinhronizacija modova zbrajanjem pulseva (additive pulse modelocking- APM) je tehnika koja koristi nelinearnu promjenu faze u optičkom jednomodnom vlaknu. Takvo vlakno se postavi u posebnu rezonantnu šupljinu, koja ima isto vrijeme prolaska signala kao i rezonantna šupljina lasera, a s jedne strane je zatvorena polupropusnim zrcalom. Signal (puls) pri izlasku iz rezonatora vlakna interferira s pulsevima koji su u glavnom rezonatoru. Ako su oba rezonatora jednake duljine, dolazi do konstruktivne interferencije u blizini maksimuma pulsa, ali ne i na njegovim krilima, zato što krila pulseva u vlaknu, zbog nelinearnosti vlakna, imaju drugačiju faznu promjenu. To ima za posljedicu da je maksimum laserskog pulsa pojačan, a njegova krila su atenuirana.

Prednost ove tehnike je to što se mogu postići kratki pulsevi, bez nekih posebnih optičkih elemenata, što omogućava postizanje efekta na različitim valnim duljinama. Nedostatak je zahtjevna konstrukcija rezonatora jednakih duljina, što dovodi u pitanje komercijalnu isplativost ove tehnike.

Regenerativna sinhronizacija modova je tehnika aktivne sinhronizacije modova, koja se koristi u Ti:safir laseru. Bazira se na primjeni AO modulatora, koji unutar rezonatora stvara periodički gubitak signala. No, osnovna razlika u odnosu na aktivnu tehniku je u tome što se RF signal dobije ne iz vanjskog generatora, već iz same rezonantne šupljine. Time se eliminira najveća prepreka kod aktivne sinhronizacije modova, a to je da duljina rezonatora mora odgovarati frekvenciji RF signala. U *Tsunami*-u, ukoliko dođe do promjene duljine L rezonatora, RF signal koji dolazi do AOM se također promjeni.

Pri samom početku rada lasera, on radi u CW modu, s nekoliko longitudinalnih modova koji osciliraju. Ti modovi su djelomično sinhronizirani u fazi, pa dolazi do stvaranja udara frekvencije $c/2L$. Te udare detektira brza fotodioda (*Slika 2. 6.*). Dobiveni signal nije dovoljno jak pa se mora dodatno pojačati. Kako je frekvencija signala dvostruko veća od frekvencije koju treba dati AO modulatoru (ω_{mL}), on se odvodi na djelitelj signala (frekvenciju smanji za faktor 2), potom se vrši fazno podešavanje, tako da modulator bude na maksimumu propusnosti kada optički puls dolazi na njega. Konačno, pojačani signal se odvodi na modulator.

2. 3. 1. 3. Oblikovanje izlaznih pulseva

Disperzija grupne brzine

Kao posljedica Heisenbergovog principa neodređenosti, nameću se određene restrikcije na frekventnu širinu ultrakratkih pulseva. Za puls koji traje Δt_p i čija je frekventna širina $\Delta \nu$, uvijek mora biti zadovoljeno:

$$\Delta t_p \cdot \Delta \nu \geq 1 \quad (2. 6.)$$

Točna vrijednost konstante ovisi o obliku pulsa. Primjeri nekih pulseva dani su u *Tablici 2.1.[4]*

Funkcija	$\Delta t_p \Delta \nu$
Pravokutna funkcija	1
Difrakcijska funkcija	0,886
Gausijan	0,441
Hiperbolna sekanta	0,315
Lorencijan	0,221
Simetrični dvostrani eksponencijal	0,142

Tablica 2. 1. Ovisnost umnoška $\Delta t_p \Delta \nu$ za različite oblike signala (Izvor:[4])

Očito je da, što su pulsevi određeniji u vremenu, veća je i neodređenost u širini frekventnog pojasa, a time i razlika između najniže i najviše frekvencije u pulsu. Kako indeks loma sredstva ovisi o frekvenciji, svaka frekvencija u pulsu se lomi na drugačiji način unutar medija (relacija 2.4.).

$$n = \frac{c}{v_{ph}} = \frac{c}{\lambda \nu} = \frac{ck}{\omega} \quad (2. 7.)$$

pri čemu je v_{ph} fazna brzina, n indeks loma, dok je k valni vektor.

Fazna brzina se definira relacijom:

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k} \quad (2. 8.)$$

dok se grupna brzina (brzina kojom se giba puls) definira kao:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d}{dk}(v_{ph} \cdot k) = v_{ph} + k \cdot \frac{dv_{ph}}{dk} \quad (2. 9.)$$

Zadnji član relacije možemo zapisati:

$$\begin{aligned} k \cdot \frac{dv_{ph}}{dk} &= k \cdot \frac{d}{dk} \left(\frac{\omega}{k} \right) = k \cdot \frac{d}{dk} \left(\frac{c}{n(\lambda)} \right) = \\ &= -k \cdot \frac{\lambda^2}{2\pi} \cdot \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{c}{n(\lambda)} \right) = -\lambda \cdot \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{c}{n(\lambda)} \right) \end{aligned}$$

Iz ovoga slijedi:

$$v_g = v_{ph} - \lambda \cdot \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{c}{n(\lambda)} \right) \quad (2. 10.)$$

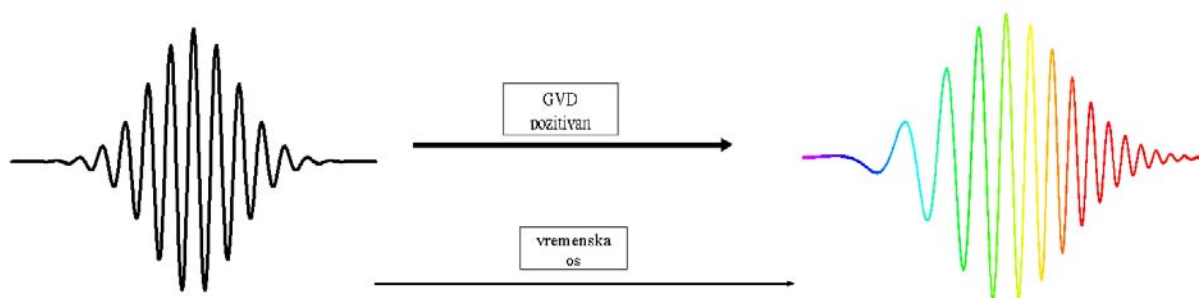
Indeks loma se mijenja kao funkcija valne duljine $n(\lambda)$, odnosno različite valne duljine imaju različitu brzinu propagacije kroz medij, čime se postiže vremenska razmaknutost između različitih frekvencija (boja) u pulsu.

Disperzija grupne brzine (*Group Velocity Dispersion- GVD*) se definira kao promjena brzine prolaska svjetlosti kroz medij, u ovisnosti o frekvenciji, odnosno, valnoj duljini, što za posljedicu ima širenje pulsa u vremenu.

Razlikujemo pozitivnu i negativnu disperziju grupne brzine. Pri pozitivnoj disperziji ($dn/d\lambda < 0$), svjetlost nižih frekvencija (crvena svjetlost) putuje brže od svjetlosti viših frekvencija (plava svjetlost), tj. dolazi do prostornog širenja pulsa. Pri negativnoj disperziji imamo suprotan efekt, odnosno svjetlost viših frekvencija (plava svjetlost) putuje ispred svjetlosti nižih frekvencija (crvena svjetlost). Efekt je jače izražen ako se radi o kratkom pulsu, jer je tada veća spektralna širina pulsa.

Za većinu materijala u vidljivom i IR dijelu spektra, pulsevi su pozitivno *chirpani*.

Pozitivan *chirp* prikazan je na *Slici 2. 11*.



Slika 2. 11. Prikaz pozitivno chirpanog pulsa(izvor: T. Ban, D. Aumiler, G. Pichler, seminarski rad 'Optički korelator za mjerenje femtosekundnih pulseva')

Moduliranje vlastite faze- SPM

Osim GVD-a, širinu i oblik izlaznih pulseva oblikuje i interakcija pulsa s nelinearnim medijem, kristalom. Kao rezultat te nelinearnosti, dolazi do tzv. moduliranja vlastite faze (*self-phase modulation- SPM*) pulsa.

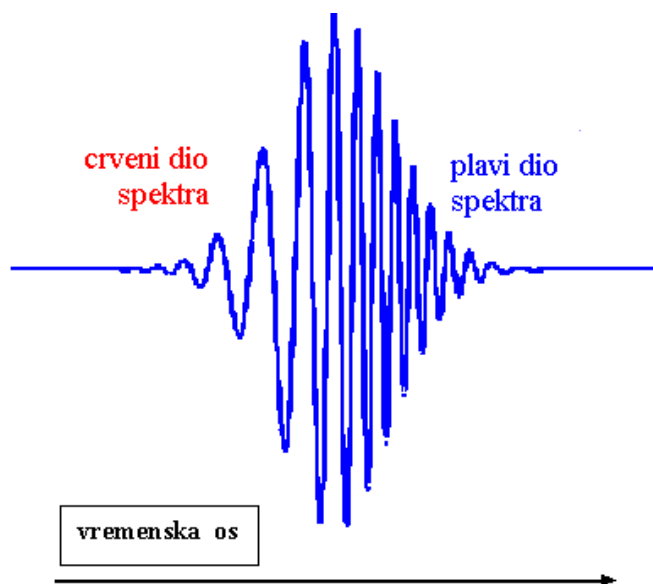
Nelinearni indeks loma n_2 postaje ključan kada se radi o pulsevima visokog intenziteta, kao što je slučaj kod pulsnih lasera. Već smo u *Poglavlju 1. 6.* vidjeli da indeks loma nelinearnog medija ovisi o intenzitetu:

$$n(\omega, I) = n_0(\omega) + n_2 I(t)$$

gdje je n_0 linearni indeks loma, a I trenutni intenzitet pulsa. Iz relacije (1. 18.) vidimo da trenutna frekvencija direktno proporcionalna s vremenskom derivacijom intenziteta:

$$\omega = \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \omega_0 - \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \frac{dI(t)}{dt}$$

Očito je da će se prednjem dijelu pulsa frekvencija smanjivati (jer je $dI/dt > 0$), odnosno dolazi do pomaka frekvencije prema crvenom dijelu spektra (*'red- shift'*), dok se stražnjem dijelu pulsa ($dI/dt < 0$) frekvencija pomiče prema višim vrijednostima, tj. pomaknute su prema plavom dijelu spektra (*'blue- shift'*). Na taj način se dobije *spektralno* razvučen puls (Slika 2. 12.).



Slika 2. 12. Prikaz modulacije vlastite faze pulsa

Kao što se iz navedenog može vidjeti, puls koji nastaje u rezonatorskoj šupljini se širi vremenski (a time i prostorno) (zbog *GVD*) i spektralno (zbog *SPM*).

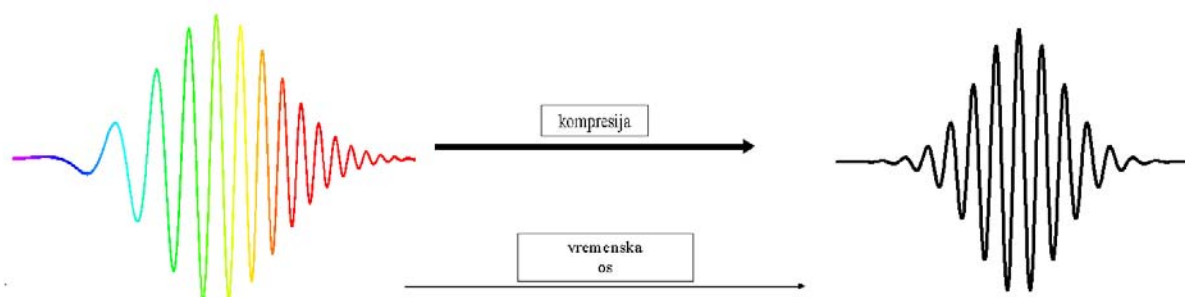
Ova dva procesa direktna su posljedica interakcije pulsa s medijem, što je složen ali vrlo važan efekt. Njime se postiže širenje pulsa. Naravno da sa svakim prolaskom kroz rezonator puls se sve više širi, pa se uvode mehanizmi koji sprječavaju daljnje širenje pulsa, odnosno kompenziraju taj efekt.

Kompresija pulsa

Kompresija prostorno (vremenski) raširenog pulsa postiže se postavljanjem optičkih elemenata unutar laserske šupljine. Naime, *GVD* se javlja samo onda kada je zadovoljen uvijet $d^2n/d\lambda^2 \neq 0$, a to se može proširiti na bilo koji optički sustav, na način da optički put S promatra kao funkcija ovisna o valnoj duljini. Tada se uvijet $d^2n/d\lambda^2$ može pisati $d^2S/d\lambda^2$.

Naravno, korekcija je jednostavnija u slučaju da je ovisnost linearna, no u pojačalima postoje materijali koji pokazuju i ovisnost višeg reda pa je u tim slučajevima teže načiniti kompresiju pulsa.

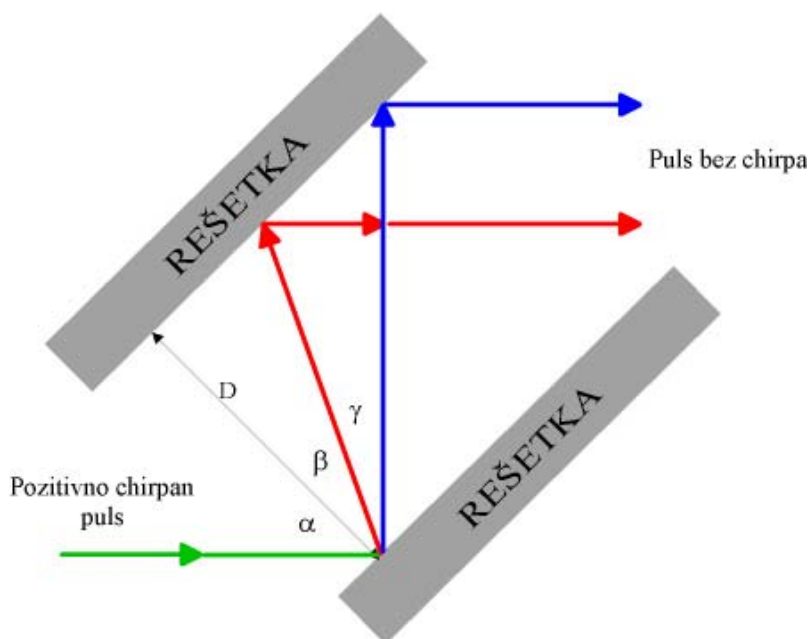
Kompresija pulsa prikazana je na *Slici 2. 13*.



Slika 2. 13. Kompresija pozitivno chirpanog pulsa(izvor: T. Ban, D. Aumiler, G. Pichler, seminarski rad 'Optički korelator za mjerenje femtosekundnih pulseva')

Postoje četiri najčešće tehnike kontrole disperzije pulsa, koje se mogu koristiti zasebno ili u kombinaciji.

Ukoliko se kompresija pulsa vrši pomoću *para paralelnih rešetki* [5], tada je važno podesiti udaljenost između rešetki D , ali je važna i konstanta rešetke d . Princip je prikazan na Slici 2. 14.



Slika 2. 14. Kompresija pomoću dvije paralelne rešetke

Rešetka se ne koristi samo u pulsnim laserima kao sredstvo pomoću kojeg se kompenzira GVD, već se koristi i kao *stretcher* u pojačalima. O tome će kasnije još biti riječ.

Ovako prikazana rešetka difraktira upadni puls na način da crveni dio spektra ima dulji optički put od plavih valnih duljina, čime se postiže kašnjenje prednjeg (crvenog) dijela pulsa u odnosu na stražnji (plavi) dio.

Optički put $S(\lambda)$ između dvije faze vala (crvene i plave) prije i poslije rešetke iznosi:

$$S(\lambda) = S_1 + S_2,$$

gdje je

$$S_1 = D / \cos \beta, \text{ a } S_2 = S_1 \sin \gamma = (D / \cos \beta) \sin \gamma$$

Tada je

$$S(\lambda) = S_1 + S_2 = \frac{D}{\cos \beta} (1 + \sin \gamma)$$

Uz $\gamma = 90^\circ - (\alpha + \beta)$ imamo

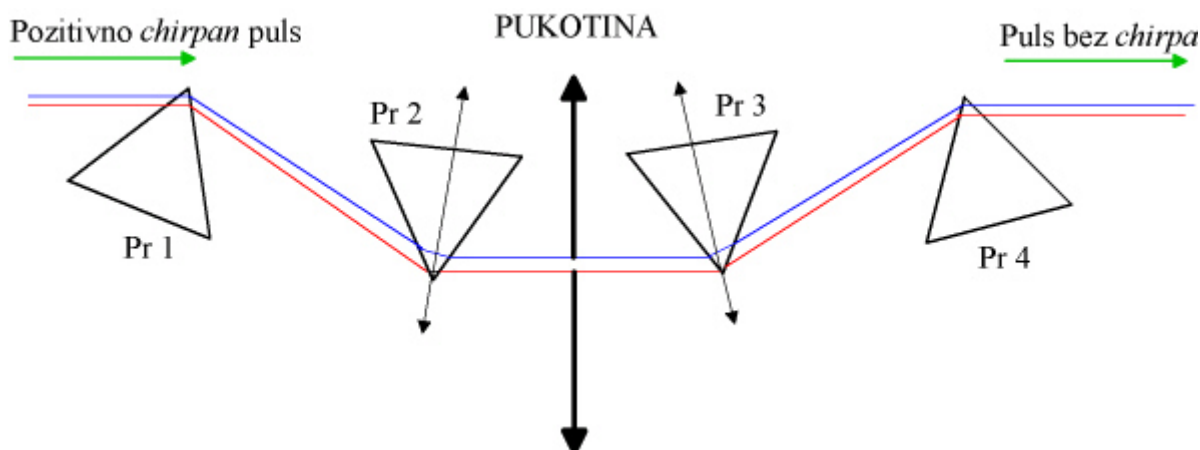
$$S(\lambda) = D \left[\frac{1}{\cos \beta} + \cos \alpha - \sin \alpha \tan \beta \right]$$

Uz jednadžbu rešetke $\lambda = d (\sin \alpha - \sin \beta)$ i disperziju $d\beta/d\lambda = 1/(d \cos \beta)$ za dani upadni kut α , dobije se

$$\frac{dS}{d\lambda} = \frac{dS}{d\beta} \frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{D}{d} \frac{\sin \alpha}{\cos^3 \beta} = \frac{D\lambda}{d^2 [1 - (\lambda/d - \sin \alpha)^2]^{3/2}} \quad (2.7.)$$

Ova relacija pokazuje da je disperzija proporcionalna udaljenosti rešetki D , te da se povećava s λ . Pravilnim odabirom vrijednosti D , lako se kompenzira pozitivan chirp pulsa, te se vrši njegova kompresija. Nedostatak ove tehnike su veliki gubitci (preko 50 %) te značajna prisutnost disperzije višeg reda.

Druga tehnika, koja je vrlo česta, a prisutna je i u *Tsunami* laseru, je disperzija pomoću *para prizmi* [6]. One se međusobno tako postavljaju da se postiže efekt sličan kao s rešetkama. Prizme (*Slika 2. 15.*) se postavljaju tako daju veći optički put za crvenu nego za plavu svjetlost, čime stvaraju negativnu disperziju, ali je efekt manji nego u slučaju rešetke.



Slika 2. 15. Kompresija pulsa pomoću para prizmi

Ako uzmemo da je razmak između kuteva prizmi l_p dovoljno velik, pozitivna disperzija (koja nastaje u materijalu) se može uravnotežiti translacijom jedne od prizmi unutra ili van snopa svjetlosti. Kut prizme je takav da se minimum devijacije postiže za srednju valnu duljinu. Upadni kut na prizmu je Brewsterov, čime se minimiziraju refleksijski gubici za danu linearnu polarizaciju, pa je sustav praktički bez gubitaka. Kao i u slučaju rešetke, i ovdje su prisutni disperzijski gubici trećeg reda, ali suprotnog predznaka pa prizme u kombinaciji s rešetkama mogu poništiti utjecaj tih viših članova.

U *Tsunami* laseru prizme su načinjene od takvog materijala da daju negativan GVD koji je linearan u širokom pojasu frekvencija. Sustav se sastoji od 4 prizme (Pr1- Pr4), pri čemu se prizme 2 i 3 mogu translirati u smjeru okomitom na njihove baze, čime se mijenja ukupni GVD. Dubljim ulaganjem prizmi u rezonatorsku šupljinu, a time i u lasersku zraku, ukupni GVD postaje manje negativan.

Na *Slici 2. 15.* vidi se da se između Pr2 i Pr3 svjetlost prostorno raširi, čime je omogućen jednostavan odabir valne duljine pomicanjem pukotine u smjeru okomitom na zraku. Variranjem širine pukotine odabire se frekventna širina izlaznog pulsa. Kada se jednom odabere valna duljina svjetlosti, potrebno je naći najbolji međusobni položaj prizmi Pr2 i Pr3, čime se postiže i najkraći puls. To se najlakše postiže istovremenim spuštanjem (podizanjem) prizmi i pukotine.

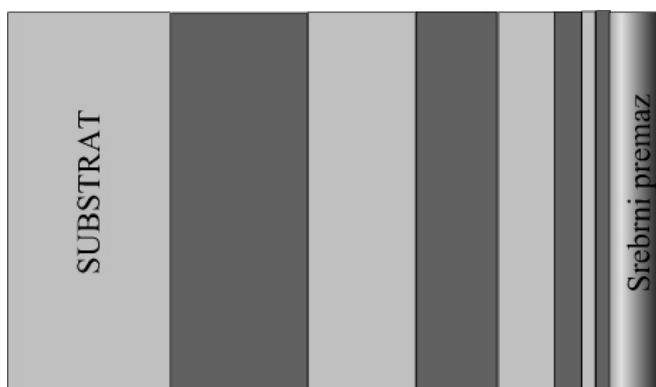
U idealnom slučaju, da bi se mogli postići stabilni pulsevi, vrijeme prolaska kroz rezonator bi trebalo biti frekventno neovisno, odnosno treba biti zadovoljeno:

$$T_g(\omega) = d\phi/d\omega = \text{konstanta}$$

gdje je T_g vrijeme prolaska cijelog pulsa (valnog paketa) kroz rezonator. U stvarnosti, disperzija ipak nije samo linearna, već postoje članovi višeg reda, koji postaju značajniji, što su pulsevi kraći u vremenu.

Treći način postizanja negativnog GVD je pomoću *dvostruko- chirpanog zrcala* [7] (*double- chirped mirror- DCM*). Zrcalo je načinjeno od izmjeničnih slojeva SiO_2 i TiO_2 , koji uzrokuju nagle promjene u indeksu loma vanjskog premaza. Ako se ti slojevi nanose tako da budu simetrični, onda se zrcalo ponaša poput Gire- Tournois- ovog interferometra [8, 9], odnosno, uočava se oscilatorno disperzijsko ponašanje. Ova pojava je posljedica djelomične refleksije svjetlosti na površini zrcala, koja se ponaša poput transmisijske rešetke i Braggove refleksije od stražnje strane zrcala. Oscilatorno ponašanje se izbjegava sužavanjem debljine visokorefleksnih slojeva. Iz istih razloga, zrcalo ima širokopojasni visokoreflektirajući sloj na prednjoj plohi.

DCM zrcalo prikazano je na *Slici 2. 16*.



Slika 2. 16. Dvostruko chirpano zrcalo

Obično je potrebno nanjeti oko 25 slojeva, 5 kao antirefleksijski premaz i 20 na samo zrcalo. Konačan učinak je zrcalo sa negativnom, ali slabom disperzijom, pa je stoga potreban velik broj refleksija. To je ujedno i razlog zašto se ova zrcala češće koriste u laserskim oscilatorima. DCM se izrađuju po određenim standardima, a njihova veličina i način izrade prilagođava se njihovoj namjeni jer se veličina disperzije ne može podešavati.

Zbog zahtjevne i skupe proizvodnje, DC zrcala su relativno skupa i nedostupna u široj ponudi.

Četvrti način se ostvaruje pomoću aktivnih uređaja, kao što su modulatori s tekućim kristalom [10], akustično-optički kristali [11] ili mehanički deformirajuća zrcala [12]. Svi ti uređaji stvaraju kompleksne valne oblike, uz pulseve, te imaju veliku ulogu u eksperimentima koherentne kontrole. Primjer je deformirajuće zrcalo, čiju reflektirajuću površinu deformira elektrostatska sila [13, 14].

Zrcalo je načinjeno od silikonsko- nitridne membrane na koje se priključe elektrode, a presvučeno zlatnim premazom. Potencijal narinut između elektroda stvara privlačnu silu između membrane i elektroda, čime se izaziva deformacija površine zrcala. Deformacija zrcala reflektira upadnu zraku na način da svaki dio upadne zrake koji padne na različiti dio plohe zrcala bude reflektiran pod različitim kutem. Upadna svjetlost već dolazi raspršena s difrakcijske rešetke, a distorzija samo pojačava relativnu faznu razliku između pojedinih valnih duljina unutar pulsa. Prednost ove metode nad tekućim kristalima i modulatorima je u tome što je fazna promjena glatka funkcija, a i proizvodnja je jeftinija.

2. 3. 2. Pumpa za femtosekundni laserski oscilator

Tsunami laser kao pumpu koristi CW laser, u našoj eksperimentalnoj konfiguraciji to je *Millennia VIs J*. To je laser iz grupe lasera čvrstog stanja, što ga i samim čini složenim sustavom koji se sastoji od 4 osnovna dijela:

- *Millennia VIs J* laserska glava
- *Model J40* napajanje (diodna pumpa)
- *Millennia* kontroler
- Hladnjak (*Chiller*)

Najvažniji dio je laserska glava, u kojoj se i dešava laserska akcija, ali i ostali elementi su važni za rad sustava.

Napajanje lasera (*Model J40*) je zatvoreni, fizički samostalan dio opreme, koji u sebi sadržava diodni laser snage 40 W, koji pumpa kristal laserskoj glavi. Diodni laser i kristal kojeg pumpa međusobno su povezani snopom optičkih vlakana koji prenose signal (svjetlost), a taj cijeli sklop diodnog laserskog nosača i optičkih vlakana poznat je pod nazivom *FCbar* sustav (*fiber-coupled bar*). Svjetlost nastala na izlazu iz diode se najprije kolimira pomoću cilindričnih mikroleća, a potom se dovodi do optičkih vlakana, koji na izlaz, dakle na kristal, dovode iznimno jaku svjetlost.

Diodni laser radi na snazi manjoj od 75%, čime se postižu najbolji uvjeti rada diode, a time se osigurava i njena dugotrajnost.

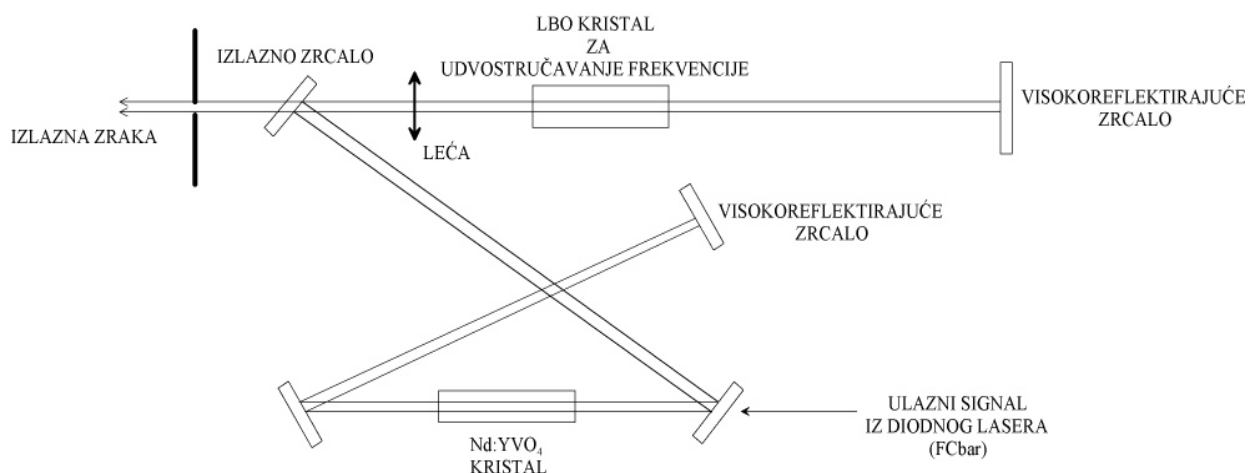
Jedan od osnovnih preduvjeta za rad svih lasera iz porodice čvrstog stanja je temperaturna stabilizacija, koja se odvija pomoću termo-električnog hladila (*thermo-electric cooler-TEC*) i jedinice za hlađenje zrakom. TEC sadrži potpunu logičku i elektroničku podršku koja je potrebna za održavanje sustava na radnim temperaturama.

Kontroler omogućava upravljanje i kontrolu nad sistemom. Na prednjoj ploči nalazi se pregledni LCD ekran, funkcijske tipke, signalizator rada laser, tipka za paljenje/ gašenje lasera, te tipke za podešavanje (*up/down*). Pomoću kontrolera podešava se ulazna snaga lasera, otvara se i zatvara shutter, kontrolira se struja kroz lasersku diodu, temperaturna stabilnost SHG (*second harmonic generation*) kristala, temperatura diode i mnoge druge funkcije [15].

Hladnjak (*Chiller*) regulira temperaturu Nd:YVO₄ kristala u laserskoj glavi. Njime se osigurava neprestano cirkuliranje vode oko kristala, konstantnost protoka tekućine (40 psi), te omogućava kontrolu temperature tekućine (pomoću malog ekrana na vanjskoj strani kućišta). Temperatura tekućine mora biti konstantna (18°C). Jedan psi (*pounds per square inch*) je jedinica za tlak i iznosi 6 894.78 Pa ili 51.72 Torr.

Najvažniji dio sustava je sama laserska glava, o kojoj će najviše i biti riječi.

Laser se sastoji od optičkog rezonatora, Nd:YVO₄ kristala, litij tri- borat (LBO) kristala za podvostručavanje frekvencije, te sustava zrcala za usmjeravanje zrake. Unutrašnjost lasera prikazana je na *Slici 2. 17*.



Slika 2. 17. Laserska šupljina Millennia VIs J lasera

Kristal se pumpa prethodno opisanim diodnim laserom, tako da fokusirana zraka pada na jedan kraj Nd:YVO₄ kristala, koji apsorbira zraku te emitira izlaznu svjetlost na valnoj duljini od 1064 nm. To zračenje je rezonantno za lasersku šupljinu, pa se pojačava stimuliranom emisijom. Udvostručavanjem frekvencije svjetlost valne duljine 1064 nm se pretvara u svjetlost valne duljine 532 nm, te je ta svjetlost izlazni signal kojim se pumpa Ti:safir kristal u *Tsunami* laseru. LBO kristal ima veliki kut upada zrake, čime se sprečavaju gubici u slučaju mogućih odstupanja zrake od optičkog puta unutar laserske šupljine. Kristal se drži na optimalnoj temperaturi pomoću malog grijača niske snage, čime se postiže najveća snaga na 532 nm.

Iako LBO kristal ima niži koeficijent nelinearnosti od većine drugih kristala, on ima i neke prednosti. Prije svega, omogućava dobro preklapanje primarne (1064 nm) i sekundarne zrake (532 nm), čime se postiže velika duljina interakcije l unutar medija, odnosno omogućava se postizanje visokih snaga izlaznog signala ($P_{2\omega} \sim I^2$). Nadalje, jednostavnim podešavanjem temperature kristala osigurava se najbolji koeficijent konverzije valne duljine.

Primjenjena tehnologija u izradi *Millennia* lasera omogućava dobivanje izlaznog signala snage veće od 6 W, koji je iznimno stabilan, frekventno udvostručen i s malim šumom. Na izlazu se nalazi zrcalo koje propušta svjetlost valne duljine 532 nm, dok onu s 1064 nm vraća natrag u lasersku šupljinu. Polarizacijski rotator zakreće ravninu polarizacije

svjetlosti u vertikalnu ravninu, čime se stvara linearno polariziran, stabilan signal valne duljine 532 nm, koja se koristi kao pobuda u Ti:safir laseru.

2. 3. 3. Lasersko femtosekundno pojačalo

Lasersko pojačalo *Spitfire* je pulsno Ti:safir pojačalo sa širiteljem pulsa (*stretcher*) i sakupljačem pulsa (*compressor*). Način izvedbe pojačala omogućava pojačavanje optičkih pulseva u blizini IR područja, dobivenih u laserskom oscilatoru (*Tsunami* laser). *Spitfire* može raditi u pikosekundnom (1- 2 ps) i femtosekundnom (100- 200 fs) području, a to ovisi o načinu izvedbe stretchera i kompresora u pojačalu. U našem slušaju radi se o femtosekundnoj izvedbi pojačala.

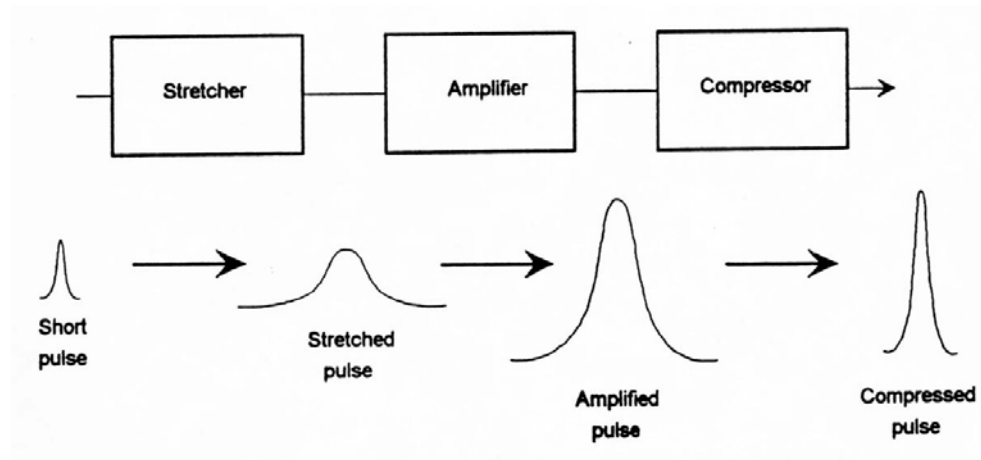
Sastoji se od četiri osnovna dijela:

- širitelj pulsa (*stretcher*)
- sustav za pojačavanje pulseva (kristal)
- sakupljač pulsa (*compressor*)
- elektroničko upravljanje

Ulazni pulsni signal (iz odgovarajućeg *mode-locked* lasera) energije svega nekoliko nJ može se pojačati do energije preko 1 mJ. To pojačanje od 10^6 puta se dešava unutar Ti:safir kristala, kada optički puls prolazi kroz njega. Sam kristal se također optički pumpa, obično pomoću diodno pumpanog Nd:YLF kristala (*Evolution* laser). Pojačanje u kristalu je slabo, otprilike za faktor tri po jednom prolasku kroz kristal, ali tehnikom regenerativnog pojačanja, taj faktor postaje značajniji.

Izlazna snaga pulsa obično je ograničena svojstvima samog kristala; naime, pri visokim snagama dolazi do trajnog oštećenja kristala. U kristalu dolazi do samofokusiranja zrake, što je posljedica nelinearnog indeksa loma. Tehnikom pojačanja chirpanog pulsa (*Chirped Pulse Amplification- CPA*) taj problem se izbjegava. Radi se o procesu koji sam prije opisala (vidi *Poglavlje 2. 3. 1.*), pri čemu se ulazni puls najprije raširi u vremenu (*chirp*), potom se, takav puls niže snage, pojača, te ponovo kompresira čime se dobije puls u trajanju kao i početni puls, ali puno veće energije. Frekvencija s kojim se javljaju izlazni

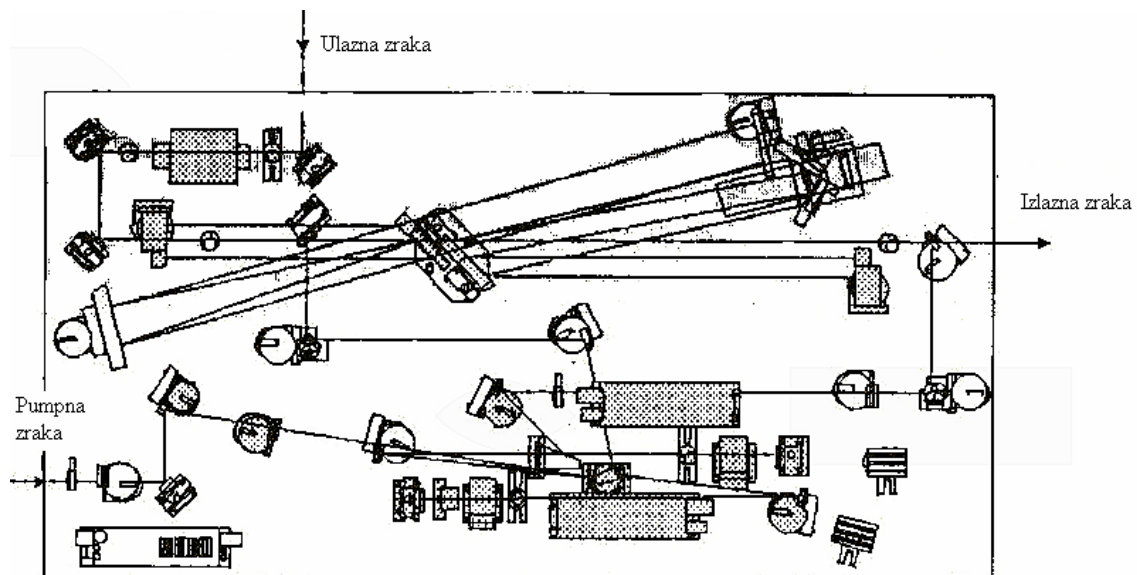
pulsevi varira između 1 kHz i 5 kHz (u našem slučaju 1 kHz), a energija pulsa je 1 mJ. Pojednostavljena shema dana je na *Slici 2. 18*.



Slika 2. 18. Pojednostavljena shema slijeda procesa koji se zbivaju u laserskom femtosekundnom pojačalu (Izvor: Priručnik 'Spitfire')

Širenje, pojačavanje i kompresija pulseva u femtosekundnom pojačalu

Unutrašnjost *Spitfire* pojačala prikazana je na *Slici 2. 19*.

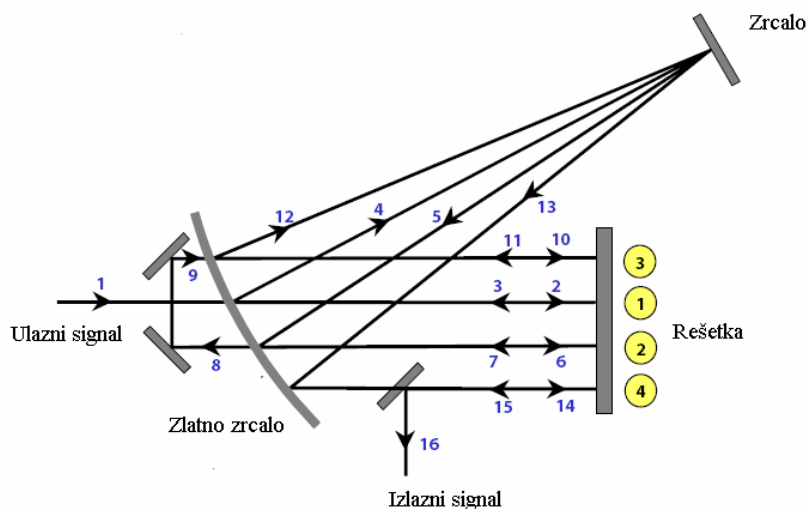


Slika 2. 19. Unutrašnjost femtosekundnog laserskog pojačala Spitfire (Izvor: Priručnik Spitfire)

Ulazni pulsni signal prolazi kroz Faraday-ev izolator, čija je osnovna funkcija da propušta ulaznu signal i rotira mu ravninu polarizacije, čime istovremeno osigurava da signal koji

izlazi iz laserskog pojačala natrag u oscilator ne ošteti oscilator, zbog drugačije ravnine polarizacije svjetlosti.

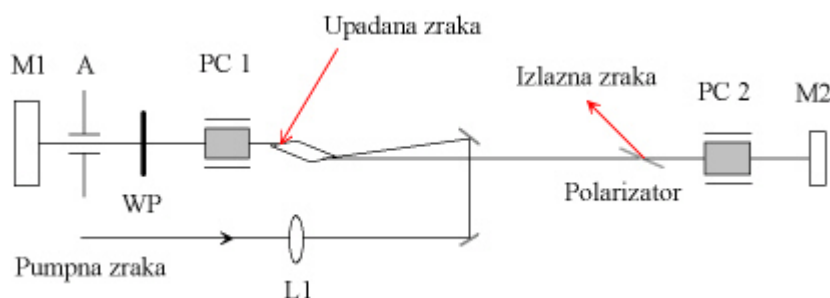
Takva svjetlost upada na širitelj snopa (*stretcher*) između vertikalnog retro- reflektirajućeg zrcala. Svjetlost pada na rešetku, koja usmjerava svjetlost na zakrivljeno zlatno zrcalo. Rešetka ima svrhu stvaranja GVD-a pa je puls pozitivno *chirpan*. To znači da unutar pulsa, plave frekvencije imaju dulji optički put od crvenih, odnosno kasne u vremenu. Zrcalo reflektira zraku natrag u *stretcher*, ali je zraka sada pomaknuta prema dolje u odnosu na upadnu zraku, te umjesto da prođe kroz vertikalni retro- reflektor (poput upadne zrake), on je reflektira, prema gornjem zrcalu retro- reflektora, koji je u podiže u odnosu na upadnu zraku. Zbog disperzije na rešetci, puls je već sad vremenski proširen, no radi postizanja i prostorne disperzije zraka još jednom prolazi kroz *stretcher*, još se jednom okomito otklanja te pada na *pick-up* zrcalo, koje zraku reflektira prema dijelu pojačala koji vrši pojačanje signala.



Slika 2. 20. Put zrake kroz stretcher (izvor: fotografija iz PDF dokumenta *Spectra Physics-a*)

Aktivni medij u kojem se pojačava signal je Ti:safir kristal. On se odlikuje velikom otpornošću na termičko naprezanje, zbog čega je moguće optičko pumpanje kristala signalom relativno velike snage. Uz to, kristal ima veliki koeficijent pojačanja emisije, pa se koristi kao dobar aktivni medij. Kristal se pumpa pulsnim laserom (*Evolution*), koji kada puls nailazi na kristal aktivira i Pockelsovu ćeliju koja u aktivnom stanju vrši pojačavanje

signala, a kada je deaktivirana upadni puls prolazi kroz pojačalo, bez ikakvog ili vrlo malog pojačanja.



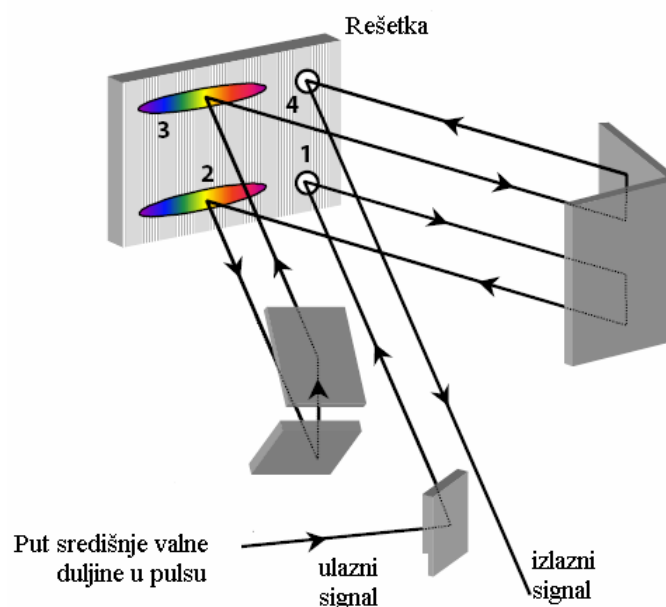
Slika 2. 21. Put zrake kroz rezonator regenerativnog pojačala (Izvor: fotografija iz PDF dokumenta *Spectra Physics-a*)

Kada pumpni laser za pojačalo ne pulsira, ulazni signal ulazi u rezonatorsku šupljinu, reflektira se od kristala, prolazi kroz Pockelsovu ćeliju (PC1) (koja je sada deaktivirana), $\lambda/4$ pločicu (WP), reflektira se od zrcala (M1), ponovo prolazi kroz $\lambda/4$ pločicu, te je sada zarotiran za $\lambda/2$. Takva zraka prolazi kroz kristal i ostale optičke elemente u rezonatoru. Čim puls napusti Pockelsovu ćeliju, na nju se dovodi pravokutni naponski signal, čime se Pockelsova ćelija aktivira. Ona sada postaje aktivni element u rezonatoru, zakrećući ravninu polarizacije za $\lambda/4$, te time poništava utjecaj $\lambda/4$ pločice. Svjetlost dvostrukim prolaskom kroz Pockelsovu ćeliju i $\lambda/4$ pločicu ne doživljava nikakvu promjenu pa puls ostaje zarobljen u rezonatoru. Nakon što načini nekoliko punih prolazaka kroz rezonator (oko 20), drugi pravokutni signal se narine na izlaznu Pockelsovu ćeliju (PC2), koja dvostrukim prolaskom zrake kroz ćeliju (iza ćelije nalazi se zrcalo M2 pa reflektira zraku) zakreće zraku za $\lambda/2$. Takav signal izlazi van iz rezonatora kroz odgovarajući polarizator. Dok je signal zarobljen u rezonatoru, on nekoliko puta prolazi kroz kristal, čime se pojačava preko 10^6 puta.

Očito je da je najvažnija pretpostavka rada pojačala dobar rad generatora elektroničkog signala. Važno je postići sinhronizaciju s pumpom pojačala i pravilno kašnjenje u trigeriranju dviju Pockelsovih ćelija. U tu svrhu se koristi *SDG (Synchronisation and Delay Generator)*. Samo pogreška od 2- 3 nanosekunde može uzrokovati višestrukim pulsevima na izlazu. Prva Pockelsova ćelija (PC1) aktivira pojačavanje pulsa, tj. zadržava ga u rezonatoru. Da bi se osiguralo da u rezonatoru postoji jedan puls, Pockelsova ćelija se mora aktivirati u isto vrijeme u odnosu na pulseve koje izlaze iz pumpnog lasera. To se

postiže tako da se aktiviranje ćelije sinhronizira RF signalom iz pumpnog lasera kojim se i modulira sprezanje modova u pumpnom laseru. Druga Pockelsova ćelija (PC2) se aktivira nešto kasnije u odnosu na prvu, jer mora proći određeno vrijeme koje je potrebno da puls načini nekoliko prolazaka kroz rezonator ($\Delta t = 200$ ns).

Nakon izlaska iz regenerativne šupljine, pulsni signal odlazi u kompresor, gdje se negativnim GVD kompenzira *chirp* u pulsu. Puls se sužava, a intenzitet signala raste.



Slika 2. 22. Put zrake kroz stretcher (izvor: fotografija iz PDF dokumenta Spectra Physics-a)

Tako pojačani puls dolazi do kompresora, gdje se najprije reflektira od kompresorske rešetke prema horizontalnom retro-reflektoru. Retro-reflektor reflektira zraku natrag prema rešetci, pri čemu je razvlači lateralno (okomito na smjer propagacije) par centimetara. Zraka se odbija od rešetke pomaknuta u horizontalnom smjeru prema vertikalnom retro-reflektoru, koji pomiče zraku u vertikalnom smjeru. U tom trenutku puls je još uvijek pozitivno chirpan. Još jednim prolaskom kroz kompresor puls se skraćuje u vremenu na vrijednost blizu vrijednosti početnog, ulaznog pulsa.

Izlazni puls sada ima energiju od 1 mJ, u trajanju od 100 fs, a frekvencija pojavljivanja pulseva iznosi 1 kHz.

2. 3. 4. Pumpa za lasersko femtosekundno pojačalo

Evolution je diodno pumpani laser, s Nd:YLF kristalom kao aktivnim medijem, koji na izlazu daje, zahvaljujući primjenjenoj tehnici Q-prekidanja (*Q-switch*), pulseve prosječne snage preko 6 W, valne duljine 523.5nm, s repeticijom od 1 kHz.

To je također složeni sustav koji se sastoji od četiri elementa:

- lasera
- izvora napajanja
- kontrolne kutije
- hladnjak (*chiller*)

Najvažniji dio je sam laser, koji u kompaktnom kućištu posjeduje osnovne elemente za dobivanje signala potrebnog za pumpanje Ti:safir kristala u pojačalu:

- laserska glava
- optički rezonator
- akusto-optički Q- prekidač
- LBO kristal za udvostručavanje frekvencije

Laserska glava se sastoji od Nd:YLF kristala koji se pumpa sa četiri AlGaAs laserske diode. Nd:YLF kristal ima karakteristične prijelaze na 1053 nm i 1047 nm. Polarizatorom unutar rezonatora odabire se 1047 nm valna duljina, jer ima širi frekventni spektar, a pokazuje bolju stabilnost pri temperaturnim oscilacijama. Zahvaljujući iznimno uskom spektralnom pojasu diodnih lasera, omogućeno je efikasno pumpanje kristala unutar njegovog apsorpcijskog spektra, s vrlo malim toplinskim gubitcima. Druga prednost pupanja kristala laserskim diodama je dugi vijek dioda (nekoliko tisuća sati).

Akusto-optički *Q-switch* se postiže pomoću ultrazvučnog vala koji se prostire prozirnim optičkim materijalom pri čemu se materijal počinje ponašati poput optičke rešetke. To je posljedica fotoelastičnog efekta, tj. posljedica interakcije ultrazvučnog signala s indeksom loma materijala. Nastala rešetka unutar kristala ima period identičan valnoj duljini

ultrazvuka, a amplituda joj je proporcionalna njegovom intenzitetu. Ultrazvučni val proizvodi piezoelektrik.

Kada svjetlost upadne na takvu rešetku, zraka se difraktira van rezonatora, čime se laser izbacuje iz Q-stanja. No, kada nema signala na piezoelektriku i kada se u kristalu ne formira rešetka, val prolazi kroz materijal, odnosno, sredstvo postaje prozirno za svjetlost. Na izlazu se pojavljuje signal i kažemo da je laser u Q-stanju. Pojava signala ovisi o učestalosti napona na piezoelektriku, pa se pravilnim pulsevima može odabirati duljina trajanja pulsa i njihova repeticija. Tipične vrijednosti frekvencija ponavljanja pulseva su 1- 10 kHz, s vremenskim trajanjem pulsa od 150- 250 ns.

Kako se unutar rezonatora javlja signal visoke gustoće toka, podvostručenje frekvencije LBO kristalom vrlo je efikasno ($P_{2\omega} \sim P_{\omega}$). Temperatura kristala mora biti stabilna, i to u rasponu od 160 °C do 168.3 °C, čime se postiže visoki stupanj konverzije valne duljine.

Temperaturna stabilizacija kristala i hlađenje laserskih dioda osigurava se vodenim hlađenjem pomoću hladnjaka (*chillera*).

2. 3. 5. Karakteristika izlaznog signala

Pomoću ovakvog laserskog sustava dobiju se izlazni pulsevi, s frekvencijom ponavljanja od 1 kHz, u vremenskom trajanju od 100 fs i energije 1 mJ, iz čega proizlazi da je vršna snaga pulsa 10^{10} W.

Valna duljina pulseva je 800 nm ($\nu = 3,75 \cdot 10^{14}$ Hz). To odgovara energiji od 1,55 eV. Poluširina pulseva iznosi $\Delta\lambda \sim 10$ nm.

Takvi pulsevi ulaze u interakciju s medijem, izazivajući mnogobrojne procese, od kojih su nama najzanimljiviji bili procesi multifotonske ionizacije u plinovima.

3. EKSPERIMENTALNI REZULTATI

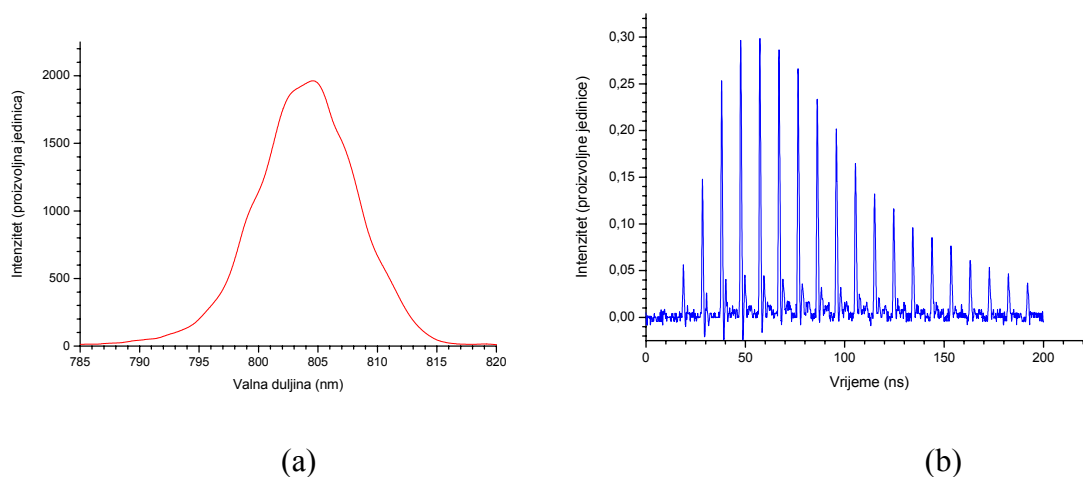
3. 1. Ciljevi eksperimenta i način mjerenja

Osnovna ideja eksperimenta je postizanje izboja u plinovima niskih tlakova (ispod 50 Torr) pomoću femtosekundnog laserskog snopa, pojačanog u laserskom pojačalu (*Spitfire*). Plinovi u kojima smo provodili mjerenja su zrak, dušik i helij. Zbog ionizacije plina uslijed interakcije plina i laserskih pulseva dolazi do stvaranja kanala plazme koji se pojavljuje u uskom, dobro definiranom prostoru između dviju elektroda koje su priključene na izvor istosmjernog napona U_{DC} kojeg možemo varirati od 0-600 V. Pri određenim uvjetima tlakova i napona između elektroda imamo režim izboja u kojem je izboj uvjetovan prisutnošću lasera, koji postupnim povećanjem napona prelazi u samostalan izboj.

Cilj eksperimenta je ispitati uvijete u kojima se takav laserom inducirani izboj pojavljuje, te na temelju eksperimentalnih rezultata opisati svojstva plazme kao što su njena vodljivost, početna gustoća elektrona u plazmenom kanalu, razumijevanje procesa koji slijede nakon iniciranja plazmenog kanala, odnosno proces relaksacije plazme u uvjetima niskih koncentracija čestica plina.

Laserski sustav koji koristimo u eksperimentu detaljno je opisan u *Poglavlju 2.*, a prikazan je na *Slici 2. 5.*

Izlazni laserski pulsevi imaju frekvenciju ponavljanja od 1 kHz, u vremenskom trajanju od 100 fs. Valna duljina je 800 nm (1.55 eV), širina pulsa na polovici maksimuma (*FWHM*) iznosi 9.5 nm i ima energiju od 1 mJ. Iz svega toga izlazi da je snaga po jednom pulsu reda 10^{10} W. Jedan takav puls snimljen pomoću optičkog vlakna prikazan je na *Slici 3. 1. (a)* spektralni profil koji izlazi iz oscilatora (ulazni puls u pojačalo), a na *Slici 3. 1. (b)* prikazan je pojačani puls, tj. negov vremenski slijed u šupjini pojačala.

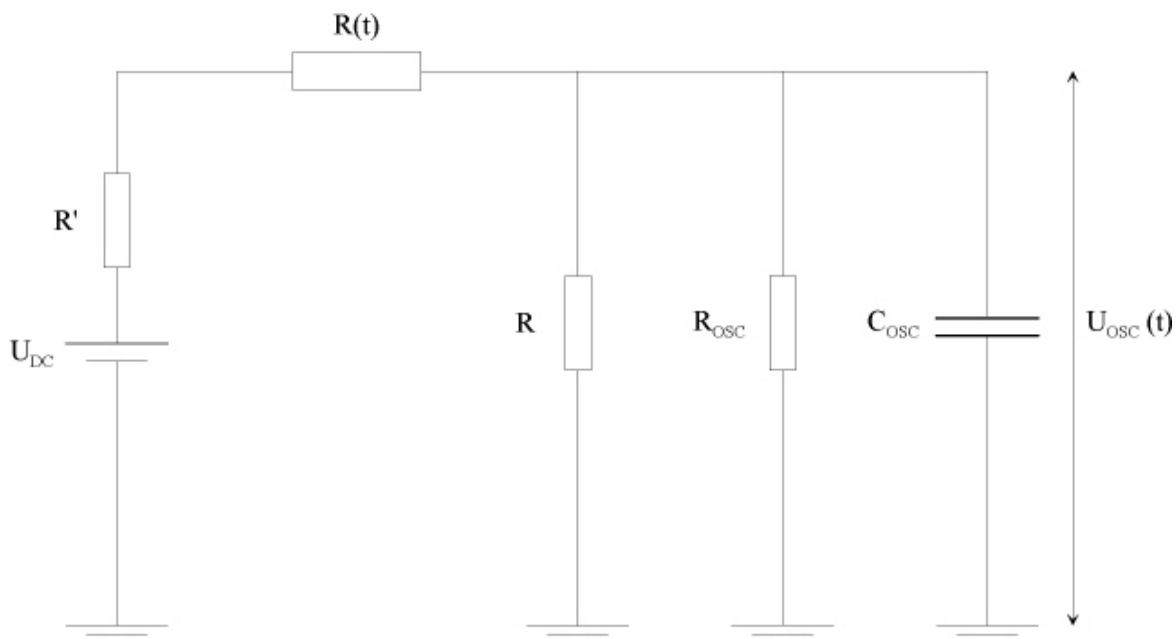


Slika 3. 1. Izlazni pulsevi: spektralni profil iz oscilatora (a) i vremenski slijed u šupljini rezonatora pojačala (b)

Ionizacijom plina u izbojnoj peći, javlja se kanal plazme kojim poteče struja, čime se zatvara strujni krug kroz izboj. Kako smo u seriju s izbojem spojili otpornik $R = 10 \text{ k}\Omega$, struja koja nastaje izbojem prolazi i preko otpornika, izazivajući pad napona na otporniku. Taj signal mjerimo pomoću osciloskopa Hameg (150 MHz, HM1505), koji ima ulazni otpor $R_{\text{osc}} = 1 \text{ M}\Omega$ i kapacitet $C_{\text{osc}} = 15 \text{ pF}$. U seriju s izvorom istosmjernog napona postavili smo i otpornik $R' = 10 \text{ } 136 \Omega$ kojim se može regulirati struja kroz izboj.

Eksperimentalni postav može se prikazati pomoću ekvivalentnog strujnog kruga. Primjenom teorijskog modela na ekvivalentni strujni krug, o čemu će više biti riječi u *Poglavlju 4.*, iz eksperimentalnih rezultata određivali smo osnovne parametre plazme.

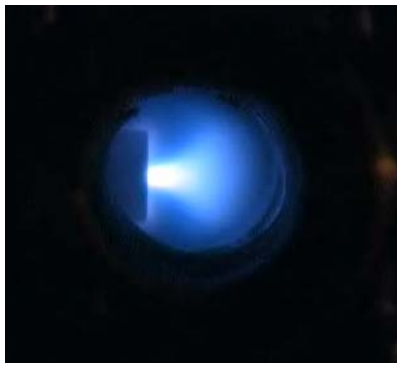
Shema ekvivalentnog kruga prikazana je na *Slici 3. 2.*



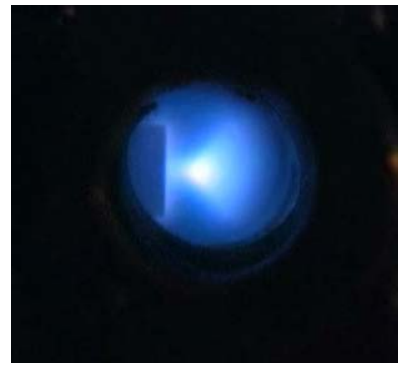
*Slika 3. 2. Shema ekvivalentnog strujnog kruga ($U_{DC} = 0-600V$, $R' = 10\,136\,\Omega$,
 $R = 10\,000\,\Omega$, $R_{osc} = 1M\Omega$, $C_{osc} = 15\,pF$)*

Kako proučavamo izboj pri niskim tlakovima plinova, izbojna peć je spojena s vakumskim sustavom, čime je omogućeno reguliranje tlaka plina. Vakuumski sustav je također detaljnije opisan u *Poglavlju 2*. Mijenjanjem tlaka i napona između elektroda U_{DC} , mijenjaju se uvjeti izboja, što se vidi kao promjena signala kojeg mjerimo.

Režim laserom vođenog izboja (izboj u zraku) snimali smo kamerom (*Slika 3. 3. (a)* i *Slika 3. 3. (b)*), pri čemu se lijepo vidi da volumen u kojem dolazi do ionizacije je volumen kroz koji prolazi laserski snop, no kada prekinemo laserski snop, dolazi do nestanka plazmenog filameta. Dakle, plazmeni filament postoji samo uz prisustvo laserskog snopa.



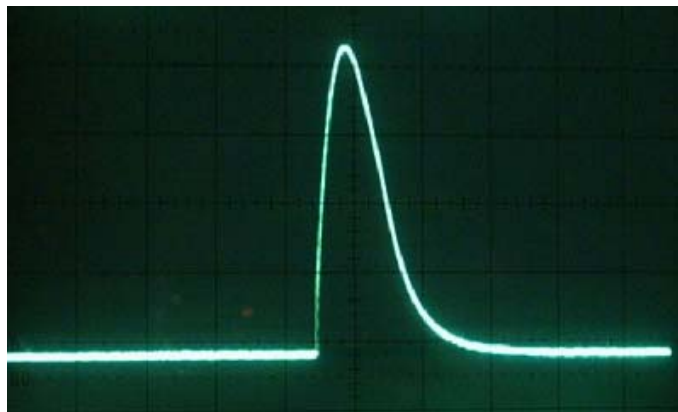
(a)



(b)

Slika 3. 3. Fotografija laserom vođenog izboja: (a) laser prolazi kroz medij (b) laser ne prolazi kroz medij

Signal koji mjerimo pomoću osciloskopa pojavljuje se s frekvencijom nailaska laserskog pulsa iz pojačala (svakih 1 ms), te se relaksira u vremenu karakterističnom za svaki pojednini plin, koje također ovisi i o tlaku plina, o čemu će još biti riječi. Ono što u ovom trenutku valja istaknuti je da je vrijeme relaksacije plazme kraće od vremena nailaska slijedećeg pulsa, odnosno reda veličine mikrosekunde. Tipičan snimljeni signal na osciloskopu prikazan je na *Slici 3. 4.*



Slika 3. 4. Tipičan signal snimljen na osciloskopu (dušik, $p = 0.93$ Torr, $U_{DC} = 300$ V)

Vremenske skale (x- os) na kojima smo snimali signale kreću se unutar vrijednosti od 5 μ s do 200 μ s, a naponske (y- os) u vrijednostima od 10 mV do 10 V, što ujedno i predstavlja raspon unutar kojega su se kretale maksimalne vrijednosti naponskog signala.

3. 2. Ovisnost naponskog signala o tlaku plina i naponu između elektroda

Femtosekundnim laserom inducirani izboj u plinovima radili smo na malim vrijednostima tlakova plinova jer se na tim vrijednostima tlakova mogao opaziti nama zanimljiv efekt. Na tlakovima većim od 50 Torr, a uz naš eksperimentalni postav (izvor napona ne može dati napon iznad 600 V i snagu lasera) nismo mogli opaziti efekt laserom induciranog proboja. Isto vrijedi i za tlakove niže od 0.1 Torr.

Ovisnost napona paljenja izboja s i bez lasera prikazana je na *Slikama 1. 2. i 1. 3.* u *Poglavlju 1.*

S obzirom na iznesene rezultate, mjerenja smo radili za 3 različita plina na više od 10 različitih vrijednosti tlakova između 0.1 Torr i 50 Torr. Mjerenja započinjemo s većim vrijednostima tlakova (iznad 760 Torr), nakon čega postupno ispumpavamo izbojnu komoru do onih vrijednosti tlakova na kojem počinjemo opažati efekt stvaranja plazmenog kanala. Također imamo mogućnost promjene napona između elektroda u izbojnoj peći, čime se dodatno povećava ionizacija sudarnim procesima za danu koncentraciju čestica (tlak plina), a time i naponski signal.

Koncentracija čestica plina može se jednostavno izračunati iz tlaka plina, pomoću izraza:

$$N = 3.295 \cdot 10^{16} \cdot p(\text{cm}^{-3}) \quad (3. 1.)$$

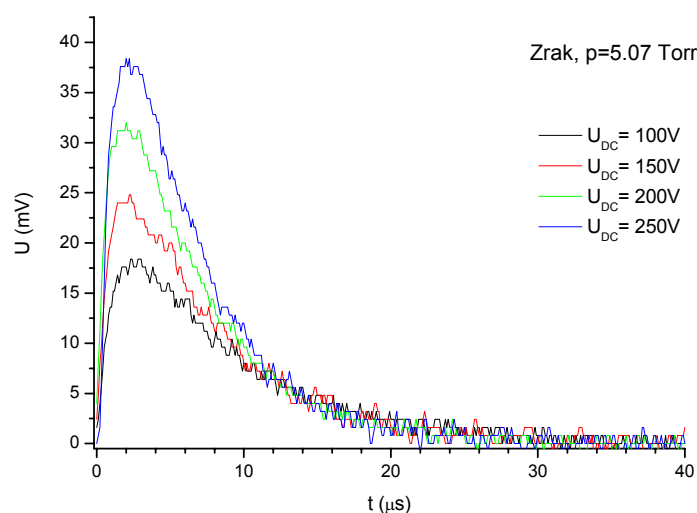
gdje je tlak plina izražen u Torr-ima. Ovaj izraz vrijedi za plin na sobnoj temperaturi ($T = 276.15 \text{ K}$).

Na slijedećim grafovima, vidimo kako se mijenja signal u ovisnosti o naponu između elektroda za različite plinove. *Slika 3. 5. (a)* prikazuje eksperimentalne rezultate za zrak pri stalnom tlaku zraka $p = 5.07 \text{ Torr}$, na *Slici 3. 5. (b)* prikazani su rezultati za helij pri tlaku $p = 5.50 \text{ Torr}$, a na *Slici 3. 5. (c)* rezultati za dušik pri stalnom tlaku $p = 5.14 \text{ Torr}$.

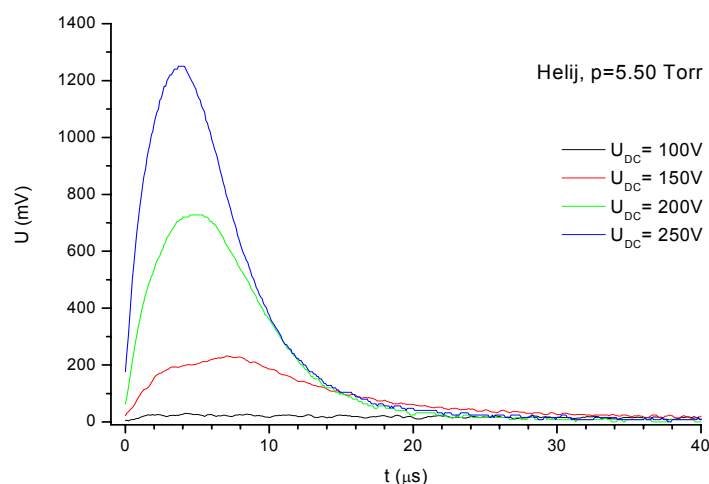
Vidimo da s porastom napona između elektroda raste i naponski signal, koji je direktno proporcionalan porastu struje kroz izboj. To je i za očekivati, s obzirom da se povećava električno polje pa dolazi do povećanja energije slobodnih nosioca naboja (pretežno

elektrona), koji zbog jačeg električnog polja u većem broju pristižu na anodu. To znači da je naponski (strujni) signal kojeg mjerimo također veći.

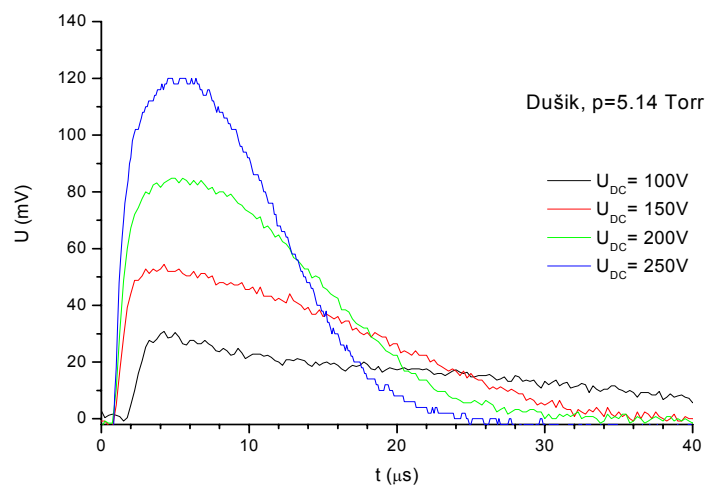
Kako je mobilnost elektrona u pojedinim plinovima različita (što ovisi o vrsti plina, negovoj elektronegativnosti i udarnom presjeku za sudare elektrona s česticama plina) iz rezultata objavljenih u [1] vidimo da je vodljivost pri određenom tlaku p u odnosu na broj elektrona n_e prisutnih u plazmi najveća za helij ($1.4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 \text{ Torr}/\Omega$), a nešto manja za plinove dušik ($0.67 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 \text{ Torr}/\Omega$) i zrak ($0.72 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 \text{ Torr}/\Omega$), čime se može objasniti i veća vrijednost signala za isti tlak i istu vrijednost napona U_{DC} između elektroda.



Slika 3. 5. (a)



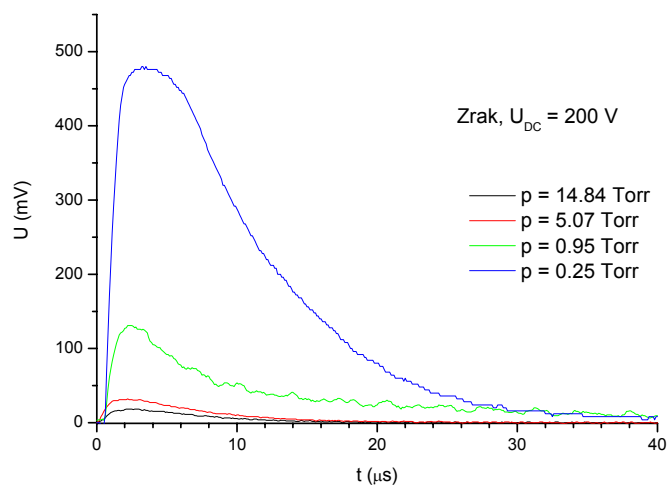
Slika 3. 5. (b)



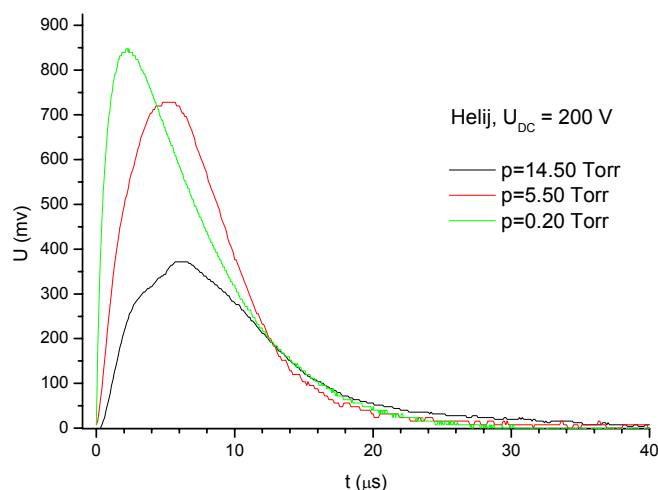
Slika 3. 5. (c)

Slika 3. 5. Ovisnost naponskog signala o različitim naponima između elektroda (U_{DC}) za plinove zrak (a), helij (b) i dušik (c) pri stalnom tlaku

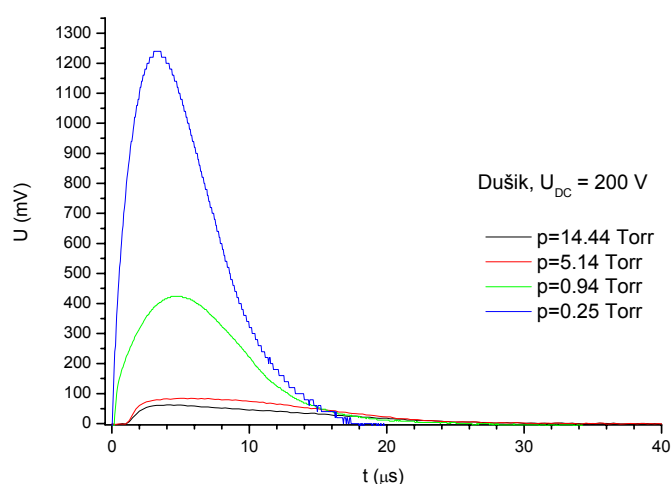
Rezultati mjerenja također pokazuju kako koncentracija čestica plina utječe na struju kroz izboj i prikazani su na *Slici 3. 6. (a)* za zrak, *(b)* za helij i *(c)* za dušik.



Slika 3. 6. (a)



Slika 3. 6. (b)



Slika 3. 6. (c)

Slika 3. 6. Ovisnost naponskog signala o različitim tlakovima za plinove zrak (a), helij (b) i dušik (c) pri stalnom $U_{DC} = 200 \text{ V}$

Iz ovih rezultata možemo zaključiti da jakost strujnog signala, odnosno vodljivost kanala plazme ovisi o koncentraciji čestica plina, te da raste kako se koncentracija čestica smanjuje. To se također može razumjeti ako znamo da laser u početnom trenutku izvrši ionizaciju samo jednog dijela čestica, a daljni sudarni procesi između elektrona i neutralnih atoma (molekula), elektrona i iona (ionskih molekula), iona i iona te iona i neutralnih atoma (molekula) utječu na stvaranje i nestajanje plazmenog kanala. Sudari će biti to češći što je broj čestica veći, što znači da će statistički više dolaziti do izražaja procesi elektronskog uhvata i rekombinacijski procesi. Tome u prilog idu i rezultati [2] iz kojih se vidi da vrijednosti koeficijenta η i β na malim vrijednostima tlakova (manjim od 50 Torr) rastu kako se tlakovi povećavaju.

Ove rezultate možemo razumijeti i ako plazmeni kanal predstavimo kao vremensko promjenjivi otpor $R(t)$, kao što se vidi na *Slici 3. 2*. Tada je otpor kanala direktno u vezi s frekvencijom sudara elektrona (kao glavnih nosioca naboja), a oni su to češći što je koncentracija čestica (tlak) veći. Tada se mobilnost elektrona smanjuje, a time i struja kroz izboj. Problem vodljivosti kanala plazme bit će detaljnije razrađen u *Poglavlju 4*.

3. 3. Ovisnost najveće vrijednosti naponskog signala o naponu između elektroda

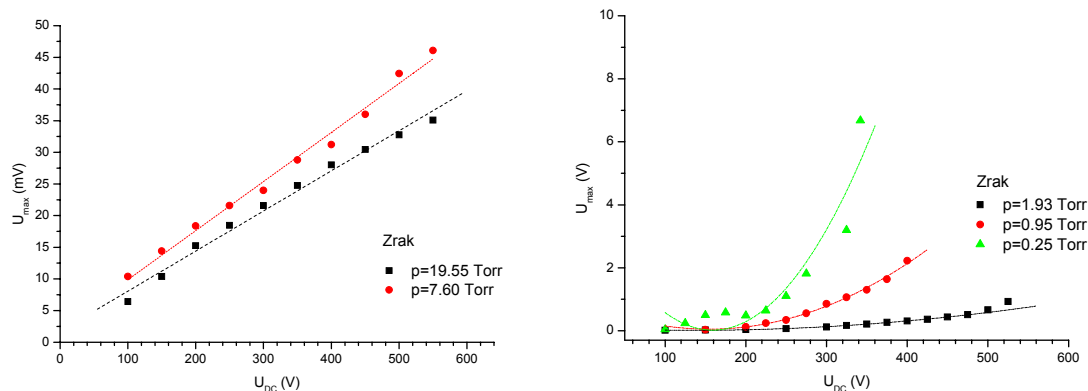
Ako promotrimo predhodno prikazane grafove na *Slikama 3. 5. i 3. 6.* te *Sliku 3. 4.* uočavamo tri karakteristike snimljenog signala: brzi rast do najveće vrijednosti, postojanje maksimuma te spori pad signala na nulu. Svaki od tih dijelova pruža informaciju o procesima koji se dešavaju u plazmi.

Uočili smo tokom mjerenja, a to mogu pokazati i rezultati prikazani na *Slici 3. 5.*, da se s povećanjem napona između elektroda i vrijednost signala povećava. Najveća vrijednost signala $U_{\max}$ također raste, pa je bilo zanimljivo vidjeti kako se ona mijenja s povećanjem napona U_{DC} .

Analizom rezultata ustanovila sam da postoje dva režima ponašanja ovisnosti $U_{\max}$ o U_{DC} , prisutna u sva tri plina na kojima smo vršili mjerenja. Prvi režim pokazuje linearni porast maksimalne vrijednost signala $U_{\max}$ s vanjskim naponom, a drugi režim je kvadratičan, odnosno uočavamo brži rast signala s promjenom U_{DC} .

Osnovna razlika je u tome što kod zraka i dušika imamo linearnu ovisnost pri višim vrijednostima tlakova (većim od 7 Torr), a na tlakovima manjih vrijednosti imamo kvadratičnu ovisnost. U slučaju helija ta kvadratična ovisnost je prisutna u svim područjima tlakova koje smo mjerili (od 0.1 do 20 Torr), ali samo u jednom području tlakova (1.5 i 3.0 Torr) uočavamo linearnu ovisnost, koja opet prelazi u kvadratičnu kako snižavamo koncentraciju čestica.

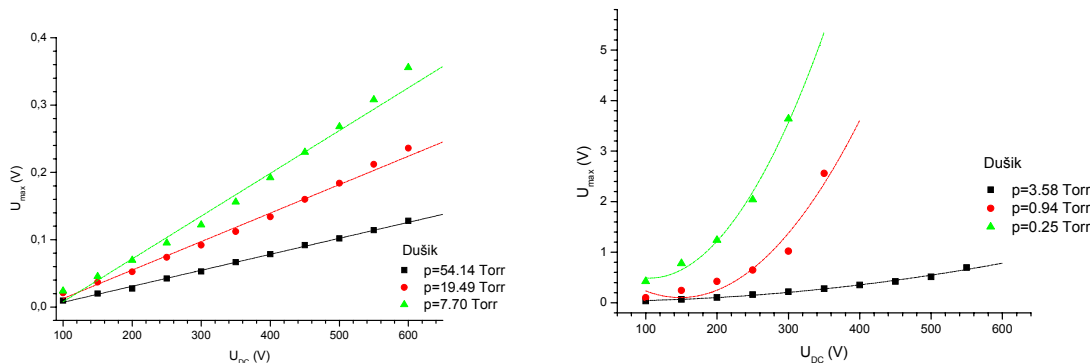
Rezultati su prikazani na *Slikama 3. 7.* (zrak), *3. 8.* (dušik) i *3. 9.* (helij).



Slika 3. 7. Ovisnost U_{max} o naponu između elektroda U_{DC} za različite vrijednosti tlaka zraka

Vidimo da je širina parabole raste sa povećanjem tlaka, što direktno upućuje na to da je dinamika ovih procesa direktna posljedica koncentracije čestica. Što je plin rijedi, jači je efekt ionizacije laserom (veći broj čestica, u odnosu na sveukupni broj čestica, se ionizira pod utjecajem lasera), ali je smanjena vjerojatnost ionizacije sudarima, naročito za niže vrijednosti napona U_{DC} (električnog polja). Kako se napon povećava, on dobiva sve više na značenju, jer se čestice ubrzavaju u jakom polju, što im povećava kinetičku energiju i vrijednost driftne brzine, pa i sudarni procesi postaju dominantniji u ukupnoj ionizaciji plina.

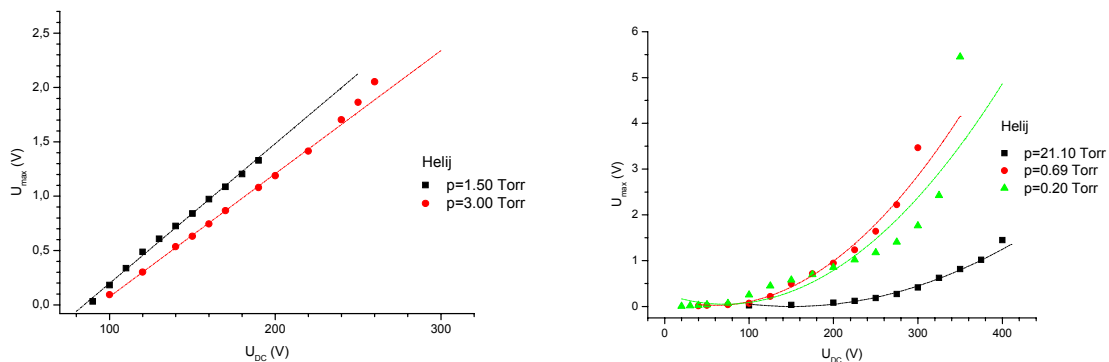
Ovakvo ponašanje je izraženo u slučaju zraka i dušika. Zrak, koji je smjesa plinova dušika (78.09%), kisika (20.95 %), argona (0.93 %), ugljičnog-dioksida (0.03 %), vodene pare i drugih plinova u malim koncentracijama [3] sastoji se od elektronegativnih elemenata N_2 i O_2 . Elektronegativnost dušika iznosi 3, a kisika 3.5 [4]. Zbog izrazite elektronegativnosti, uhvat elektrona značajan je proces formiranja negativnih molekulskih iona.



Slika 3. 8. Ovisnost U_{max} o naponu između elektroda U_{DC} za različite vrijednosti tlaka dušika

Helij je drugačije prirode, on je plemeniti plin, kod kojeg na nižim tlakovima vodeću ulogu u stvaranju iona imaju atomi helija u singletnom i tripletnom stanju, dok pri višim tlakovima imamo i značajnu prisutnost He_2^+ iona [5]. Atomi ioni nastaju najviše kao posljedica ionizacije laserom, dok pri višim tlakovima značajniji postaju procesi prijenosa naboja ($\text{He}^+ + 2e^- \rightarrow \text{He}^* + e^-$) i sudarni radijativni rekombinacijski procesi. Molekularni ioni uglavnom nastaju procesom asocijativne ionizacije ($\text{He}^* + \text{He} \rightarrow \text{He}_2^{+*} + e^-$) i procesom prijenosa naboja s atomskog na molekulski ion, uz asocijaciju atoma u molekulu ($\text{He}^+ + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^{+*} + \text{He}$).

Svi navedeni procesi postaju to značajniji što se povećava vrijednost U_{DC} , što je evidentno za slučaj sva tri plina.

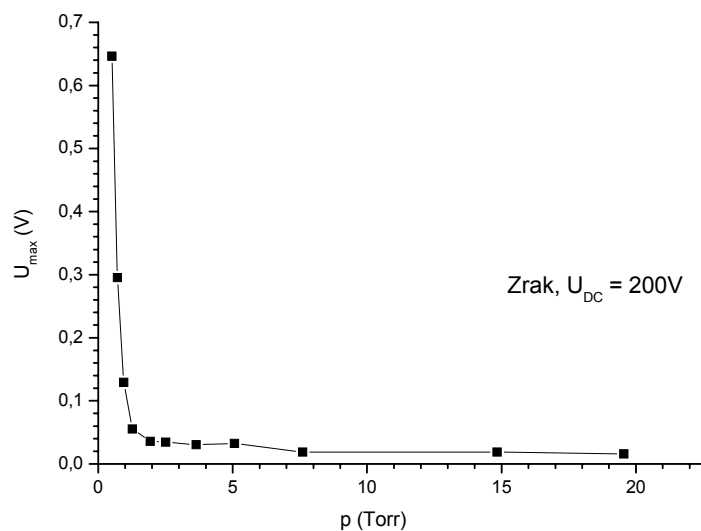


Slika 3. 9. Ovisnost U_{max} o naponu između elektroda U_{DC} za različite vrijednosti tlaka helija

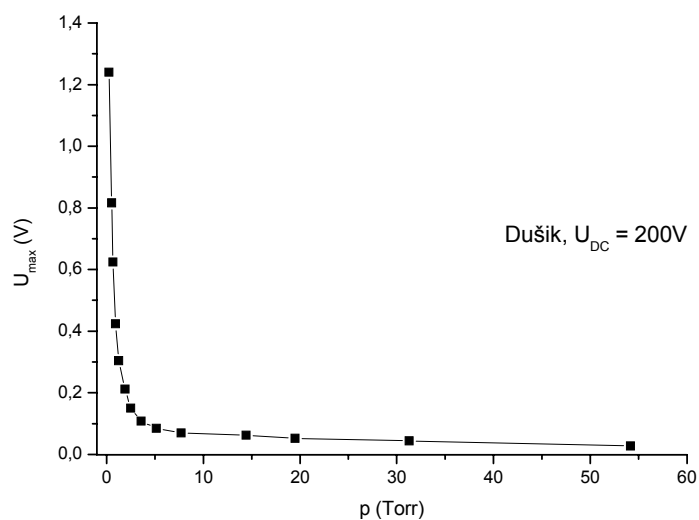
U modelu koji će biti detaljnije razrađen u *Poglavlju 4.* nama su od posebnog značenja linearni režimi, jer ako shvatimo kanal plazme kao otpornik vremenski promjenjivog otpora $R(t)$, onda je jasno da što je veći napon na izvoru U_{DC} da je i struja kroz izboj veća, a samim tim i vrijednost signala dobivenog prolaskom te struje preko otpornika stalne vrijednosti. Pokazat ćemo kako se iz vrijednosti nagiba pravaca može dobiti i koncentracija elektrona u plazmi.

3. 4. Ovisnost najveće vrijednosti naponskog signala o tlaku plina

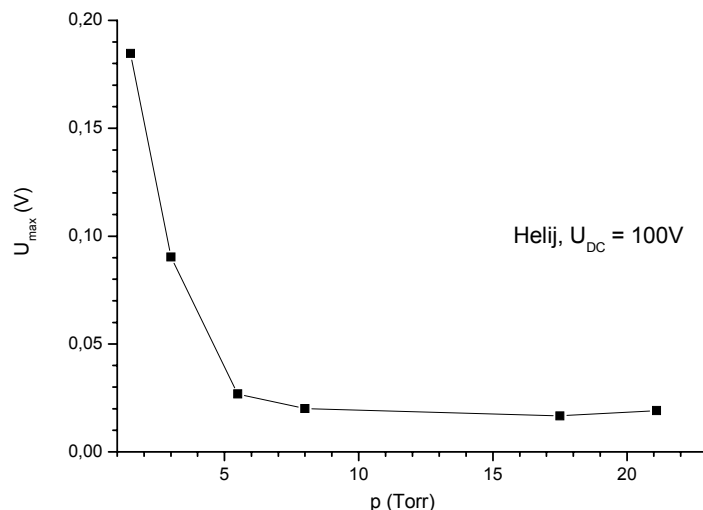
Analizom mjerenih rezultata može se uočiti ovisnost najveće vrijednosti signala $U_{\max}$ o tlaku plina. Rezultati su prikazani na *Slici 3. 10. (a)* za zrak, *(b)* za dušik i *(c)* za helij.



Slika 3. 10. (a)



Slika 3. 10. (b)



Slika 3. 10. (c)

Slika 3. 10. Ovisnost U_{max} o tlaku zraka (a), dušika (b) i helija (c) pri stalnoj vrijednosti U_{DC}

Za sva tri plina se vidi da s porastom tlaka vrijednost U_{max} pada. Iz *Slike 3. 5.* i *Slike 3. 6.* vidimo da se maksimum signala pojavljuje blizu nule, tako da je vrijednost koncentracije naboja u tom vremenskom trenutku blizu početnim vrijednostima koncentracija u trenutku $t=0$, naročito ako je riječ o koncentraciji elektrona. S obzirom da je ionizacija atoma u početku rezultat multifotonske apsorpcije, u početku izboja imamo samo elektrone i pozitivne ione, koji dalje ulaze u sudarne procese. U rijedim plinovima ti sudarni procesi su manje vjerojatni, tako da je i proces uklanjanja elektrona iz plazmenog kanala također usporen. Elektroni se u tim uvjetima rijede sudaraju sa znatno tromijim atomima i ionima, pa je i vodljivost kanala veća, što se uočava kao veći strujni, odnosno naponski signal pri stalnom U_{DC} .

U ovom poglavlju osnovni je cilj bio prikazati eksperimentalne rezultate na jednom mjestu te vidjeti kako se plinovi ponašaju u različitim uvjetima koncentracije čestica i napona između elektroda. Predstavila sam sistematiku obrade izmjerenih podataka iz koje se moglo vidjeti da postoje neke zajedničke osobine plinova u uvjetima laserom vođenog izboja, ali i da postoje razlike u njihovom ponašanju.

Ono što slijedi je da na temelju izmjerenih veličina, a uz pomoć matematičkog modela koji se bazira na analizi ekvivalentnog strujnog kruga, dođemo do vrijednosti koje

karakteriziraju plazmu te objašnjavaju procese koji su zaslužni za nastajanje i nestajanje plazme, odnosno njen vremenski razvoj. Dobivene vrijednosti ćemo moći usporediti s već postojećim eksperimentalnim rezultatima drugih autora.

4. MODEL EKVIVALENTNOG STRUJNOG KRUGA I DISKUSIJA REZULTATA

4.1. Model ekvivalentnog strujnog kruga

Kao što je već istaknuto u *Poglavlju 2.* gdje je detaljno objašnjen eksperimentalni postav, signal dobiven izbojem je preslab da bi se mogao zabilježiti optičkim putem. Naime, u plinovima se mogao vidjeti uski, ravni, svijetli trag, koji nastaje na putu kojim prolazi laser, a koji predstavlja plazmeni kanal koji nastaje ionizacijom zbog interakcije medija (plina) s jakim femtosekundnim pulsevima. Taj trag svjetlosti postaje svjetliji kako podižemo napon između elektroda izbojne cijevi, dok na kraju izboj ne prijeđe u samostalan izboj, koji više ne ovisi o prisutnosti lasera, već je uvjetovan isključivo električnim poljem između elektroda.

S obzirom na nedovoljan intenzitet svjetlosnog signala koji dolazi iz unutrašnjosti izbojne cijevi, detektiranje signala može se izvesti mjerenjem električnih karakteristika plazmenog kanala, odnosno njegove vodljivosti. Prednost takvog mjerenja u odnosu na optička mjerenja je u tome što nam ova tehnika daje direktnu informaciju o gustoći elektrona u plazmi. U svakom trenutku možemo saznati kolika je gustoća elektrona, a od posebne važnosti je saznati gustoću elektrona u početnom trenutku, $t=0$. Također, iz eksperimentalnog rezultata, a na temelju jednadžbi prirasta, možemo dobiti i druge parametre plazme, koji nam omogućuju da razumijemo procese koji su odgovorni za vremenski razvoj plazme.

Ovaj pristup mjerenju karakteristika plazme električnim signalom već je primjenjen. Postoji niz članaka koji se bave proučavanjem vodljivosti plazmenih kanala i filamenata koji nastaju u zraku, na atmosferskim tlakovima ($p=760$ Torr) kao rezultat propagacije snažnih IR femtosekundnih pulseva kroz medij. H. Schillinger i R. Sauerbrey [1] mjere električni signal dobiven pomoću gibajuće elektrode cilindričnog oblika koja obuhvaća filament, koji predstavlja drugu elektrodu kondenzatora. Pojavom naboja u filamentu, javlja se električni signal, koji se snima osciloskopom. Iz njihovih eksperimentalnih rezultata dobije se početna gustoća elektrona u filamentu $n_e(0) > 10^{17} \text{ m}^{-3}$, te se također uočava linearna ovisnost naponskog signala o naponu između elektroda te eksponencijalni pad koncentracije elektrona. Tzortzakis i dr. [2] dobivaju rezultat od $n_e(0) > 10^{23} \text{ m}^{-3}$,

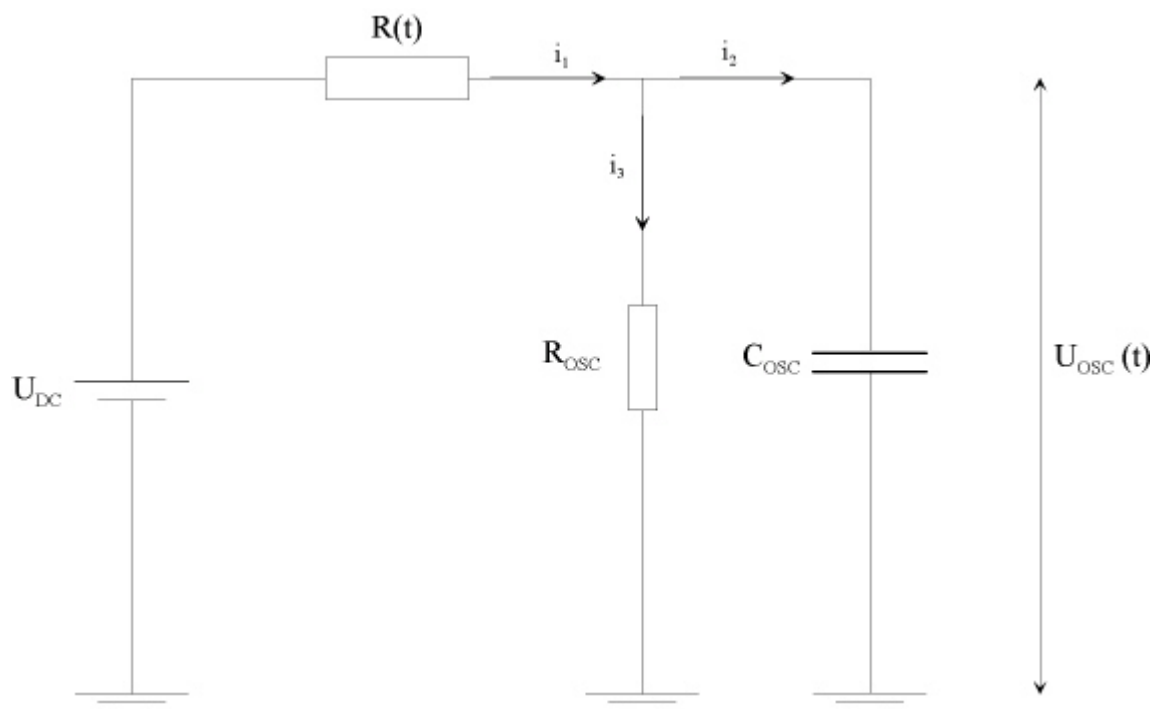
eksperiment je slično postavljen, pri čemu uočavaju da je vodljivost plazmenog kanala u Ohmskom režimu, odnosno da se smanjuje kako se duljina kanala povećava.

S obzirom na ponuđeni ekvivalentni strujni krug i s obzirom na karakteristike dobivenog signala, naš eksperiment se u velikoj mjeri mogao usporediti s eksperimentom H. D. Ladouceur-a i dr. [3]. U njihovom članku ponuđen je model koji smo mogli uz sasvim neznatne prilagodbe u potpunosti primijeniti na naš eksperiment. Oni promatraju plazmeni kanal kao otpornik, čiji se otpor mijenja u vremenu, ovisno o promjeni koncentracije nosioca naboja- elektrona. Iz modela ekvivalentnog kruga i rješenja jednadžbi prirasta (*rate* jednadžbi) koje su prilagođene uvjetima eksperimenta dobije se da je početna koncentracija elektrona $n_e(0) = 1.25 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$.

Ako imamo u vidu da se od trenutka početka ionizacije, koja započinje dolaskom laserskog pulsa u medij (dakle svakih 1 ms) pa do trenutka nestanka signala (od 1-100 μs , ovisno o plinu, koncentraciji čestica i naponu U_{DC}) koncentracija elektrona mijenja kao funkcija vremena $n_e(t)$, tada i otpor kanala plazme također možemo prikazati kao vremenski ovisnu funkciju $R(t)$. Pod tim pretpostavkama možemo eksperimentalni postav prikazan na *Slici 2. 4. (Poglavlje 2.)* zamijeniti shemom ekvivalentnog strujnog kruga (*Slika 3. 2., Poglavlje 3.*)

Signal koji se dobije na zaslonu osciloskopa je $U_{OSC}(t)$ i on predstavlja eksperimentalni rezultat za dane uvijete u eksperimentu. Ulazni otpor na osciloskopu iznosi $R_{OSC} = 1 \text{ M}\Omega$, a kapacitet $C_{OSC} = 15 \text{ pF}$. S obzirom da se otpornik $R = 10 \text{ k}\Omega$ nalazi u paraleli s ulaznim otporom R_{OSC} , R_{OSC} se može zanemariti, tako da u strujnom krugu imamo tri otpora R , R' i $R(t)$. Otpori R , R' i $R(t)$ su međusobno serijski spojeni što znači da struja koja prolazi kroz izboj je struja koja prolazi i kroz otpornik R , izazivajući na njemu pad napona, kojeg mi bilježimo kao U_{OSC} . Vrijednosti otpora R' i R su konstantne pa ih možemo zbrojiti i prikazati kao efektivni ulazni otpor osciloskopa $R_{OSC} = 20\,136 \, \Omega$ (uz navedeno zanemarivanje stvarnog R_{OSC} zbog njegove megaohmske vrijednosti).

Pojednostavljeni ekvivalentni krug prikazan je na *Slici 4. 1.*



Slika 4. 1. Shema pojednostavljenog ekvivalentnog strujnog kruga ($U_{DC} = 0-600V$,
 $R_{osc} = 20\ 136\ \Omega$, $C_{osc} = 15\ pF$)

Uz pomoć Kirchhoffovih zakona za strujne krugove možemo riješiti ekvivalentni strujni krug.

Za strujni krug kojim protječu struje $i_1(t)$ i $i_3(t)$ vrijedi:

$$U_{DC} = R(t) \cdot i_1(t) + R_{osc} \cdot i_3(t) \quad (4.1.)$$

dok za strujni krug kojim protječu struje $i_2(t)$ i $i_3(t)$ vrijedi:

$$U_{osc}(t) = \frac{q_2(t)}{C_{osc}} = R_{osc} \cdot i_3(t) \quad (4.2.)$$

pri čemu je

$$i_2(t) = \frac{dq_2(t)}{dt} \quad (4.3.)$$

Veza između struja je dana relacijom:

$$i_1(t) = i_2(t) + i_3(t) \rightarrow i_3(t) = i_1(t) - i_2(t) \quad (4.4.)$$

Uvrstimo li sad u jednačbe (4. 1.) i (4. 2.) izraz za struju $i_3(t)$ (relacija (4. 4.) imamo:

$$U_{DC} - R(t) \cdot i_1(t) = R_{osc} \cdot (i_1(t) - i_2(t)) \quad (4.5.)$$

$$U_{osc}(t) = \frac{q_2(t)}{C_{osc}} = R_{osc} \cdot (i_1(t) - i_2(t)) \quad (4. 6.)$$

Vidimo da su desne strane relacija (4. 5.) i (4. 6.) iste pa jednađbe možemo izjednačiti:

$$U_{DC} - R(t) \cdot i_1(t) = \frac{q_2(t)}{C_{osc}} \quad (4. 7.)$$

Iz relacije (4. 5.) možemo izraziti struju $i_1(t)$:

$$i_1(t) = \frac{U_{DC} + R_{osc} \cdot i_2}{R(t) + R_{osc}} \quad (4. 8.)$$

iz koje možemo naći razliku struja $i_1(t) - i_2(t)$:

$$i_1(t) - i_2(t) = \frac{U_{DC}}{R(t) + R_{osc}} + \left(\frac{R_{osc}}{R(t) + R_{osc}} - 1 \right) \cdot i_2(t) = \frac{U_{DC}}{R(t) + R_{osc}} - \frac{R(t)}{R(t) + R_{osc}} \cdot i_2(t) \quad (4. 9.)$$

Kako iz relacije (4. 4.) slijedi da razlika struja $i_1(t) - i_2(t)$ odgovara struji $i_3(t)$, možemo ponovo pisati relaciju (4. 6.) u obliku:

$$\begin{aligned} \frac{q_2(t)}{C_{osc}} &= \frac{U_{DC} \cdot R_{osc}}{R(t) + R_{osc}} - \frac{R(t) \cdot R_{osc}}{R(t) + R_{osc}} \cdot i_2(t) \\ \frac{q_2(t)}{C_{osc}} &= \frac{U_{DC} \cdot R_{osc}}{R(t) + R_{osc}} - \frac{R(t) \cdot R_{osc}}{R(t) + R_{osc}} \cdot \frac{dq_2(t)}{dt} \end{aligned} \quad (4. 10)$$

Ovo je diferencijalna jednađba prvog reda, koja kad se drugačije napiše, ima oblik:

$$\begin{aligned} \dot{q}_2(t) + \frac{R(t) + R_{osc}}{R(t) \cdot R_{osc} \cdot C_{osc}} \cdot q_2 &= \frac{U_{DC}}{R(t)} \\ \dot{q}_2(t) + \frac{1}{R_{osc} \cdot C_{osc}} \cdot \left(1 + \frac{R_{osc}}{R(t)} \right) \cdot q_2 &= \frac{U_{DC}}{R(t)} \end{aligned} \quad (4. 11.)$$

Otpor kanala plazme $R(t)$ postaje sve veći s vremenom, jer dolazi do smanjenja koncentracije elektrona, ali i u trenutku nastanka plazme njegov otpor je puno veći od iznosa R_{osc} ($\sim 20 \text{ k}\Omega$). Time izraz u zagradi prelazi u jedinicu, odnosno imamo pojednostavljenu diferencijalnu jednađbu:

$$\dot{q}_2(t) + \frac{1}{R_{osc} \cdot C_{osc}} \cdot q_2 = \frac{U_{DC}}{R(t)} \quad (4. 12.)$$

Aproksimacija ($R(t) \gg R_{OSC}$) nam omogućava pojednostavljenje diferencijalne jednačbe, međutim, kasnije ću pokazati da ona zaista vrijedi tj., da je njeno uvođenje opravdano.

Rješavanjem diferencijalne jednačbe (4. 12.) dobijemo:

$$q_2(t) = U_{DC} \cdot e^{-\frac{t}{R_{OSC} \cdot C_{OSC}}} \cdot \int_0^t \frac{e^{\frac{\tau}{R_{OSC} \cdot C_{OSC}}}}{R(\tau)} d\tau \quad (4.13.)$$

Uvrštavanjem rješenja za $q_2(t)$ u jednačbu (4. 2.) dobijemo:

$$U_{OSC}(t) = \frac{q_2(t)}{C_{OSC}} = \frac{U_{DC}}{C_{OSC}} \cdot \int_0^t \frac{e^{\frac{\tau-t}{R_{OSC} \cdot C_{OSC}}}}{R(\tau)} d\tau \quad (4. 14.)$$

Izraz (4. 14.) nam daje direktnu vezu između mjerenog naponskog signala i parametara plazme, odnosno njenog otpora. Fitanjem eksperimentalnih rezultata na ovaj izraz dobijemo informaciju o koncentraciji elektrona u početnom trenutku.

Prema [3] električna vodljivost plazme u ovisnosti o vremenski promjenjivoj koncentraciji elektrona $n_e(t)$ dana je relacijom:

$$\sigma(t) = \frac{e^2 \cdot n_e(t)}{m_e \cdot v_e} \quad (4. 15.)$$

Naboj elektrona iznosi $e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ C, masa elektrona je $m_e = 9.109 \cdot 10^{-31}$ kg, a frekvenciju sudara v_e elektrona s česticama plina možemo izračunati po formuli [4]:

$$v_e = N_0 \sigma_s \cdot \sqrt{\frac{k \cdot T}{m_e}} \quad (4. 16.)$$

S obzirom da je $T = 276$ K, $k = 1.381 \cdot 10^{-23}$ JK⁻¹ (Boltzmanova konstanta), σ_s u dani presjek tipičnih vrijednosti $\sim 5 \cdot 10^{-19}$ m² [4], a N_0 koncentracija čestica plina koju računamo po relaciji (3. 1.), dobijemo jednostavan izraz za izračunavanje frekvencije sudara u ovisnosti o tlaku plina (odnosno koncentraciji čestica):

$$v_e = 1.103 \cdot 10^9 \cdot p(s^{-1}) \quad (4. 17.)$$

gdje je tlak plina izražen u Torr- ima. Tipične vrijednosti frekvencija sudara elektrona na ovim tlakovima su reda $10^8 - 10^{10}$ s⁻¹.

Otpor kanala plazme duljine l i radijusa r možemo odrediti iz izraza za otpor, preko vremenski promjenjive vodljivosti $\sigma(t)$:

$$R(t) = \frac{l}{\sigma(t) \cdot \pi \cdot r^2}$$

$$R(t) = \frac{m_e \cdot v_e \cdot l}{n_e(t) \cdot e^2 \cdot \pi \cdot r^2} \quad (4. 18.)$$

Duljina kanala plazme odgovara udaljenosti između elektroda u izbojnoj komori i iznosi $l = (0.03 \pm 0.005)$ m, a polumjer kanala plazme iznosi $r = (0.3 \pm 0.05) \cdot 10^{-3}$ m.

Ako ovako raspisani izraz za otpor uvrstimo u relaciju (4. 14.), vidimo da naponski signal kojeg mjerimo daje direktnu informaciju o koncentraciji elektrona $n_e(t)$ u plazmenom kanalu:

$$U_{osc} = \frac{U_{DC} \cdot e^2 \cdot \pi \cdot r^2}{C_{osc} \cdot m_e \cdot v_e \cdot l} \int_0^t n_e(\tau) \cdot e^{\frac{\tau-t}{R_{osc} \cdot C_{osc}}} d\tau \quad (4. 19.)$$

Koncentracija elektrona u početnom trenutku $n_e(0)$ je vrijednost koja se može dobiti iz eksperimentalnih podataka, odnosno iz U/t naponskih signala izmjerenih osciloskopom.

Iz relacije (4. 19.) također se vidi da je signal U_{osc} proporcionalan vanjskom naponu U_{DC} , odnosno da se povećanjem napona između elektroda pojačava struja kroz strujni krug, a time i pad napona na otporniku R . To nam potvrđuje da opis pomoću ekvivalentnog strujnog kruga dobro pokriva one slučajeve kod kojih je najveća vrijednost signala U_{osc} linearna s vanjskim naponom U_{DC} (vidi *Poglavlje 3.*). U slučaju zraka i dušika to su uvjeti velikih tlakova (većih od 7 Torr), a u slučaju helija na dva izmjerena tlaka (1.5 Torr i 3 Torr).

4. 2. Jednadžbe prirasta za koncentracije nositelja naboja

U svrhu određivanja otpora kanala plazme te određivanja početne koncentracije elektrona u plazmi, a prema relaciji (4. 19.), treba naći funkciju $n_e(t)$ koja će opisivati vremenski razvoj koncentracije elektrona u plazmi. Pomoću nje dobit ćemo potpuni izraz za naponski signal u ovisnosti o vremenu. Tu funkciju možemo naći kao rješenje kinetičkog modela za gustoću elektrona, te gustoću pozitivnih i negativnih iona koji nastaju u plazmi.

Model, koji je ovdje predstavljen, preuzet je iz literarture ([3], [5], [6]), a u sebi uključuje procese važne za razvoj plazme, kao što su proizvodnja elektrona ionizacijskim sudarima u vanjskom električnom polju, procesi elektronskog uhvata te rekombinacijski procesi.

Jednadžbe prirasta, koje objedinjuju različite procese nastanka i relaksacije koncentracija nabijenih čestica, mogu se prikazati slijedećim jednadžbama:

$$\frac{dn_e}{dt} = \alpha \cdot n_e - \eta \cdot n_e - \beta_{e+} \cdot n_e \cdot n_+ \quad (4. 20. a)$$

$$\frac{dn_+}{dt} = \alpha \cdot n_e - \beta_{e+} \cdot n_e \cdot n_+ - \beta_{+-} \cdot n_+ \cdot n_- \quad (4. 20. b)$$

$$\frac{dn_-}{dt} = \eta \cdot n_e - \beta_{+-} \cdot n_- \cdot n_+ \quad (4. 20. c)$$

pri čemu je n_e koncentracija elektrona, n_+ koncentracija pozitivnih iona, a n_- koncentracija negativnih iona u plazmi. α je koeficijent koji odgovara proizvodnji elektrona u vanjskom električnom polju kao posljedica ionizacijskih procesa, η je koeficijent uhvata elektrona i on je linearna kombinacija dvočestičnih i tročestičnih koeficijenata uhvata ($\eta = \eta_2 + \eta_3$), dok koeficijent β_{e+} predstavlja ion- elektron rekombinacijski koeficijent, koji je također linearna kombinacija dvočestičnih i tročestičnih rekombinacijskih koeficijenata. Rekombinacijski procesi između iona β_{+-} najčešće su dvočestični te dovode do stvaranja neutralnih atoma (molekula). Ako elektroni nemaju preveliku energiju, onda se ion- ion rekombinacijski koeficijent β_{+-} reda veličine elektron- ion rekombinacijskog koeficijenta β_{e+} pa možemo pretpostaviti $\beta_{+-} = \beta_{e+}$.

Prema referenci [6] i referencama u njoj, može se iz eksperimentalnih, empiričkih relacija izračunati vrijednosti koeficijenata α , η i β . Te relacije su točne u uvjetima dc električnih

polja E, ovise o jakosti polja E te koncentraciji čestica N u plinu. One nam mogu poslužiti kao okvirne vrijednosti, da bi stekli dojam o redu veličine pojedinih koeficijenata u jednadžbi prirasta pri određenim uvjetima tlakova i električnih polja. Nama su posebno važne vrijednosti koeficijenata α i η , odnosno njihova usporedba, jer se jednostavno analitičko rješenje jednadžbi (4. 20.) može dobiti uz aproksimaciju $\eta \gg \alpha$.

Ionizacijski koeficijent α može se računati po relaciji [6]:

$$\alpha(s^{-1}) = \left(\frac{N}{N_0} \right) \frac{5.7 \cdot 10^8 \cdot \gamma^5}{1 + 0.3 \cdot \gamma^{2.5}} \quad (4. 21.)$$

gdje je $N_0 = 2.688 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$, a

$$\gamma = 3.34 \cdot 10^{-7} \cdot E \cdot \frac{N_0}{N} \quad (4. 22.)$$

E je električno polje u V/m.

Koeficijent uhvata η se sastoji od dva koeficijenta: dvočestičnog koeficijenta η_2 i tročestičnog koeficijenta η_3 , koji su dani relacijama [6]:

$$\eta_2(s^{-1}) = 1.22 \cdot 10^8 \left(\frac{N}{N_0} \right) \cdot e^{-42.3/E_0} \quad (4. 23. a)$$

$$\eta_3(s^{-1}) = 10^8 \cdot \left(\frac{N}{N_0} \right)^2 \cdot \frac{0.62 + 800 \cdot E_0^2}{1 + 10^3 \cdot E_0^2 [E_0 \cdot (1 + 0.03 E_0^2)]^{1/3}} \quad (4. 23. b)$$

Pri čemu je

$$E_0 = 3.34 \cdot 10^{-5} E \cdot \frac{N_0}{N} \quad (4.24)$$

Koeficijent uhvata η računa se po relaciji:

$$\eta = \eta_2 + \eta_3 \quad (4. 25)$$

Kako su svi navedeni eksperimenti ([1]-[3], [5] i [6]) izvedeni u uvjetima atmosferskog tlaka, uvrštavanjem vrijednosti za koncentraciju čestica N i polja E, vidi se da za veliki raspon električnih polja vrijedi pojednostavljenje $\eta \gg \alpha$. U uvjetima našeg eksperimenta, to je zadovoljeno samo pri tlakovima većim od 7 Torr i naponima $U_{DC} = 100\text{--}300$ Torr, odnosno u uvjetima slabih polja. U tim uvjetima koeficijent η je bar dva reda veličina veći od koeficijenta α . Što je tlak viši, to ova aproksimacija postaje točnija za veći raspon

vrijenosti napona. To će se kasnije vidjeti i iz rezultata fita. Također se može vidjeti (relacije (4. 23. a) i (4. 23. b)) da pri jačim električnim poljima (veći U_{DC}) koeficijent η_2 postaje dominantniji u odnosu na η_3 u području tlakova većih od 7 Torr.

Sada, kada smo ograničili područje tlakova i napona unutar kojih je zadovoljena aproksimacija $\eta \gg \alpha$, možemo uz uvjet neutralnosti plazme:

$$n_e + n_- = n_+ \quad (4. 26.)$$

uz početne uvjete koncentracija naboja:

$$\begin{aligned} n_e &= n_+ = n_e(0) \\ n_-(0) &= 0 \end{aligned} \quad (4. 27.)$$

te uz aproksimaciju

$$n_e \approx n_+ \quad (4. 28.)$$

riješiti jednadžbu (4. 20. a), koja postaje Riccatijeva jednadžba oblika:

$$\frac{dn_e}{dt} = (\alpha - \eta) \cdot n_e - \beta_{e+} \cdot n_e^2 \quad (4. 29.)$$

i ima rješenje:

$$n_e(t) = \frac{n_e(0)}{e^{(\eta-\alpha)t} - \frac{n_e(0) \cdot \beta_{e+}}{\eta - \alpha} \cdot (1 - e^{(\eta-\alpha)t})} \quad (4. 30.)$$

koje uz aproksimaciju $\eta \gg \alpha$ prelazi u jednostavniji oblik:

$$n_e(t) = \frac{n_e(0) \cdot e^{-\eta \cdot t}}{1 + b \cdot t} \quad (4. 31.)$$

gdje je $b = n_e(0) \cdot \beta_{e+}$ konstanta raspada (nestanka) elektrona u plazmi, te ovisi o početnoj koncentraciji elektrona $n_e(0)$, kao i o rekombinacijskom koeficijentu β_{e+} .

Izraz (4. 31.) za koncentraciju elektrona možemo uvrstiti u jednadžbu (4.19.), iz koje fitanjem na eksperimentalne rezultate proizlaze vrijednosti za početnu koncentraciju elektrona $n_e(0)$, koeficijent uhvata η , te vrijednost konstante raspada b . Na taj način smo povezali kinetičke procese koji se odvijaju na mikroskopskoj skali s makroskopskim modelom ekvivalentnog kruga čiji signal mjerimo.

4. 3. Analiza rješenja funkcije $n_e(t)$ i njeno ponašanje u različitim uvjetima u plazmi

Rješavanjem jednadžbe (4. 29.) dobijemo rješenje (4. 31.), koje možemo pisati kao funkciju vremena:

$$f(t) = \frac{n_e(0) \cdot e^{-\eta \cdot t}}{1 + b \cdot t} \quad (4. 32.)$$

Ta funkcija se može rastaviti na dvije zasebne funkcije, koje dobro opisuju model u različitim uvjetima početnih koncentracija elektrona $n_e(0)$ i za različite vrijednosti koeficijenata η i β_{e+} :

$$g(t) = n_e(0) \cdot e^{-\eta \cdot t} \quad (4. 33.)$$

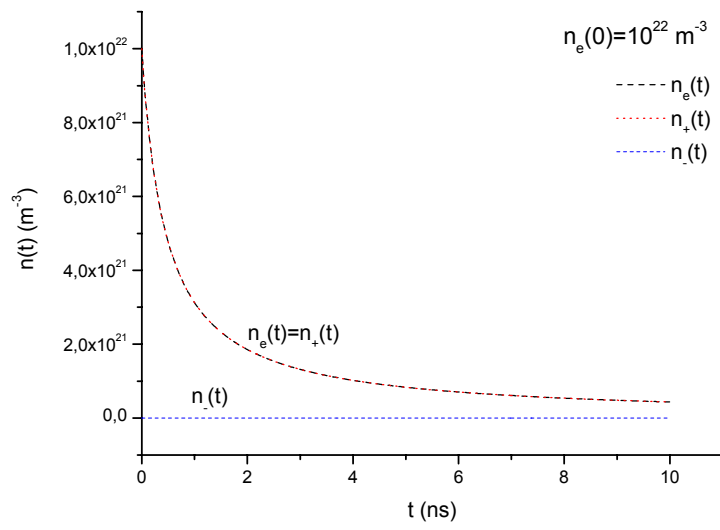
i

$$h(t) = \frac{n_e(0)}{1 + b \cdot t} \quad (4. 34.)$$

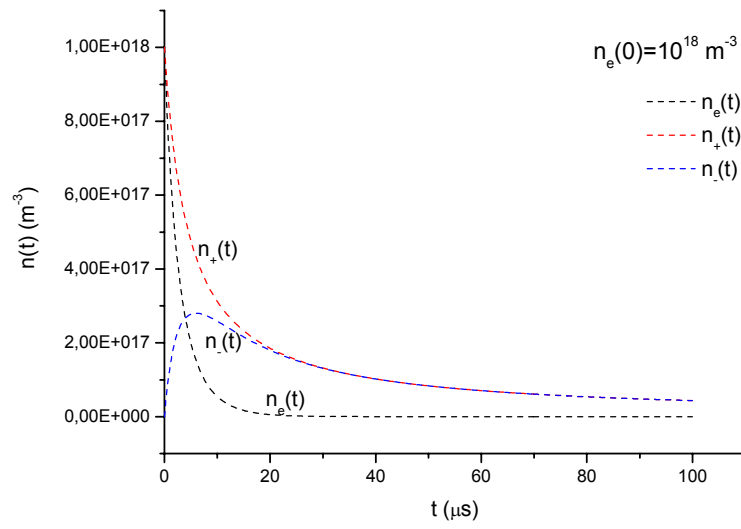
Na slijedećim grafovima vidjet ćemo kako se ponašaju pojedine funkcije za različite zadane vrijednosti funkcijskih parametara $n_e(0)$, η i β . Ti parametri ulaze u diferencijalne jednadžbe (4. 20.) koje riješavamo pomoću Mathcad programa, Runge- Kutta metodom za rješavanje diferencijalnih jednadžbi prvog stupnja. Rješenja daju ovisnost koncentracije o vremenu, iz kojih možemo usporediti kako se koncentracije elektrona dobivena rješavanjem diferencijalnih jednadžbi ponaša s obzirom na funkcije $f(t)$ (analitičko rješenje pojednostavljene diferencijalne jednadžbe), $g(t)$ i $h(t)$. Iz tih grafičkih prikaza ćemo moći zaključiti u kojem području početnih koncentracija naboja su pojedine funkcije dominantne, tj. bolje opisuju režim nestanka elektrona iz plazmenog kanala.

Za tlak $p = 50$ Torr ($N = 1.647 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$) i polje $E = 6.67 \text{ kV/m}$, a prema relacijama (4. 21.)- (4. 25.) proizlaze slijedeće vrijednosti koeficijenata $\alpha = 2.221 \text{ s}^{-1}$, $\eta = 1.75 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$, a za $\beta = 2.2 \cdot 10^{-13} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ uzimamo vrijednost iz literature [6]. Vidimo da je uvjet $\eta \gg \alpha$ ispunjen.

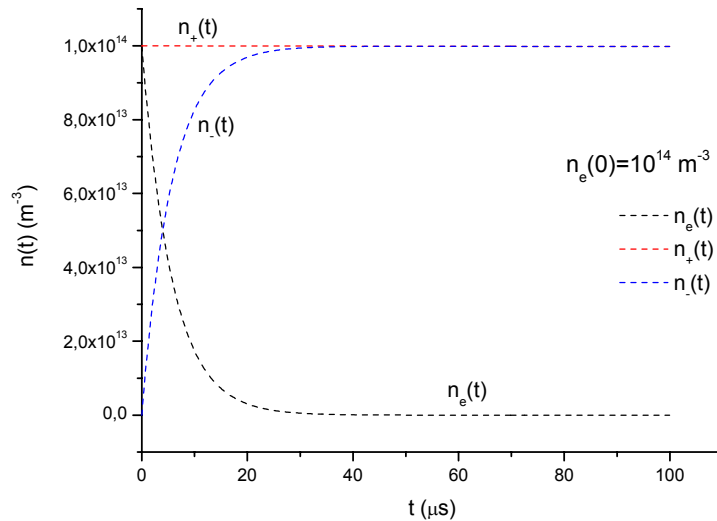
Na *Slikama 4. 2. (a, b, c)* možemo vidjeti rješenja diferencijalnih jednadžbi za pojedine vrijednosti početne koncentracije elektrona $n_e(0)$ pri tlaku plina od 50 Torra.



4. 2. (a)



4. 2. (b)

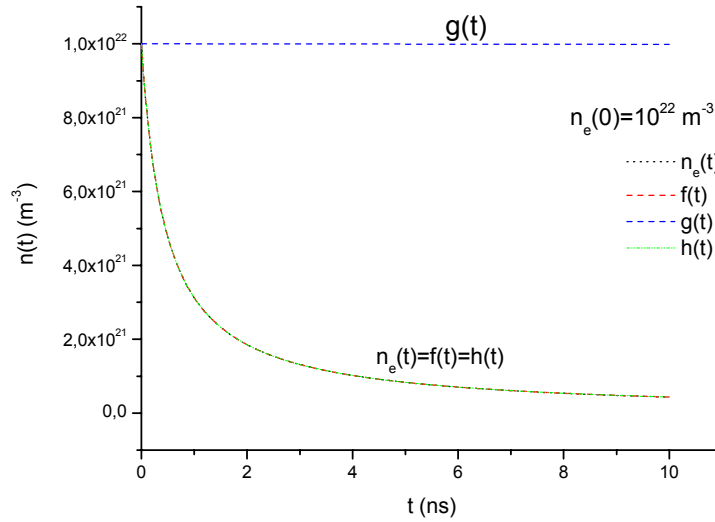


4. 2. (c)

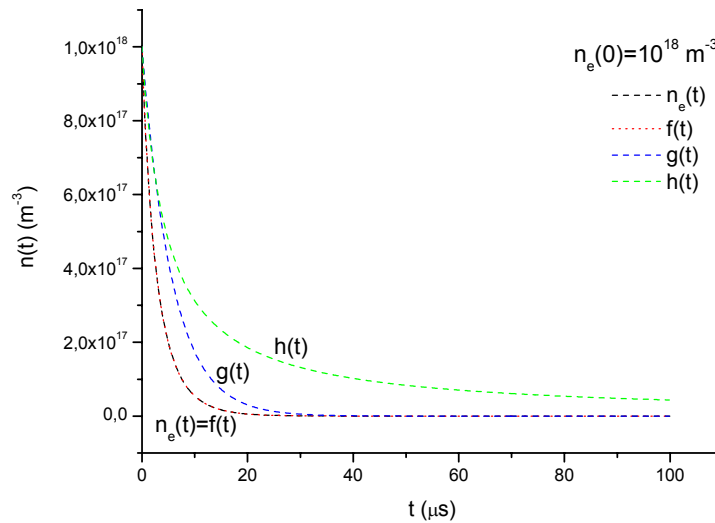
Slika 4. 2. Koncentracije pojedinih nosioca naboja u plazmi ($p=50$ Torr, $N=1.647 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$) za različite početne koncentracije elektrona $n_e(0)$

Iz prikazanih grafova vidimo da su pri različitim uvjetima početne koncentracije elektrona $n_e(0)$ i koncentracije iona u plazmi u različitim omjerima. Za velike $n_e(0)$ reda veličine 10^{22} m^{-3} u plazmi imamo samo pozitivne ione i elektrone, što je posljedica sudarnih ionizacija atoma s velikim brojem elektrona, koji se dodatno ubrzavaju u vanjskom polju. Plazma brzo nestaje, u vremenu od 10 ns. Za manje početne koncentracije elektrona $n_e(0) \sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$, koncentracija elektrona potpuno nestaje u vremenu kraćem od 20 μs , što je posljedica uhvata elektrona na neutralni atom (molekulu), pri čemu dolazi do stvaranja negativnih iona. Da je elektronski uhvat dominantan proces na ovoj vremenskoj skali možemo zaključiti i po tome što je karakteristično vrijeme uhvata $\tau_\eta = 1/\eta = 5.71 \cdot 10^{-6} \text{ s}$. U slabo ioniziranim plazmama s $n_e(0) \sim 10^{14} \text{ m}^{-3}$ koncentracija pozitivnih iona je stalna vrijednost, dok se koncentracija elektrona smanjuje, uz istovremeno povećanje koncentracije negativnih iona, što također upućuje na to je elektronski uhvat dominantan mehanizam u ovim uvjetima. Vrijeme relaksacije plazme je također reda μs , dakle proces je puno sporiji u odnosu na slučaj jako ionizirane plazme s velikom početnom koncentracijom elektrona, gdje su karakteristična vremena reda 10 ns.

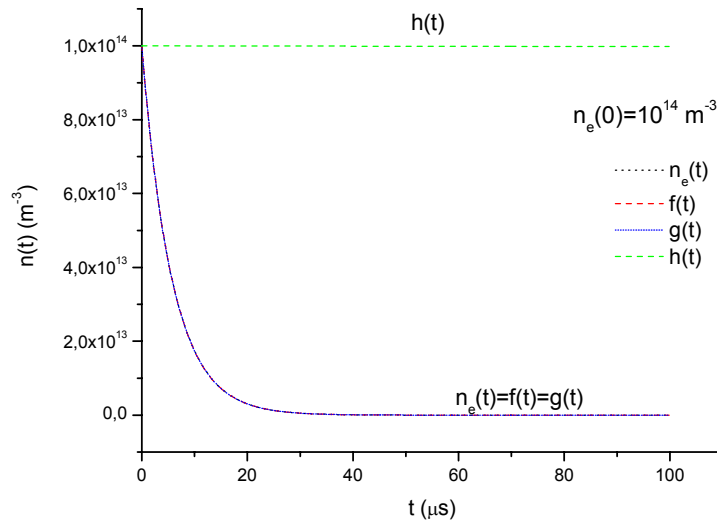
S obzirom da je koncentracija elektrona važan parametar, uz pomoć kojeg dolazimo do vrijednosti za vodljivost kanala plazme, važno je pogledati koliko dobro funkcije $f(t)$, $g(t)$ i $h(t)$ opisuju vremenski razvoj koncentracije elektrona u plazmi s obzirom na različite početne uvjete u plazmi. Na *Slici 4. 3. (a, b, c)* dani su grafički prikazi tih ovisnosti.



4. 3. (a)



4. 3. (b)



4. 3. (c)

Slika 4. 3. Usporedba izračunate koncentracije elektrona $n_e(t)$ s koncentracijama elektrona izračunatim pomoću analitičkih funkcija $f(t)$, $g(t)$, $h(t)$ za tlak 50 Torr

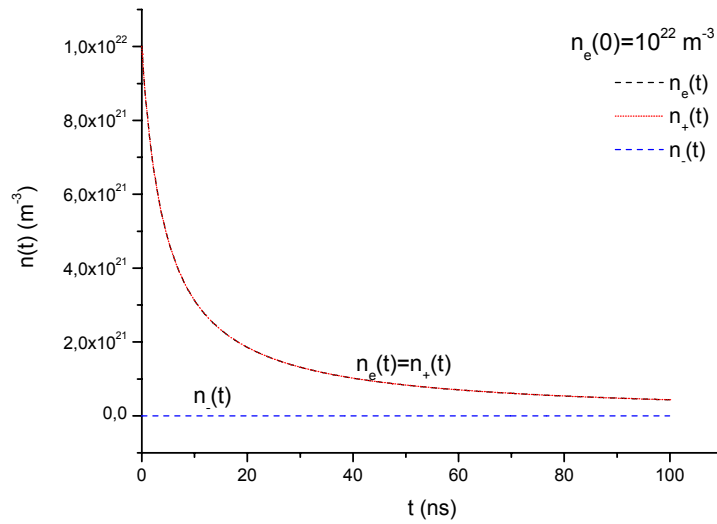
Iz grafova se vidi da u različitim uvjetima različite funkcije bolje opisuju vremensku ovisnost koncentracije elektrona u plazmi. U uvjetima jako ionizirane plazme ($n_e(0) \sim 10^{22} \text{ m}^{-3}$) funkcije $f(t)$ i $h(t)$ dobro se slažu s $n_e(t)$, dok u uvjetima slabo ionizirane plazme, smanjenje koncentracije elektrona se može bolje opisti padajućom eksponencijalnom funkcijom $g(t)$, koja isključivo ovisi o početnoj koncentraciji iona, ali i o vrijednosti koeficijenta elektronskog uhvata η , što se saže s diskusijom da pri tim uvjetima elektronski uhvat ima dominantan učinak u procesu smanjivanja koncentracije elektrona. Funkcija $f(t)$ najbolje opisuje proces smanjivanja elektrona u plazmi u svim uvjetima, pa je ona i najprikladnija za točan opis sustava.

Kao što sam već istaknula u *Poglavlju 3.*, opis fenomena pomoću modela ekvivalentnog strujnog s može postići za tlakove od 7 do 50 Torra. Radi potpunosti ove diskusije, na *Slikama 4. 4. i 4. 5.* prikazani su rezultati simulacije za tlak plina od 7 Torra.

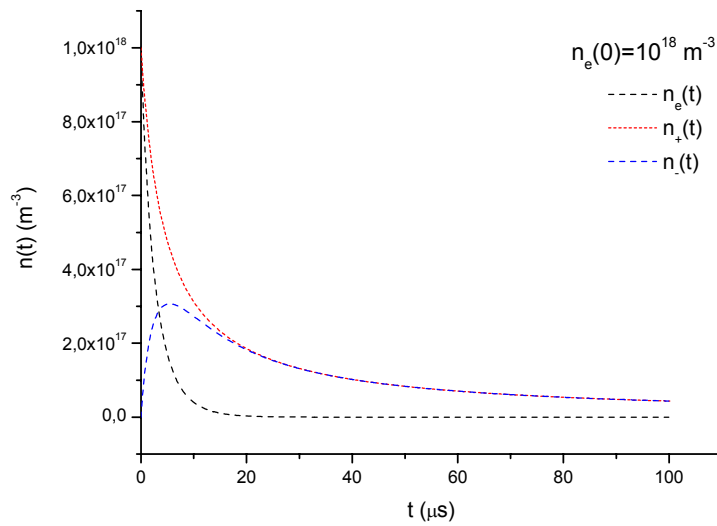
Za tlak $p = 7 \text{ Torr}$ ($N = 2.306 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$) i polje $E = 6.67 \text{ kV/m}$, a prema relacijama (4. 21.)- (4. 25.) proizlaze slijedeće vrijednosti koeficijenata $\alpha = 5.696 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$, $\eta = 2.058 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$, a za $\beta = 2.2 \cdot 10^{-13} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ uzimamo vrijednost iz literature [6]. Vidimo da je uvjet $\eta \gg \alpha$ i u

ovom slučaju ispunjen, premda je u ovom slučaju koeficijent α znatno veći nego u slučaju tlaka od 50 Torr.

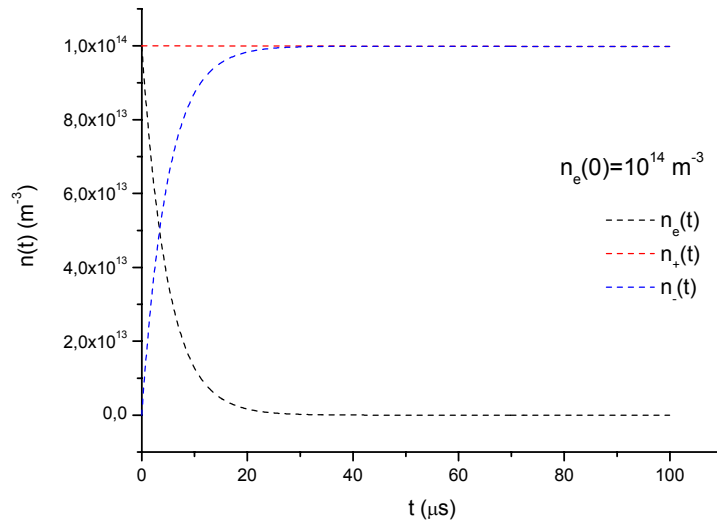
Na *Slici 4. 4. (a, b, c)* možemo vidjeti rješenjenja diferencijalnih jednadžbi za pojedine vrijednosti početne koncentracije elektrona $n_e(0)$ pri tlaku plina od 7 Torr.



4. 4. (a)



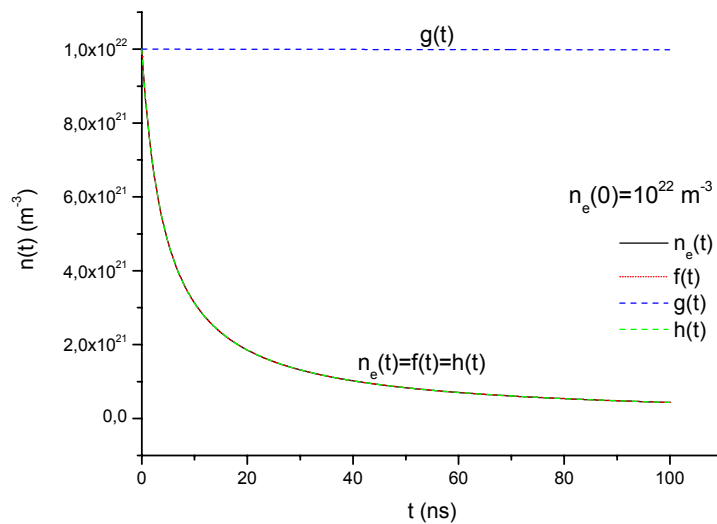
4. 4. (b)



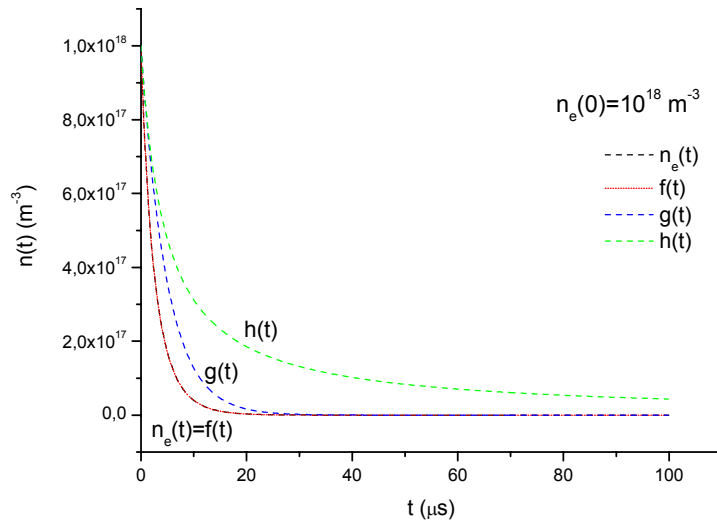
4. 4. (c)

Slika 4. 4. Koncentracije pojedinih nosioca naboja u plazmi ($p=7$ Torr, $N= 2.306 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$) za različite početne koncentracije elektrona $n_e(0)$

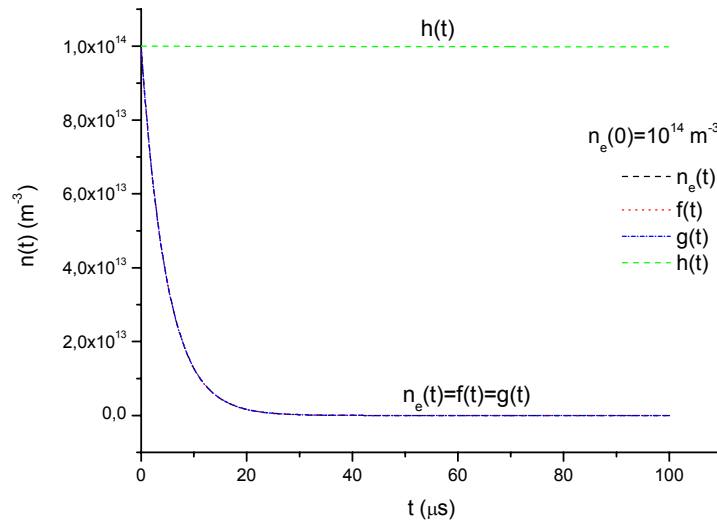
Vidimo da je kvalitativno ponašanje koncentracija elektrona i iona u plazmi za ovu vrijednost tlaka slično kao u slučaju tlaka od 50 Torr. To nam pokazuje da je model dobar za sva područja tlakova na kojima smo radili. Isti zaključak se može izvesti i za usporedbu koncentracije elektrona s analitičkim funkcijama dobivenim rješavanjem diferencijalnih jednadžbi. Grafički prikaz tih ovisnosti dan je na *Slici 4. 5. (a, b, c)*.



4. 5. (a)



4. 5. (b)



4. 5. (c)

Slika 4. 5. Usporedba izračunate koncentracije elektrona $n_e(t)$ s koncentracijama elektrona izračunatim pomoću analitičkih funkcija $f(t)$, $g(t)$, $h(t)$ za tlak 7 Torr

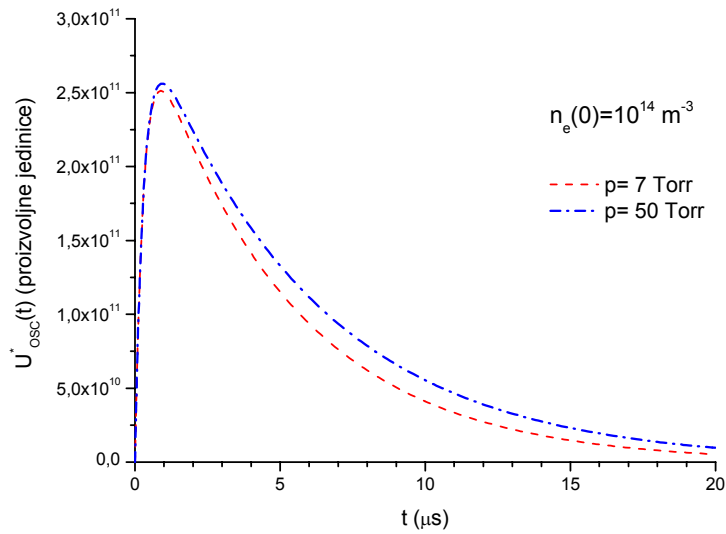
Kao zaključak ove diskusije proizlazi da se koncentracija elektrona kao funkcija vremena može najbolje opisati funkcijom danom izrazima (4. 31.), odnosno, (4. 32.). Uvrstimo li tu funkciju $n_e(t)$ u izraz za mjereni signal (4. 19.), koji smo izveli iz modela ekvivalentnog strujnog kruga, dobijemo izraz:

$$U_{osc} = \frac{U_{DC} \cdot e^2 \cdot \pi \cdot r^2}{C_{osc} \cdot m_e \cdot v_e \cdot l} \int_0^t \frac{n_e(0) \cdot e^{-\eta \tau}}{1 + b \cdot \tau} \cdot e^{\frac{\tau - t}{R_{osc} \cdot C_{osc}}} d\tau \quad (4. 35.)$$

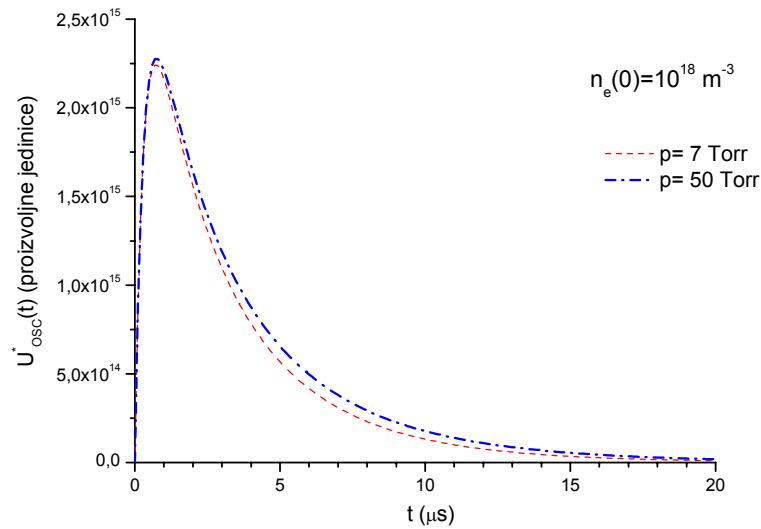
Ovaj izraz ćemo kasnije koristiti kao funkciju na koju ćemo fitati eksperimentalne podatke. Zamjenimo li izraz U_{OSC} s U^*_{OSC} , koji u sebi nema konstante (vrijednosti ispred integrala u izrazu (4. 35.)), karakteristične za dani krug, možemo vidjeti kako se ponaša integral U^*_{OSC} s obzirom na početnu koncentraciju elektrona $n_e(0)$.

$$U^*_{OSC} = \int_0^t \frac{n_e(0) \cdot e^{-\eta \cdot \tau}}{1 + b \cdot \tau} \cdot e^{\frac{\tau - t}{R_{OSC} \cdot C_{OSC}}} d\tau \quad (4. 36.)$$

Na *Slici 4. 6. (a, b)* možemo vidjeti kako se mijenja signal U^*_{OSC} u vremenu. Vidimo da integracijom dobijemo oblik signala koji kvalitativno odgovara signalu kojeg smo dobili mjerenjem. Uočava se da intenzitet signala ovisi o početnoj koncentraciji elektrona u plazmenom kanalu, te da raste s njom, ali ovisi i ukupnom broju čestica u izboju.



4. 6. (a)



4. 6. (b)

Slika 4. 6. Ovisnost signala o različitim koncentracijama čestica u plinu i različitim početnim koncentracijama elektrona $n_e(0)$

Ovom analizom smo željeli rasčlaniti područja dominantnosti pojedinih procesa u plazmi, da bi na temelju eksperimentalnih rezultata, tj. vrijednosti $n_e(0)$ dobivene fitom mogli vidjeti koji procesi su prisutni i dominantni u slučaju laserom ionizirane niskotlačne plazme. Predstavljeni model također nudi mogućnost proračuna koncentracije elektrona u plazmi u trenutku najveće vrijednosti signala $U_{\max}$, iz koje možemo dobiti, na vrlo jednostavan način, informaciju o tome kolika je koncentracija elektrona prisutna u plazmi u trenutku $t_{\max}$.

4. 4. Određivanje koncentracije elektrona u točki najveće vrijednosti signala

Prethodno predstavljen matematički model nam omogućava da izračunamo vrijednost koncentracije elektrona u maksimumu izmjerenog signala te da na taj način dobijemo prvu informaciju o $n_e(0)$, odnosno o njenom redu veličine.

Iz relacije (4. 14) se vidi da $U_{OSC}(t)$ linearno ovisi o naponu između elektroda. On također ovisi o otporu kanala plazme $R(t)$, koji se također mijenja s vremenom:

$$U_{OSC}(t) = \frac{q_2(t)}{C_{OSC}} = \frac{U_{DC}}{C_{OSC}} \cdot \int_0^t \frac{e^{\frac{\tau-t}{R_{OSC} \cdot C_{OSC}}}}{R(\tau)} d\tau$$

Ako taj izraz deriviramo po vremenu, slijedi:

$$\frac{dU_{OSC}(t)}{dt} = \frac{d}{dt} \left[\frac{U_{DC}}{C_{OSC}} \cdot e^{-\frac{t}{R_{OSC} \cdot C_{OSC}}} \cdot \int_0^t \frac{e^{\frac{\tau}{R_{OSC} \cdot C_{OSC}}}}{R(\tau)} d\tau \right]$$

To je složena funkcija, koju deriviramo kao produkt, pri čemu dobijemo:

$$\frac{dU_{OSC}(t)}{dt} = \frac{U_{DC}}{C_{OSC}} \left(\frac{-1}{R_{OSC} \cdot C_{OSC}} \right) \cdot e^{-\frac{t}{R_{OSC} \cdot C_{OSC}}} \cdot \int_0^t \frac{e^{\frac{\tau}{R_{OSC} \cdot C_{OSC}}}}{R(\tau)} d\tau + \frac{U_{DC}}{C_{OSC}} \cdot e^{-\frac{t}{R_{OSC} \cdot C_{OSC}}} \cdot \frac{e^{\frac{t}{R_{OSC} \cdot C_{OSC}}}}{R(t)}$$

$$\frac{dU_{OSC}(t)}{dt} = \frac{-1}{R_{OSC} \cdot C_{OSC}} \cdot U_{OSC}(t_{max}) + \frac{U_{DC}}{C_{OSC} \cdot R(t)}$$

Kako je u derivaciji funkcije u maksimumu jednaka nuli, vrijedi:

$$\frac{dU_{OSC}(t_{max})}{dt} = \frac{-U_{OSC}(t_{max})}{R_{OSC} \cdot C_{OSC}} + \frac{U_{DC}}{C_{OSC} \cdot R(t_{max})} = 0$$

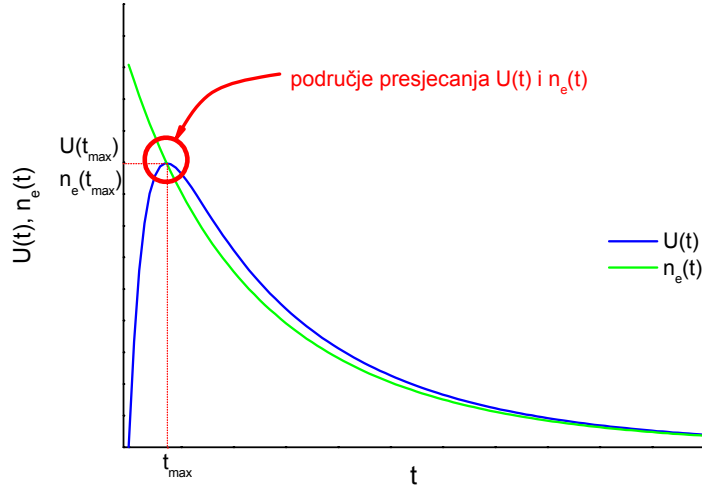
Iz ovog se dobije direktna veza između najveće vrijednosti signala $U_{max} = U_{OSC}(t_{max})$ i otpora kanala plazme:

$$U_{OSC}(t_{max}) = \frac{U_{DC} \cdot R_{OSC}}{R(t_{max})} \quad (4. 37.)$$

Uvrštavanjem izraza (4. 18.) u prethodu relaciju, možemo dobiti informaciju o koncentraciji elektrona u trenutku t_{max} .

$$U_{OSC}(t_{max}) = \frac{U_{DC} \cdot R_{OSC} \cdot e^2 \cdot \pi \cdot r^2}{m_e \cdot v_e \cdot l} \cdot n_e(t_{max}) \quad (4. 38.)$$

Na *Slici 4. 7.* prikazan je tipičan signal kojeg mjerimo i skalirana funkcija $n_e(t)$ ($n_e(t)$ pomnožena s konstantnim članovima u izrazu 4. 38.). Istaknuto područje je točka u kojoj se te dvije veličine sijeku i ona odgovara najvećoj vrijednosti signala, koja se postiže u trenutku t_{max} . Tada koncentracija elektrona iznosi $n_e(t_{max})$.



Slika 4. 7. Određivanje $n_e(t_{max})$ iz najveće vrijednosti naponskog signala U_{max}

Iz *Slika 3. 7.- 3. 9.* u *Poglavlju 3.* vidimo da postoje tlakovi pri kojima imamo linearnu ovisnost najveće vrijednosti naponskog signala U_{max} o naponu između elektroda. Ako kanal plazme shvatimo kao otpornik vremenski promjenjivog otpora $R(t)$, onda je jasno da što je veći napon između elektroda, da je i struja kroz izboj veća, a time i signal U_{osc} kojeg mjerimo. Prikažemo li tu ovisnost U_{max} o U_{DC} jednadžbom pravca:

$$U_{max} = a \cdot U_{DC} + b \quad (4. 39.)$$

usporedbom relacija (4. 38.) i (4. 39.) imamo:

$$a = \frac{R_{osc} \cdot e^2 \cdot \pi \cdot r^2}{m_e \cdot v_e \cdot l} \cdot n_e(t_{max})$$

iz čega slijedi:

$$n_e(t_{max}) = \frac{a \cdot m_e \cdot v_e \cdot l}{R_{osc} \cdot e^2 \cdot \pi \cdot r^2} \quad (4. 40.)$$

Koeficijent smjera a dobijemo metodom najmanjeg kvadrata, tj. iz pravca linearne regresije, a ostale varijable su nam poznate ili iz literature ili iz mjerenja. Frekvenciju sudara računamo po relaciji (4. 17.). Duljina kanala plazme odgovara udaljenosti između elektroda, $l = (0.03 \pm 0.005)$ m, a polumjer kanala plazme iznosi $r = (0.3 \pm 0.05) \cdot 10^{-3}$ m. Otpor osciloskopa iznosi $R_{OSC} = 20\ 136\ \Omega$.

U nastavku sam iznijela vrijednosti koncentracije elektrona u trenutku t_{max} izračunate pomoću prikazanog modela, za područja tlakova kod kojih je uočen linearni režim ovisnosti U_{max} o U_{DC} , za sva tri plina.

Rezultati za zrak

U slučaju zraka linearnu ovisnost se uočila za tri vrijednosti tlaka: 19. 55 Torr, 14.84 Torr i 7.60 Torr. U *Tablici 4. 1.* prikazani su rezultati za zrak.

tlak (Torr)	koeficijent smjera a	frekvencija sudara $\nu_e\ (s^{-1})$	koncentracija elektrona $n_e(t_{max})\ (m^{-3})$
19.55	$(6.3 \pm 0.2) \cdot 10^{-5}$	$2.157 \cdot 10^{10}$	$(2.6 \pm 1.6) \cdot 10^{14}$
14.84	$(8.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$	$1.637 \cdot 10^{10}$	$(2.6 \pm 1.6) \cdot 10^{14}$
7.60	$(7.7 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$	$8.384 \cdot 10^9$	$(1.2 \pm 0.8) \cdot 10^{14}$

Tablica 4. 1. Koncentracija elektrona u trenutku t_{max} za različite vrijednosti tlaka zraka

Rezultati za dušik

Linearna ovisnost najveće vrijednosti signala u odnosu na napon U_{dc} u dušiku postiže se za slijedeće vrijednosti tlakova: 54.14 Torr, 31.28 Torr, 19.49 Torr, 14. 44 Torr, 7.70 Torr i 5.40 Torr. U *Tablici 4. 2.* prikazani su rezultati za dušik.

tlak (Torr)	koeficijent smjera a	frekvencija sudara $\nu_e\ (s^{-1})$	koncentracija elektrona $n_e(t_{max})\ (m^{-3})$
54.14	$(2.40 \pm 0.03) \cdot 10^{-4}$	$5.973 \cdot 10^{10}$	$(2.7 \pm 1.5) \cdot 10^{15}$
31.28	$(3.27 \pm 0.05) \cdot 10^{-4}$	$3.451 \cdot 10^{10}$	$(2.2 \pm 1.2) \cdot 10^{15}$
19.49	$(4.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$	$2.150 \cdot 10^{10}$	$(1.7 \pm 0.9) \cdot 10^{15}$
14.44	$(5.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	$1.539 \cdot 10^{10}$	$(1.7 \pm 0.2) \cdot 10^{15}$
7.70	$(6.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	$8.495 \cdot 10^9$	$(1.1 \pm 0.1) \cdot 10^{15}$
5.40	$(9.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$	$5.670 \cdot 10^9$	$(9.7 \pm 1.0) \cdot 10^{14}$

Tablica 4. 2. Koncentracija elektrona u trenutku t_{max} za različite vrijednosti tlaka dušika

Rezultati za helij

Linearnu ovisnost u slučaju helija uočili smo za dvije vrijednosti tlakova: 1.50 Torr i 3.00 Torr.

tlak (Torr)	koefficient smjera a	frekvencija sudara ν_e (s ⁻¹)	koncentracija elektrona $n_e(t_{\max})$ (m ⁻³)
3.00	$(1.32 \pm 0.08) \cdot 10^{-2}$	$3.310 \cdot 10^9$	$(8.2 \pm 0.9) \cdot 10^{15}$
1.50	$(1.25 \pm 0.02) \cdot 10^{-2}$	$1.655 \cdot 10^9$	$(3.9 \pm 2.2) \cdot 10^{15}$

Tablica 4. 3. Koncentracija elektrona u trenutku $t_{\max}$ za različite vrijednosti tlaka helija

Iz predstavljenih rezultata imamo prvu informaciju o koncentraciji elektrona u plazmenom kanalu. Te vrijednosti ovise o ukupnoj koncentraciji čestica u plinu (o tlaku plina), smanjuju se sa smanjenjem koncentracije čestica, što se može objasniti i smanjenim brojem sudara u plazmi. To se vidi i iz vrijednosti frekvencija sudara elektrona s atomima i ionima.

Vidimo da su koncentracije reda veličine 10^{14} - 10^{15} m⁻³, što odgovara vrijednostima 10^8 - 10^9 cm⁻³. Te koncentracije su znatno manje u odnosu na vrijednosti dobivene u člancima [1]-[3], u kojima početne koncentracije elektrona poprimaju vrijednosti od 10^{11} cm⁻³ [1, 6] do 10^{16} cm⁻³ [2, 3] što je prije svega posljedica činjenice da su tlakovi na kojima smo mi radili mjerenja, a time i početne koncentracije čestica najmanje 15, ali čak i 500 puta manje od koncentracije čestica koje imamo u izboju pri atmosferskom tlaku (760 Torr). Osim toga, energije lasera po pulsu iznose 160 mJ [1], 50 mJ [2] i 30 mJ [3], dok je energija našeg lasera svega 1mJ po pulsu, što znači i da je i snaga lasera manja nego u navedenim člancima.

Iz ovih rezultata možemo zaključiti da su koncentracije elektrona u plazmenom kanalu reda 10^{14} - 10^{15} m⁻³ te da su te koncentracije pri uvjetima izboja u niskotlačnoj plazmi dovoljne da bi se uspostavio laserom vođeni izboj.

Kako ove vrijednosti odgovaraju koncentraciji elektrona u trenutku $t_{\max}$, one nam još ne daju informaciju o koncentraciji elektrona u početnom trenutku $n_e(0)$, već daju samo okvirne vrijednosti. Za očekivati je, a to se vidi i iz *Slike 4. 7.* da će u trenutku $t=0$ te koncentracije biti nešto veće.

4. 5. Primjena modela ekvivalentnog kruga na eksperimentalne rezultate i diskusija

Na temelju ekvivalentnog strujnog kruga i kinetičkog modela došli smo do relacije koja nam omogućuje da na temelju eksperimentalnih rezultata dođemo do parametara plazme, koji su ključni za određivanje vremenskog razvoja plazme, od trenutka njene pojave pa do trenutka nestanka naboja u izbojnoj komori. Iz tih podataka moći ćemo doći do informaciji o vodljivosti kanala plazme.

Iz prethodno izvedene analize eksperimentalnih rezultata, vidjeli smo da se koncentracije kreću u vrijednostima od 10^{14} - 10^{15} m^{-3} . Ovo su vrijednosti koncentracija naboja u trenutku kada mjereni signal postiže najveću vrijednost, t_{max} . Koncentracija $n_e(0)$ u trenutku $t=0$ se ne bi trebala u većoj mjeri razlikovati od već navedenih vrijednosti.

Vidjeli smo prema relacijama (4. 20. a, b, c) da su osnovni procesi koje imamo u plazmi proces stvaranje elektrona kao posljedica ionizacije atoma u sudarima s elektronima, procesi elektronskog uhvata i rekombinacijski procesi. Analizom u *Potpoglavlju 4. 3.* može se vidjeti da za područje početnih koncentracija od 10^{14} - 10^{15} m^{-3} (slabo ionizirana plazma) imamo dominantan proces elektronskog uhvata, dok rekombinacijski procesi u tim uvjetima nisu značajni za opis vremenske promjene koncentracije elektrona $n_e(t)$. Vrijeme relaksacije plazme je reda μs , pri čemu je koncentracija pozitivnih iona stalna vrijednost, dok se koncentracija elektrona smanjuje, uz istovremeno povećavanje koncentracije negativnih iona. To se lijepo vidi na *Slikama 4. 2. (c)* i *4. 4. (c)*. Sa *Slikom 4. 3.* i *4. 5.* vidimo da je najpotpunija funkcija koja dobro opisuje sve uvijete početnih koncentracija elektrona funkcija $f(t)$, prikazana relacijom (4. 31.)

Uvrštavanjem te funkcije u izraz za promjenjivi otpor kanala plazme $R(t)$, koji je dio podintegralne funkcije (4. 14.), dobijemo izraz iz kojeg se fitanjem dobiju parametri plazme. Numerički program fitanja napisali smo u Mathcad programu. Funkcija na koju fitamo dana je relacijom (4. 14.)

$$U_{osc}(t) = \frac{q_2(t)}{C_{osc}} = \frac{U_{DC}}{C_{osc}} \cdot \int_0^t \frac{e^{\frac{\tau-t}{R_{osc} \cdot C_{osc}}}}{R(\tau)} d\tau$$

gdje je $R(\tau)$ vremenski ovisan otpor, dan izrazom (4.18.):

$$R(t) = \frac{m_e \cdot v_e \cdot l}{n_e(t) \cdot e^2 \cdot \pi \cdot r^2}$$

$n_e(t)$ je funkcija koju smo dobili iz kinetičkog modela, a uz pojednostavljenja ($\eta \gg \alpha$) dobije se relacija (4. 31.)

$$n_e(t) = \frac{n_e(0) \cdot e^{-\eta \cdot t}}{1 + b \cdot t}$$

gdje je $n_e(0)$ početna koncentracija elektrona, η koeficijent elektronskog uhvata, a $b = n_e(0) \cdot \beta_{e+}$ konstanta raspada (nestanka) elektrona u plazmi, te ovisi o početnoj koncentraciji elektrona $n_e(0)$, kao i o rekombinacijskom koeficijentu β_{e+} .

Uočili smo da $U_{osc}(t)$ raste s povećanjem napona između elektroda, pa smo fit radili samo za one vrijednosti tlakova kod kojih je uočena linearna ovisnost U_{max} o U_{DC} . Također smo se ograničili na napone U_{DC} do 400 V jer za veće napone ionizacijski koeficijent α postaje značajniji, s obzirom da on raste s povećanjem vanjskog električnog polja (relacije (4. 21.) i (4. 22.)), i poprima vrijednosti koeficijenta elektronskog uhvata $\eta \sim \alpha$. To znači da pretpostavka $\eta \gg \alpha$ više nije točna tj. model ne odgovara uvjetima izboja.

S obzirom na navedeno, možemo zaključiti da ovaj model dobro opisuje područja tlakova veća od 7 Torra (gdje se vidi linearna ovisnost U_{max} o U_{DC} , Slike 3. 7.- 3. 9.), osim u slučaju helija gdje se taj efekt vidi pri tlakovima 1.5 Torr i 3 Torr. Također, zbog zadovoljavanja aproksimacije $\eta \gg \alpha$, zadržali smo se na naponima U_{DC} manjim od 400 V.

Fitanjem eksperimentalnih rezultata na funkciju (4. 14.) uočili smo da parametar b može poprimiti vrlo širok raspon vrijednosti, odnosno da se može mijenjati čak za faktor 10^6 , a da pri tome uopće ne mijenja oblik funkcije dobivene fitom. Zbog toga smo ga mogli tretirati kao slobodan parametar, odnosno iz našeg fita smo dobili informaciju o samo dva parametra plazme: $n_e(0)$ i η .

Parametar b možemo smatrati statistički nevažnim jer on je umnožak početne koncentracije elektrona u izboju, $n_e(0)$, koja je mala (10^{14} - 10^{15} m^{-3}) i koeficijenta rekombinacije β_{e+} , čija vrijednost prema [6] iznosi $2.2 \cdot 10^{-13} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, čime se dobije $b \sim 10^1$ - 10^2 . Ako pogledamo izraz (4. 31.) to znači da je umnožak $n_e(0) \cdot \beta_{e+} \cdot t \ll 1$ (za vremena

reda veličine μs), odnosno da se cijela funkcija, koju smo označili s $f(t)$ prelazi u funkciju $g(t)$ koja ovosi samo o $n_e(0)$ i η .

To se također vidi i na *Slikama 4. 4. (c) i 4. 6. (c)*, koje odgovaraju vrijednostima početnih elektronskih koncentracija koje odgovaraju uvjetima u eksperimentu. Tek pri većim koncentracijama elektrona $n_e(0)$ (10^{17} - 10^{23} m^{-3}), koje su dobivne u izbojima pri atmosferskim tlakovima, utjecaj koeficijenta β_{e+} postaje značajniji.

Rezultati za zrak:

U *Tablicama 4. 4. i 4. 5.* prikazani su rezultati fita za početnu koncentraciju elektrona i koeficijent elektronskog uhvata, kojeg možem usporediti s vrijednostima dobivenim iz empiričkih relacija (4. 23.- 4. 25.).

tlak (Torr)	napon između elektroda U_{DC} (V)	koncentracija elektrona $n_e(0) \text{ (m}^{-3}\text{)}$	srednja vrijednost koncentracije elektrona za dani tlak $n_e(0) \text{ (m}^{-3}\text{)}$
19.55	200	$3.983 \cdot 10^{14}$	$(3.93 \pm 0.08) \cdot 10^{14}$
	300	$3.972 \cdot 10^{14}$	
	400	$3.832 \cdot 10^{14}$	
14.84	200	$3.570 \cdot 10^{14}$	$(3.5 \pm 0.1) \cdot 10^{14}$
	300	$3.421 \cdot 10^{14}$	
	400	$3.359 \cdot 10^{14}$	
7.60	200	$1.781 \cdot 10^{14}$	$(1.7 \pm 0.1) \cdot 10^{14}$
	300	$1.603 \cdot 10^{14}$	
	400	$1.602 \cdot 10^{14}$	

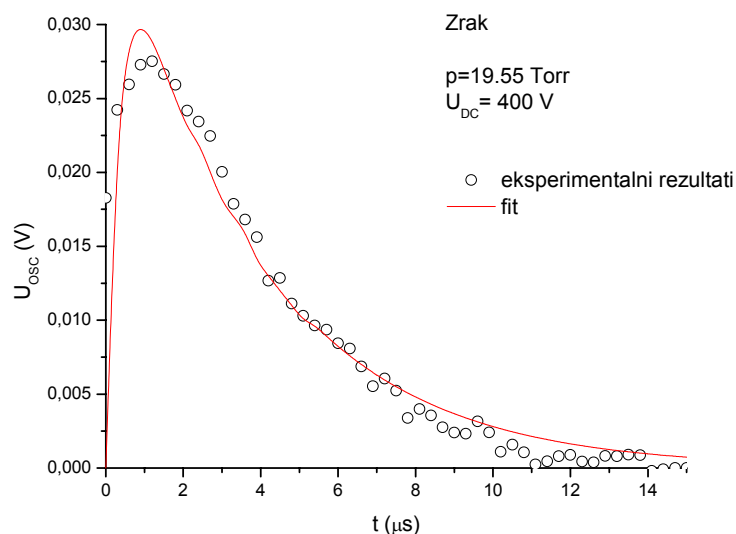
Tablica 4. 4. Koncentracija elektrona u trenutku $t=0$ za različite vrijednosti tlaka zraka dobivene modelom ekvivalentnog strujnog kruga

tlak (Torr)	napon između elektroda U_{DC} (V)	koeficijent elektronskog uhvata η (s^{-1}) dobiven fitom	koeficijent elektronskog uhvata η (s^{-1}) dobiven iz relacija (4. 23.)- (4. 25.)
19.55	200	$2.226 \cdot 10^5$	$4.509 \cdot 10^4$
	300	$2.477 \cdot 10^5$	$1.506 \cdot 10^5$
	400	$2.690 \cdot 10^5$	$3.079 \cdot 10^5$
14.84	200	$1.576 \cdot 10^5$	$7.656 \cdot 10^4$
	300	$1.826 \cdot 10^5$	$2.261 \cdot 10^5$
	400	$2.023 \cdot 10^5$	$3.977 \cdot 10^5$
7.60	200	$1.523 \cdot 10^5$	$4.696 \cdot 10^5$
	300	$1.766 \cdot 10^5$	$3.499 \cdot 10^5$
	400	$1.946 \cdot 10^5$	$4.696 \cdot 10^5$

Tablica 4. 5. Koeficijent elektronskog uhvata za različite vrijednosti tlaka zraka i napona između elektroda, dobivene modelom ekvivalentnog strujnog kruga i njihova usporedba s koeficijentima dobivenim modelom iz [6]

Iz prikazanih rezultata vidimo da su u skladu s očekivanim vrijednostima. Koncentracije $n_e(0)$ su nešto veće od vrijednosti dobivenih u trenutku t_{max} (Tablica 4. 1.), što smo i pretpostavili jer je najveća koncentracija elektrona u plazmi u samom početku, prije nego što započinu relaksacijski procesi. Također vidimo da sa smanjenjem koncentracije čestica plina (smanjenjem tlaka) imamo i smanjenje vrijednosti $n_e(0)$. Što se tiče koeficijenta elektronskog uhvata, dobivene vrijednosti se slažu u redu veličine s vrijednostima izračunatim pomoću empirijskog modela [6]. Kako nigdje u literaturi nisam našla uvjete tlaka koji su slični našima, nisam u mogućnosti usporediti dobivene rezultate s rezultatima drugih eksperimenata. Autori članaka [5] i [6] računaju koeficijent uhvata pomoću relacija (4. 23.- 4. 25.) i dobivene vrijednosti direktno uvrštavaju u jednadžbe prirasta iz kojih onda računaju $n_e(0)$. U tim članicima $\eta = 2.5 \cdot 10^7 s^{-1}$, dok autori [3] za iste uvjete tlaka iznose vrijednost $\eta = 6.84 \cdot 10^6 s^{-1}$. Iz reference [7] nalazimo da je koeficijent uhvata elektrona u zraku pri 760 Torr $\eta = 9 \cdot 10^7 s^{-1}$. Iz ovog možemo zaključiti da su razlike između pojedinih eksperimentalnih vrijednosti čak u faktoru 13, što je veće od cijelog reda veličine. S obzirom na to, rezultati koje sam dobila fitom i rezultati koji se dobiju empirijskim modelom iz [6], a na kojeg se pozivaju i drugi autori [5, 6], se dobro slažu, istog su reda veličine i rijetko se razlikuju za faktor veći od dva.

Na *Slici 4. 8.* možemo vidjeti naponski signal za tlak zraka od 19.55 Torra i $U_{DC} = 400$ V.



Slika 4. 8. Rezultat fita eksperimentalnih rezultata na funkciju $U_{osc}(t)$ danu relacijom (4.14.) za zrak ($p=19.55$ Torr, $U_{DC}=400$ V)

Rezultati za dušik

Kako predstavljeni model najviše odgovara uvjetima izboja u zraku, gdje smo imali dobro slaganje eksperimentalnih rezultata s predstavljenim modelom ekvivalentnog kruga, mogli smo ga primjeniti na široko područje napona i koncentracija čestica. U slučaju dušika, dobro slaganje eksperimenta s modelom smo uočili na nižim vrijednostima napona U_{DC} (100 V), dok za veće vrijednosti napona, model više ne opisuje tako dobro eksperiment. To je posljedica drugačije prirode plina. U zraku postoje čestice kisika (20%) koje, zbog svoje elektronegativnosti (3.5), lakše na sebe vežu elektrone u procesu elektronskog uhvata nego što je slučaj u čistom dušiku, čija je elektronegativnost manja (3). Osim toga, u zraku su prisutne i čestice vodene pare, koje također sudjeluju u procesu tročestičnog elektronskog uhvata. Iz tih razloga, proces relaksacije rijetke plazme u slučaju dušika malo je sporiji nego u zraku (ali i dalje reda μs), što se moglo vidjeti i na *Slikama 3. 5. (a, b, c)* u *Poglavlju 3.*

U *Tablicama 4. 6. i 4. 7.* prikazani su rezultati fita za početnu koncentraciju elektrona i za koeficijent elektronskog uhvata za dušik.

tlak (Torr)	napon između elektroda U_{DC} (V)	koncentracija elektrona $n_e(0)$ (m ⁻³)
51.14	100	$1.256 \cdot 10^{15}$
31.28	100	$8.559 \cdot 10^{14}$
19.49	100	$8.664 \cdot 10^{14}$
14.44	100	$7.428 \cdot 10^{14}$
7.70	100	$3.515 \cdot 10^{14}$
5.14	100	$3.152 \cdot 10^{14}$

Tablica 4. 6. Koncentracija elektrona u trenutku $t=0$ za različite vrijednosti tlaka dušika dobivene modelom ekvivalentnog strujnog kruga

tlak (Torr)	napon između elektroda U_{DC} (V)	koeficijent elektronskog uhvata η (s ⁻¹) dobiven fitom	koeficijent elektronskog uhvata η (s ⁻¹) dobiven iz relacija (4. 23.)- (4. 25.)
51.14	100	$1.143 \cdot 10^4$	$2.886 \cdot 10^5$
31.28	100	$6.802 \cdot 10^4$	$7.648 \cdot 10^4$
19.49	100	$1.025 \cdot 10^5$	$2.346 \cdot 10^4$
14.44	100	$2.409 \cdot 10^4$	$1.305 \cdot 10^4$
7.70	100	$3.452 \cdot 10^4$	$3.371 \cdot 10^4$
5.14	100	$3.581 \cdot 10^4$	$7.072 \cdot 10^4$

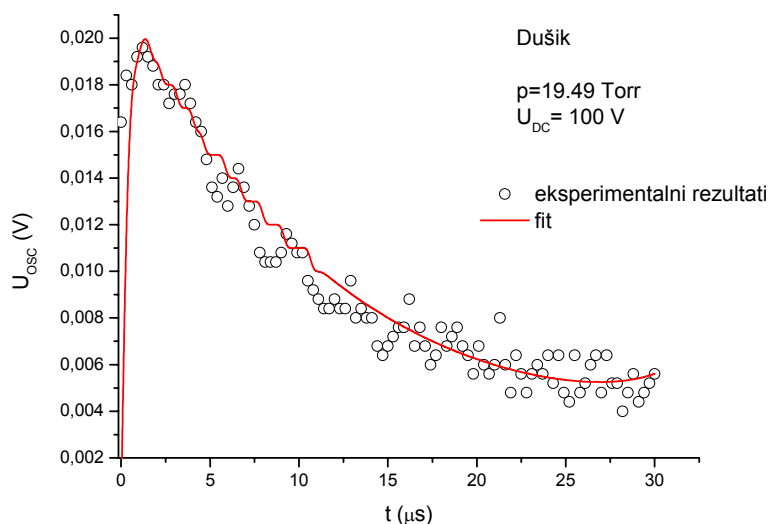
Tablica 4. 7. Koeficijent elektronskog uhvata za različite vrijednosti tlaka dušika i napona između elektroda 100V, dobivene modelom ekvivalentnog strujnog kruga i njihova usporedba s koeficijentima dobivenim modelom iz [6]

Iz eksperimentalnih rezultata vidimo da se početne koncentracije elektrona kreću u zadanim okvirima, no ipak su nešto niže od očekivanih vrijednosti, s obzirom na rezultate za $n_e(t_{\max})$ u Tablici 4. 2. Koeficijent elektronskog uhvata je u skladu s vrijednostima dobivenim pomoću empirijskog modela prikazanog relacijama (4. 23)- (4. 25.), te se međusobno najviše razlikuju za faktor 4.

Očito je da se signal koji smo imali u slučaju izboja u dušiku može opisati pomoću modela ekvivalentnog strujnog kruga, ali isto tako uočavamo da se uvjerljiviji rezultati dobivaju za slučaj izboja u zraku. Jedino objašnjenje leži u mikroskopskom opisu sustava, odnosno o samoj interakciji između čestica u izboju. I dok u zraku, uz kisik i dušik, imamo čestice

vode i CO_2 , koji imaju važan utjecaj u procesima elektronskog uhvata [7], u dušiku ti efekti su samo posljedica interakcije između elektrona i molekula dušika. Zbog toga su i iznosi efektivnog koeficijenta elektronskog uhvata η manji nego u slučaju izboja u zraku. Veća početna koncentracija elektrona u dušiku u odnosu na zrak (za iste uvjete eksperimenta) može se također objasniti prisutnošću molekula kisika u zraku, koje imaju nešto veći koeficijent elektronskog uhvata i veći udarni presjek za rekombinacijske procese s elektronima od dušika. Takvo ponašanje je opaženo i u [6].

Na *Slici 4. 9.* možemo vidjeti naponski signal za tlak dušika od 19.49 Torra i $U_{\text{DC}} = 400 \text{ V}$.



Slika 4. 9. Rezultat fita eksperimentalnih rezultata na funkciju $U_{\text{osc}}(t)$ danu relacijom (4. 14.) za dušik ($p=19.49 \text{ Torr}$, $U_{\text{DC}} = 100 \text{ V}$)

Rezultati za helij

Navedeni rezultati su za tlak 1.5 Torr i 3 Torr, dakle u područjima gdje smo uočili linearnu ovisnost najveće vrijednosti signala U_{max} o naponu između elektroda U_{DC} . Slaganje s modelom smo imali na svim naponima na kojima je bio prisutan laserom vođeni izboj (do najviše 250 V). Pri višim naponima laserom vođeni izboj prelazi u samostalan izboj, jer su koncentracije plina niske. Kao i u slučaju dušika, ni helij nije pokazivao onako dobro slaganje s modelom kakvo smo imali u slučaju mjerenja u zraku.

U *Tablicama 4. 8. i 4. 9.* prikazani su rezultati fita za izboj u heliju.

tlak (Torr)	napon između elektroda U_{DC} (V)	koncentracija elektrona $n_e(0)$ (m^{-3})	srednja vrijednost koncentracije elektrona za dani tlak $n_e(0)$ (m^{-3})
3.00	100	$6.421 \cdot 10^{14}$	$(3.8 \pm 2.4) \cdot 10^{15}$
	150	$3.431 \cdot 10^{15}$	
	200	$5.050 \cdot 10^{15}$	
	250	$6.117 \cdot 10^{15}$	
1.50	100	$6.530 \cdot 10^{14}$	$(1.9 \pm 1.1) \cdot 10^{15}$
	150	$2.110 \cdot 10^{15}$	
	190	$2.854 \cdot 10^{15}$	

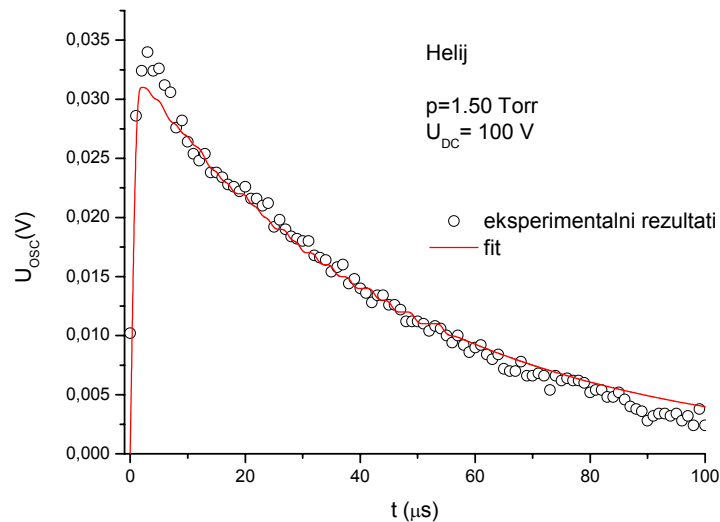
Tablica 4. 8. Koncentracija elektrona u trenutku $t=0$ za različite vrijednosti tlaka helija dobivene modelom ekvivalentnog strujnog kruga

tlak (Torr)	napon između elektroda U_{DC} (V)	koeficijent elektronskog uhvata η (s^{-1}) dobiven fitom	koeficijent elektronskog uhvata η (s^{-1}) dobiven iz relacija (4. 23.)- (4. 25.)
3.00	100	$4.192 \cdot 10^4$	$1.111 \cdot 10^5$
	150	$1.260 \cdot 10^5$	$1.768 \cdot 10^5$
	200	$1.869 \cdot 10^5$	$2.232 \cdot 10^5$
	250	$1.612 \cdot 10^5$	$2.566 \cdot 10^5$
1.50	100	$5.127 \cdot 10^4$	$1.116 \cdot 10^5$
	150	$1.007 \cdot 10^5$	$1.408 \cdot 10^5$
	190	$1.368 \cdot 10^5$	$1.553 \cdot 10^5$

Tablica 4. 9. Koeficijent elektronskog uhvata za različite vrijednosti tlaka helija i napona između elektroda, dobivene modelom ekvivalentnog strujnog kruga i njihova usporedba s koeficijentima dobivenim modelom iz [6]

Iz rezultata vidimo da su i u slučaju laserom inducirane plazme u heliju koncentracije elektrona $n_e(0)$ također u skladu s očekivanim vrijednostima od 10^{14} - $10^{15} m^{-3}$, te da se koncentracija smanjuje kako se smanjuje ukupna koncentracija čestica helija u izbojnoj komori. Dobivene vrijednosti su niže od koncentracije u trenutku t_{max} , što je također posljedica djelomičnog neslaganja eksperimentalnih rezultata s modelom ekvivalentnog kruga. Što se tiče koeficijenta elektronskog uhvata η , koeficijenti dobiveni fitom se razlikuju od izračunatih koeficijenata najviše za 2.65.

Na *Slici 4. 10.* možemo vidjeti naponski signal za tlak helija od 1.5 Torr i $U_{DC} = 100$ V.



Slika 4. 10. Rezultat fita eksperimentalnih rezultata na funkciju $U_{osc}(t)$ danu relacijom (4. 14.) za helij ($p=1.50$ Torr, $U_{DC}=100$ V)

Iz navedenih rezultata možemo zaključiti slijedeće:

1. koncentracije elektrona u početnom trenutku kreću se unutar vrijednosti $1.7 \cdot 10^{14}$ - $3.93 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ u zraku, $3.152 \cdot 10^{14}$ - $1.256 \cdot 10^{15}$ u dušiku i $1.9 \cdot 10^{15}$ - $3.8 \cdot 10^{15}$ u heliju, a njihove vrijednosti ovise o početnoj koncentraciji čestica, ali i o vanjskom električnom polju (naponu između elektroda)
2. iz takvih vrijednosti koncentracija zaključujemo da je dominantan proces u plazmi proces elektronskog uhvata
3. koeficijenti elektronskog uhvata kreću se u vrijednostima $4.509 \cdot 10^4$ - $4.696 \cdot 10^5$ za zrak, $1.305 \cdot 10^4$ - $2.886 \cdot 10^5$ za dušik i $1.111 \cdot 10^5$ - $2.566 \cdot 10^5$ za helij, njihove vrijednosti ovise o koncentraciji čestica, ali i naponu U_{DC} , te rastu s povećanjem tih vrijednosti
4. vrijednosti koeficijenta uhvata elektrona dobivenih fitom dobro se slažu s koeficijentima izračunatih uz pomoć relacija (4. 23.- 4. 25.)
5. model pokazuje da i na vremenskim intervalima da 100 μs dobro opisuje procese koji se dešavaju u laserom induciranoj plazmi, iako je u [3] model primjenjen na puno kraćim vremenskim intervalima

6. na temelju dobivenih koncentracije elektrona $n_e(0)$ i vrijednosti $\beta_{e+} = 2.2 \cdot 10^{-13}$ (vrijednost preuzeta iz [5, 6] možemo izračunati $b = n_e(0) \cdot \beta_{e+}$. U tom slučaju je koeficijent b reda veličine 10^{-1} - 10^0 , što znači da je za naša vremena izboja $\sim \mu s$ umnožak $b \cdot t \ll 1$, pa od tuda dominacija eksponencijalnog člana u izrazu za $n_e(t)$ (4.31.), tj. dominacija funkcije $g(t)$, u donosu na $h(t)$

4. 6. Određivanje vodljivosti kanala plazme

Iz poznate koncentracije elektrona u početnom trenutku, možemo izračunati kolika je vodljivost kanala plazme u svakom trenutku izboja. Veza između vodljivosti i koncentracije elektrona u plazmi dana je izrazom (4. 15.):

$$\sigma(t) = \frac{e^2 \cdot n_e(t)}{m_e \cdot v_e}$$

Iz dobivenih parametara plazme $n_e(0)$, te iz koeficijenta uhvata η , dobivenih iz eksperimentalnih rezultata, te uz parametar $\beta_{e+} = 2.2 \cdot 10^{-13} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ možemo naći koncentraciju elektrona pomoću relacije (4. 31.):

$$n_e(t) = \frac{n_e(0) \cdot e^{-\eta \cdot t}}{1 + b \cdot t}$$

Iz te vrijednosti dobije se vodljivost plazme, kao funkcija vremena. S obzirom da relaksacija plazme ovisi o koncentraciji čestica i o naponu U_{DC} , uočili smo da, što je plin rijedi i što su naponi niži, proces relaksacije traje dulje. S obzirom da na malim koncentracijama elektrona, kao što je ovdje slučaj, koncentracija elektrona trne eksponencijalno pa možemo kao drugu referentnu vrijednost uzeti koncentraciju elektrona u trenutku kada ona padne na 1/e svoje početne vrijednosti, dakle $n_e(0)/e$. S obzirom na ta dva vremenska trenutka, možemo izračunati početnu vodljivost kanala plazme σ_1 (u $t = 0$, za $n_e(0)$) i vodljivost σ_2 (za $n_e(0)/e$). Pripadni otpor kanala plazme označeni su s R_1 i R_2 .

Rezultati za zrak:

Rezultati za zrak prikazani su u *Tablici 4. 10*.

p=19.55 Torr			
$n_e(0) = (3.93 \pm 0.08) \cdot 10^{14}$		$n_e(0)/e = (1.45 \pm 0.03) \cdot 10^{14}$	
$\sigma_1 (\Omega^{-1}\text{m}^{-1})$	$(5.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$	$\sigma_2 (\Omega^{-1}\text{m}^{-1})$	$(1.89 \pm 0.04) \cdot 10^{-4}$
$R_1 (\Omega)$	$(2.1 \pm 1.2) \cdot 10^8$	$R_2 (\Omega)$	$(5.6 \pm 3.3) \cdot 10^8$
p= 14.84 Torr			
$n_e(0) = (3.5 \pm 0.1) \cdot 10^{14}$		$n_e(0)/e = (1.29 \pm 0.04) \cdot 10^{14}$	
$\sigma_1 (\Omega^{-1}\text{m}^{-1})$	$(6.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	$\sigma_2 (\Omega^{-1}\text{m}^{-1})$	$(2.22 \pm 0.06) \cdot 10^{-4}$
$R_1 (\Omega)$	$(1.8 \pm 1.1) \cdot 10^8$	$R_2 (\Omega)$	$(4.8 \pm 2.9) \cdot 10^8$
p= 7.60 Torr			
$n_e(0) = (1.7 \pm 0.1) \cdot 10^{14}$		$n_e(0)/e = (6.3 \pm 0.4) \cdot 10^{13}$	
$\sigma_1 (\Omega^{-1}\text{m}^{-1})$	$(5.7 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$	$\sigma_2 (\Omega^{-1}\text{m}^{-1})$	$(2.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$
$R_1 (\Omega)$	$(1.9 \pm 1.1) \cdot 10^8$	$R_2 (\Omega)$	$(5.0 \pm 3.7) \cdot 10^8$

Tablica 4. 10. Vodljivost kanala plazme i otpor kanala plazme zraka, za različite vrijednosti početne koncentracije elektrona

Rezultati za dušik:

Rezultati za dušik prikazani su *Tablici 4. 11.*

p=51.14 Torr			
$n_e(0) = (1.3 \pm 0.1) \cdot 10^{15}$		$n_e(0)/e = (4.9 \pm 0.4) \cdot 10^{14}$	
$\sigma_1 (\Omega^{-1}m^{-1})$	$(6.13 \pm 0.02) \cdot 10^{-4}$	$\sigma_2 (\Omega^{-1}m^{-1})$	$(2.3 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$
$R_1 (\Omega)$	$(1.7 \pm 0.9) \cdot 10^8$	$R_2 (\Omega)$	$(4.7 \pm 3.8) \cdot 10^8$
p= 31.28 Torr			
$n_e(0) = (8.6 \pm 0.9) \cdot 10^{14}$		$n_e(0)/e = (3.2 \pm 0.3) \cdot 10^{14}$	
$\sigma_1 (\Omega^{-1}m^{-1})$	$(7.0 \pm 0.7) \cdot 10^{-4}$	$\sigma_2 (\Omega^{-1}m^{-1})$	$(2.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$
$R_1 (\Omega)$	$(1.5 \pm 1.4) \cdot 10^8$	$R_2 (\Omega)$	$(4.1 \pm 3.7) \cdot 10^8$
p= 19.49 Torr			
$n_e(0) = (8.6 \pm 0.9) \cdot 10^{14}$		$n_e(0)/e = (3.2 \pm 0.3) \cdot 10^{14}$	
$\sigma_1 (\Omega^{-1}m^{-1})$	$(1.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$	$\sigma_2 (\Omega^{-1}m^{-1})$	$(4.1 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$
$R_1 (\Omega)$	$(9.4 \pm 8.6) \cdot 10^7$	$R_2 (\Omega)$	$(2.6 \pm 2.3) \cdot 10^8$
p=14.44 Torr			
$n_e(0) = (7.4 \pm 0.7) \cdot 10^{14}$		$n_e(0)/e = (3.2 \pm 0.3) \cdot 10^{14}$	
$\sigma_1 (\Omega^{-1}m^{-1})$	$(1.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	$\sigma_2 (\Omega^{-1}m^{-1})$	$(5.6 \pm 0.6) \cdot 10^{-4}$
$R_1 (\Omega)$	$(7.0 \pm 6.4) \cdot 10^7$	$R_2 (\Omega)$	$(1.9 \pm 1.7) \cdot 10^8$
p=7.70 Torr			
$n_e(0) = (3.5 \pm 0.4) \cdot 10^{14}$		$n_e(0)/e = (1.3 \pm 0.1) \cdot 10^{14}$	
$\sigma_1 (\Omega^{-1}m^{-1})$	$(1.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$	$\sigma_2 (\Omega^{-1}m^{-1})$	$(4.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$
$R_1 (\Omega)$	$(9.1 \pm 8.7) \cdot 10^7$	$R_2 (\Omega)$	$(2.5 \pm 2.4) \cdot 10^8$
p= 5.14 Torr			
$n_e(0) = (3.2 \pm 0.3) \cdot 10^{14}$		$n_e(0)/e = (1.2 \pm 0.1) \cdot 10^{14}$	
$\sigma_1 (\Omega^{-1}m^{-1})$	$(1.6 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$	$\sigma_2 (\Omega^{-1}m^{-1})$	$(5.9 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$
$R_1 (\Omega)$	$(6.8 \pm 5.8) \cdot 10^8$	$R_2 (\Omega)$	$(1.8 \pm 1.6) \cdot 10^8$

Tablica 4.11. Vodljivost kanala plazme i otpor kanala plazme dušika, za različite vrijednosti početne koncentracije elektrona (pogreška koncentracije je 10 % vrijednosti koncentracije)

Rezultati za helij:

Rezultati za helij prikazani su *Tablici 4. 12.*

p=3.00 Torr			
$n_e(0) = (3.8 \pm 2.4) \cdot 10^{15}$		$n_e(0)/e = (1.4 \pm 0.9) \cdot 10^{15}$	
$\sigma_1 (\Omega^{-1}m^{-1})$	$(3.2 \pm 2.0) \cdot 10^{-2}$	$\sigma_2 (\Omega^{-1}m^{-1})$	$(1.2 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$
$R_1 (\Omega)$	$(3.3 \pm 2.1) \cdot 10^7$	$R_2 (\Omega)$	$(9.0 \pm 5.7) \cdot 10^6$
p= 1.50 Torr			
$n_e(0) = (1.9 \pm 1.1) \cdot 10^{15}$		$n_e(0)/e = (7.0 \pm 4.0) \cdot 10^{14}$	
$\sigma_1 (\Omega^{-1}m^{-1})$	$(3.2 \pm 1.9) \cdot 10^{-2}$	$\sigma_2 (\Omega^{-1}m^{-1})$	$(1.2 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$
$R_1 (\Omega)$	$(3.3 \pm 2.0) \cdot 10^6$	$R_2 (\Omega)$	$(8.9 \pm 5.2) \cdot 10^6$

Tablica 4. 12. Vodljivost kanala plazme i otpor kanala plazme helija, za različite vrijednosti početne koncentracije elektrona

Prikazala sam rezultate za one vrijednosti tlakova plinova na kojima smo primjenili model ekvivalentnog strujnog kruga. Iz navedenih vrijednosti vidimo da su vodljivosti kanala plazme reda veličine $10^{-4} \Omega^{-1}m^{-1}$ (zrak, dušik), dok je slučaju helija reda $10^{-2} \Omega^{-1}m^{-1}$. Vrijednosti otpora filameta u zraku i dušiku su reda $10^8 \Omega$, dok su u heliju reda $10^6 \Omega$. To možemo vidjeti iz vrijednosti veličine signala, koji su bili najveći za plin helij (*Slika 3.1. (a-c)*), jer je otpor kanala plazme najmanji u heliju. Takvo ponašanje je u skladu s već objavljenim rezultatima [8], prema kojima je vodljivost helija najveća, dok je vodljivost dušika i zraka manja vrijednost. U *Tablici 4. 10.* nalaze se vodljivosti za različite tlakove plinova i koncentracije elektrona $n_e(0)$ (vrijednosti iz eksperimenta, *Tablice 4. 4., 4. 6. i 4. 8.*). Uz primjenu relacije (4. 41.) iz [8], po kojoj se vodljivost može računati iz koncentracije elektrona n_e i tlaka plina, a uz poznavanje koeficijenta vodljivosti k za pojedini plin:

$$\sigma = \frac{k \cdot n_e}{p(\text{Torr})} \quad (4. 41.)$$

pri čemu je $k(\text{zrak}) = 7.2 \cdot 10^{-18} \text{ Torr m}^2 \Omega^{-1}$, $k(\text{N}_2) = 6.7 \cdot 10^{-18} \text{ Torr m}^2 \Omega^{-1}$, a $k(\text{He}) = 14 \cdot 10^{-18} \text{ Torr m}^2 \Omega^{-1}$, dobije se vrijednost vodljivosti za taj model. Rezultati su prikazani u *Tablici 4. 13.*

ZRAK		
p (Torr)	$\sigma_{\text{exp.}} (\Omega^{-1}\text{m}^{-1})$	$\sigma_{\text{literatura}} (\Omega^{-1}\text{m}^{-1})$
19.55	$(5.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$	$(1.45 \pm 0.03) \cdot 10^{-4}$
14.84	$(6.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	$(1.40 \pm 0.05) \cdot 10^{-4}$
7.6	$(5.7 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$	$(1.61 \pm 0.09) \cdot 10^{-4}$
DUŠIK		
p (Torr)	$\sigma_{\text{exp.}} (\Omega^{-1}\text{m}^{-1})$	$\sigma_{\text{literatura}} (\Omega^{-1}\text{m}^{-1})$
51.14	$(6.13 \pm 0.02) \cdot 10^{-4}$	$(1.70 \pm 0.01) \cdot 10^{-4}$
31.28	$(7.0 \pm 0.7) \cdot 10^{-4}$	$(1.8 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$
19.49	$(1.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$	$(3.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$
14.44	$(1.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	$(3.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$
7.70	$(1.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$	$(3.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$
5.14	$(1.6 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$	$(4.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$
HELIJ		
p (Torr)	$\sigma_{\text{exp.}} (\Omega^{-1}\text{m}^{-1})$	$\sigma_{\text{literatura}} (\Omega^{-1}\text{m}^{-1})$
3.00	$(3.2 \pm 2.0) \cdot 10^{-2}$	$(1.8 \pm 1.1) \cdot 10^{-2}$
1.50	$(3.2 \pm 1.9) \cdot 10^{-2}$	$(1.8 \pm 1.0) \cdot 10^{-2}$

Tablica 4. 13. Usporedba vodljivosti kanala plazme dobivene mjerenjima s vrijednostima iz literature [8]

S obzirom na prikazane rezultate, vidimo da se dobivene vrijednosti za vodljivost kanala plazme dobro slažu s vrijednostima drugih autora. Red veličine je dobar, a razlikuju se najviše do na faktor pet.

Na početku smo diskutirali uvijet $R(t) \gg R_{\text{osc}}$. Iz iznesenih rezultata vidimo da je $R(t)$ u početku izboja, a naročito kasnije (kada se koncentracije elektrona značajno smanji), reda veličine $10^8 \Omega$, odnosno $10^6 \Omega$ u slučaju helija, što je puno veća vrijednost od $R_{\text{osc}} = 20136 \Omega$. To je samo potvrda da je uvođenje aproksimacije u (4. 11.) opravdano.

5. ZAKLJUČAK

Osnovni cilj ovog eksperimentalnog rada bilo je ispitivnje svojstava niskotlačne plazme nastale djelovanjem femtosekundnog laserskog pojačala. Pod utjecajem femtosekundnih laserskih pulseva dolazi do multifotonske ionizacije atoma i molekula u plinovima, odnosno do nastanka plazmenog kanala, čija svojstva smo željeli ispitati. Plinovi u kojima smo radili mjerenja su zrak, dušik i helij.

S obzirom da plazmeni kanal nastaje u električnom polju, možemo ga promatrati kao otpornik promjenjivog otpora. Taj otpornik $R(t)$ ima svoja svojstva koja ovise o koncentraciji čestica u izbojnoj komori, o frekvenciji sudara elektrona kao glavnih nosioca strujnog signala, o početnoj koncentraciji elektrona u plazmi te o geometriji samog kanala.

Vodljivost kanala plazme, odnosno njegov otpor, izračunali smo pomoću modela ekvivalentnog strujnog kruga, koji je detaljno opisan u *Poglavlju 4*. Na temelju matematičkog modela za taj ekvivalentni strujni krug i kinetičkog modela (rješavanjem jednadžbi prirasta) našli smo parametre koji su ključni za određivanje vremenskog razvoja plazme, od trenutka nastanka pa do trenutka nestanka naboja u plazmenom kanalu. Model smo primjenili na one slučajeve u izboju u kojem je evidentno da je izboj u Ohmskom režimu, odnosno da se povećanjem napona između elektroda, naponski (strujni) signal kojeg mjerimo linearno povećava.

Posebna važnost ovih mjerenja je u tome da se izboj postigao u plinovima pri niskom tlaku, za razliku od ostalih eksperimenata, gdje su se navedena svojstva ispitivala u uvjetima atmosferskih tlakova (760 Torr). Tlakovi na kojima smo vršili mjerenja manji su od 50 Torr. U takvim uvjetima niske koncentracije čestica u plinu, vremenski razvoj plazme pokazuje drugačije ponašanje od plazmenih kanala koji nastaju u uvjetima atmosferskog tlaka. Pri atmosferskom tlaku relaksacija kanala plazme se odvija u vremenu do 200 ns, dok u slučaju niskotlačne plazme ti procesi su puno sporiji i traju do 150 μ s. To je prvi znak da se procesi u niskotlačnoj plazmi odvijaju drugačijom dinamikom nego što je slučaj u visokotlačnim plazmama. Jedan od ciljeva ovog diplomskog rada je i razumijevanje tih procesa, tj. određivanje parametara koji su važni za nastanak i nestanak naboja u niskotlačnom plazmenom kanalu.

Drugi promjenjivi faktor kojeg smo imali u eksperimentu, uz tlak, je vanjski napon na elektrodama, U_{DC} , čijim mjenjanjem mijenjamo električno polje u izbojnoj komori. Naponi na kojima smo provodili mjerenja imaju vrijednosti od 100V do 600 V. U uvjetima većih polja i strujni signal kojeg mjerimo postaje značajniji, što je i za očekivati jer, uslijed povećanja driftne brzine elektrona, veći broj elektrona dopiše do anode, pa je i strujni (naponski) signal veći (*Slika 3. 5.*).

S obzirom na ovisnost signala U_{OSC} o tlakovima plina p i naponu U_{DC} , zaključili smo da vrijednost naponskog signala raste sa smanjenjem ukupne koncentracije čestica u plazmi (*Slika 3. 6.*). To možemo razumijeti, ako znamo da laser u početnom trenutku izvrši ionizaciju samo jednog dijela čestica, tako a u početku imamo jednak broj elektrona i pozitivnih atomskih (molekulskih) iona, koji zbog prisustva električnog polja ulaze u daljnje sudare. U plazmi su prisutni sudarni procesi između elektrona i neutralnih atoma (molekula), elektrona i iona (ionskih molekula), iona i iona te iona i neutralnih atoma (molekula). Sudarima su naročito podložni elektroni, jer su pokretljiviji od iona. U rjeđim plinovima sudari su manje vjerojatni, što znači da su ionizacijski procesi rijedi, ali istovremeno su i procesi uklanjanja elektrona iz plazmenog kanala manje vjerojatni, čime se kompenzira slabija sudarna ionizacija. S obzirom na smanjeni broj sudara elektrona s tromijim atomima (molekulama) i atomskim (molekulskim) ionima vodljivost kanala se povećava, što vidimo kao jači strujni, odnosno naponski signal za stalni U_{DC} (*Slika 3. 10.*). Broj sudarnih procesa raste s povećanjem koncentracije čestica, što znači da će statistički više dolaziti do izražaja procesi elektronskog uhvata i rekombinacijski procesi što se vidi i iz jednadžbi prirasta (*4. 20. a-c*).

Analizom rezultata ustanovili smo da postoje dva režima ponašanja ovisnosti U_{max} o U_{DC} , koja su karakteristična za sva tri plina s kojima smo radili. Prvi režim pokazuje linearnu, a drugi kvadratičnu ovisnost napona U_{max} o U_{DC} (*Slike 3. 7.- 3. 9.*). Mi smo se zadržali na linearnoj ovisnosti, koja se javlja pri tlakovima većim od 7 Torr, osim u heliju koji je linearnu ovisnost pokazao na samo dvije vrijednosti izmjerenih tlakova (1.5 Torr i 3.0 Torr).

Mjerenjima u heliju i zraku (*Slika 1. 2. i Slika 1. 3.*) smo utvrdili da je napon proboja izboja uz prisustvo lasera niži od napona proboja kada laser ne prolazi kroz plin (samostalan proboj). Takvo ponašanje je u skladu s teorijom o laserom vođenom izboju (*Poglavlje 1.*).

U modelu ekvivalentnog strujnog kruga, a radi pojednostavljenja jednadžbi prirasta, uveli smo aproksimaciju $\eta \gg \alpha$, koja je zadovoljena samo za napone U_{DC} do 400 V.

Rješavanjem jednadžbi prirasta (uz aproksimaciju $\eta \gg \alpha$) dolazimo do funkcije koja opisuje vremensku ovisnost koncentracije elektrona u plazmenom kanalu:

$$n_e(t) = \frac{n_e(0) \cdot e^{-\eta t}}{1 + n_e(0) \cdot \beta_{e+} \cdot t}$$

Ova funkcija dobro opisuje vremensku ovisnost koncentracije elektrona za široko područje početne koncentracije naboja od 10^{14} m^{-3} pa do 10^{22} m^{-3} (*Slike 4. 3. i 4. 5.*). Vidjeli smo da za niže vrijednosti koncentracije $n_e(0)$ dominira eksponencijalni član, koji je povezan s procesima elektronskog uhvata, dok za veće koncentracije $n_e(0)$ važniji su rekombinacijski procesi.

Eksperimentalni rezultati za početne vrijednosti koncentracije elektrona $n_e(0)$ su 10^{14} m^{-3} - 10^{15} m^{-3} , što znači da u tim uvjetima koncentracija glavni proces relaksacije plazme vezan je za proces elektronskog uhvata. To se vidi i po tome što je koncentracija pozitivnih iona stalna, a koncentracija negativnih iona raste u vremenu, kako se koncentracija elektrona smanjuje (*Slika 4. 2. c i 4. 4. c*). To je posljedica uhvata elektrona na neutralne atome i molekule u plazmi. Dominacija elektronskog uhvata u procesima u niskotlačnoj, slabo ioniziranoj plazmi vidi se i iz vrijednosti koeficijenata elektronskog uhvata η , koji se kreću u vrijednostima 10^4 s^{-1} do 10^5 s^{-1} , što odgovara karakterističnim vremenima uhvata τ_η od $10 \text{ } \mu\text{s}$ do $100 \text{ } \mu\text{s}$. Ta vremena odgovaraju vremenima relaksacije signala U_{OSC} kojeg smo mjerili.

Iz ovog slijedi da smo, na temelju modela ekvivalentnog strujnog kruga kojeg smo primjenili na naše eksperimentalne rezultate te iz jednadžbi prirasta za koncentracije naboja, mogli doći do vrijednosti koncentracije elektrona u početnom trenutku izboja, $n_e(0)$, i vrijednosti za koeficijent elektronskog uhvata η . Ta dva parametra izboja su dovoljna za opis svojstava niskotlačne plazme. Poznavanjem njihovih vrijednosti mogu se izračunati vodljivost kanala plazme i njegov otpor.

Primjenom modela ekvivalentnog strujnog kruga (uz spomenute aproksimacije) na rezultate dobivene mjerenjem naponskog signala, dolazimo do slijedećih eksperimentalnih rezultata i zaključaka:

1. Koncentracije elektrona u početnom trenutku kreću se unutar vrijednosti $1.7 \cdot 10^{14}$ - $3.93 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ u zraku, $3.152 \cdot 10^{14}$ - $1.256 \cdot 10^{15}$ u dušiku i $1.9 \cdot 10^{15}$ - $3.8 \cdot 10^{15}$ u heliju, a njihove vrijednosti ovise o početnoj koncentraciji čestica. Što je koncentracija čestica veća, veća je i početna koncentracija elektrona u kanalu plazme.
2. Iz ovih rezultata možemo zaključiti da su gore navedene koncentracije elektrona u početnom trenutku izboja u niskotlačnoj plazmi dovoljne da bi se uspostavio laserom vođeni izboj.
3. Niže vrijednosti koncentracija elektrona posljedica su niže koncentracije čestica u plinovima, odnosno nižih tlakova plina (15- 500 puta manje koncentracije čestica nego što imamo pri atmosferskim tlakovima), ali i manje energije lasera po pulsu (1 mJ), odnosno manje snage lasera u odnosu na već prije objavljene eksperimentalne rezultate.
4. S obzirom na vrijednosti koncentracije elektrona u plazmenom kanalu, možemo zaključiti da je dominantan proces u niskotlačnoj plazmi proces elektronskog uhvata, što slijedi i iz analize funkcije $n_e(t)$.
5. Koeficijenti elektronskog uhvata kreću se u vrijednostima $4.509 \cdot 10^4$ - $4.696 \cdot 10^5$ za zrak, $1.305 \cdot 10^4$ - $2.886 \cdot 10^5$ za dušik i $1.111 \cdot 10^5$ - $2.566 \cdot 10^5$ za helij. Njihove vrijednosti ovise o koncentraciji čestica, ali i naponu U_{DC} , te rastu s povećanjem tih vrijednosti.
6. Vrijednosti koeficijenta uhvata elektrona dobivenih fitom dobro se slažu s koeficijentima izračunatih uz pomoć relacija (4. 23.- 4. 25.).

7. Uхват elektrona usporava proboj u izboju i otežava održavanje ioniziranog stanja plina, a time i struje kroz izboj. Uhvatom elektrona na kompleksnu molekulu, energija vezanja se vrlo brzo distribuira po vibracijskim stupnjevima slobode, čime nastaje stabilan negativan ion.
8. Elektronski uхват je naročito izražen u elektronegativnim plinovima (zrak, dušik), u kojima postoje molekule (O_2 , N_2 , H_2O i dr.) koje jače vežu elektrone od, npr. atoma helija, što se vidi i iz vrijednosti za vodljivost kanala plazme pojedinih plinova.
9. Iako je u funkciji $n_e(t)$ prisutan i rekombinacijski koeficijent β_{e+} , on nema značajnu ulogu. To proizlazi iz činjenice da njegova vrijednost iznosi $2.2 \cdot 10^{-13} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$, što kad se pomnoži s niskom koncentracijom elektrona u plazmi (10^{14} m^{-3} - 10^{15} m^{-3}) i vremenom trajanja izboja koje je reda 10^{-6} s , dobijemo da je $\beta_{e+} \cdot n_e(0) \cdot t \ll 1$, odnosno cijeli izraz u nazivniku funkcije $n_e(t)$ postaje zanemariv
10. Iz eksperimentalno dobivenih vrijednosti za $n_e(t)$ i η , možemo izračunati vodljivost kanala plazme, čije vrijednosti su reda veličine $10^{-4} \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ (zrak, dušik), dok je slučaju helija reda $10^{-2} \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$.
11. Vrijednosti otpora filamenta u zraku i dušiku su reda $10^8 \Omega$, dok su u heliju reda $10^6 \Omega$. To možemo vidjeti iz vrijednosti veličine signala, koji su bili najveći za plin helij (*Slika 3. 5. (a-c)*), jer je otpor kanala plazme najmanji u heliju. Takvo ponašanje je u skladu s već objavljenim rezultatima (*Tablica 4. 13.*), prema kojima je vodljivost helija najveća, dok je vodljivost dušika i zraka manje vrijednosti.

POPIS LITERATURE PO POGLAVLJIMA

Uvod

- [1] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, G. Mourou, Opt. Lett. **20**, 73 (1995.)
- [2] E. T. J. Nibbering, et al., Opt. Lett. **21**, 62 (1996.)
- [3] A. Brodeur, C. Y. Chien, F. A. Ilkov, S. L. Chin, O. G. Kosareva, V. P. Kandidov, Opt. Lett. **22**, 304 (1997.)
- [4] I. G. Koprnikov, A. Suda, P. Wang, K. Midorikawa, Phys. Rev. Lett. **84**, 3847 (2000.)
- [5] L. Bergé, A. Couairon, Phys. Rev. Lett. **86**, 1003 (2001.)
- [6] X. M. Zhao, J.- C. Diels, C. Y. Wang, J. M. Elizondo, IEEE J. Qu. Elec. **QE-31**, 599 (1995.)
- [7] H. Schillinger, R. Sauerbrey, Appl. Phys. B **68**, 753 (1999.)
- [8] H. D. Ladouceur, A. P. Baranovski, D. Lohrmann, P. W. Grounds, P. G. Girardi, Opt. Commun. **189**, 107 (2001.)
- [9] S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, Opt. Commun. **181**, 123 (2000.)
- [10] A. E. Martirosyan, C. Altucci, A. Bruno, C. de Lisio, A. Porzio i S. Solimeno, J. Appl. Phys. **96**, 5450 (2004.)
- [11] J.- C. Diels, R. Bernstein, K. E. Stahlkopf i X. M. Zhao, Sci. Am. **Aug. 1997**, 30 (1997)

1. Teorijska pozadina

- [1] Zu. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*, stranica 2- 4 (Springer- Verlag, Berlin, 1991.)
- [2] Von Engel, *Ionized Gases* (Oxford University Press, London, 1965.)
- [3] Barbieri B., Beverini N., Sasso A., Rev. Mod. Phys. **62**, 603 (1990.)
- [4] Marker, P. D., Terhune, R. W., Savage, C. M., Qu. Elec. III, ed. by. P. Girvet, N. Bloembergen (Columbia University Press, New York, 1964.)
- [5] *Handbook of Chemistry and Physics Weast 49th Edition* (1968- 1969)
- [6] Zu. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*, stranica 59 (Springer- Verlag, Berlin, 1991.)
- [7] B. M. Smirnov: *Ions and Excited Atoms in Plasma* (Atomizdat, Moskva, 1974.)
- [8] Diels, J.C., Fontaine, J.J., McMichael, I. C. and Simoni, F., Appl. Opt. **24.**, 1270 (1985.)

- [9] Braun, A., Kern, G., Liu, X., Du, D., Squier, J. and Mourou, G., Opt. Lett. **20**, 73 (1995)

2. Eksperimentalni postav

- [1] <http://www.mksinst.com>
- [2] <http://www.hameg.de>
- [3] <http://www.newport.com/spectralanding>
- [4] *Tsunami, Mode- locked Ti: sapphire Laser*, User's manual, Part Number 0000-232A, Rev. D, June 2002.
- [5] Treacy, E. B., IEEE J. Qu. Elec. **QE-5**, 454 (1969.)
- [6] Fork R. L., Martinez, O. E., Gordon, J. P., Opt. Lett. **9**, 150 (1984.)
- [7] Kartner, F. X., Matuschek, N., Schibli, T., Keller, U., Haus, H., Heine, C., Morf, R., Scheuer, V., Tilsch, M., Tschudi, T., Opt. Lett. **22**, 831 (1997)
- [8] J. Desbois, F. Gires, and P. Tournois, IEEE J. Quantum Electron., **QE-9**, 231 (1973.)
- [9] Diels, J.C., Rudolph, W., *Ultrashort Laser Pulse Phenomena, Fundamentals, Techniques and Applications on a Femtosecond Time Scale*, stranica 5 (Academic Press, Inc., San Diego, 1996.)
- [10] Weiner, A. M., Leaird, J. S., Patel, J. S., and Wullert, J. R., Opt. Lett. **15**, 326, (1990.)
- [11] Dugan, M. A., Tull, J. X. and Warren, W. S., J. Opt. Soc. Am., **14**, 2348 (1997.)
- [12] Efimov, A. and Rietze, D. H., Proc. SPIE, **2701**, 190, (1996.)
- [13] Vdovin, G., Middelhoek, S. and Sarro, P. M., Opt. Eng. **36**, 1382 (1997)
- [14] Vdovin, G. and Sarro, P. M., Appl. Opt. **34**, 2968 (1995.)
- [15] *Millennia Vis J, Diode- pumped, CW Visible Laser*, User's manual, Part Number 0000- 308A, Rev. A, August 2002.

3. Eksperimentalni rezultati

- [1] Zu. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*, stranica 11 (Springer- Verlag, Berlin, 1991.)
- [2] Zu. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*, stranica 63, 65 (Springer- Verlag, Berlin, 1991.)
- [3] *Handbook of Chemistry and Physics*, Weast 49th Edition (1968-1969)
- [4] P. W. Atkins: *The Elements of Physical Chemistry*, Oxford University Press, 1992.
- [5] K. Kutasi, P. Hartmann, Z. Donko, J. Phys. D, Appl. Phys. **34**, 3368 (2001.)

4. Model ekvivalentnog strujnog kruga i diskusija rezultata

- [1] H. Schillinger, R. Sauerbrey, Appl. Phys. B **68**, 753 (1999.)
- [2] S. Tzorzakis, M. A. Franco, Y.- B. Andre, A. Chiron, B. Lamouroux, B. S. Prade, A. Mysyrowicz, Phy. Rev. E **60**, R3505-R3507, (1999.)
- [3] H. D. Ladouceur, A. P. Baranovski, D. Lohrmann, P. W. Grounds, P. G. Girardi, Opt. Commun. **189**, 107- 111 (2001.)
- [4] NRL Plasma Formulary, Naval Research Laboratory, stranica 39 (2002.)
- [5] S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, Opt. Commun. **181**, 123- 127, (2000.)
- [6] X. M. Zhao, J.- C. Diels, C. Y. Wang, J. M. Elizondo, IEEE J. Qu. Elec. **QE-31**, 599 (1995.)
- [7] Zu. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*, stranica 63, 64 (Springer- Verlag, Berlin, 1991.)
- [8] Zu. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*, stranica 11 (Springer- Verlag, Berlin, 1991.)

POPIS TABLICA

- Tablica 1. 1. Klasifikacija izbojnih procesa (Izvor: Zu. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*, stranica 2- 4 (Springer- Verlag, Berlin, 1991.))
- Tablica 1. 2. Tablica prvih ionizacijskih potencijala nekih plinova (Izvor: *Handbook of Chemistry and Physics Weast 49th Edition* (1968- 1969))
- Tablica 2. 1. Ovisnost umnoška $\Delta t_p \Delta v$ za različite oblike signala (Izvor: *Tsunami, Mode-locked Ti: sapphire Laser*, User's manual, Part Number 0000-232A, Rev. D, June 2002.)
- Tablica 4. 1. Koncentracija elektrona u trenutku $t_{\max}$ za različite vrijednosti tlaka zraka
- Tablica 4. 2. Koncentracija elektrona u trenutku $t_{\max}$ za različite vrijednosti tlaka dušika
- Tablica 4. 3. Koncentracija elektrona u trenutku $t_{\max}$ za različite vrijednosti tlaka helija
- Tablica 4. 4. Koncentracija elektrona u trenutku $t=0$ za različite vrijednosti tlaka zraka
dobivene modelom ekvivalentnog strujnog kruga
- Tablica 4. 5. Koeficijent elektronskog uhvata za različite vrijednosti tlaka zraka i napona između elektroda, dobivene modelom ekvivalentnog strujnog kruga i njihova usporedba s koeficijentima dobivenim modelom iz [6]
- Tablica 4. 6. Koncentracija elektrona u trenutku $t=0$ za različite vrijednosti tlaka dušika
dobivene modelom ekvivalentnog strujnog kruga
- Tablica 4. 7. Koeficijent elektronskog uhvata za različite vrijednosti tlaka dušika i napona između elektroda 100V, dobivene modelom ekvivalentnog strujnog kruga i njihova usporedba s koeficijentima dobivenim modelom iz [6]
- Tablica 4. 8. Koncentracija elektrona u trenutku $t=0$ za različite vrijednosti tlaka helija
dobivene modelom ekvivalentnog strujnog kruga
- Tablica 4. 9. Koeficijent elektronskog uhvata za različite vrijednosti tlaka helija i napona između elektroda, dobivene modelom ekvivalentnog strujnog kruga i njihova usporedba s koeficijentima dobivenim modelom iz [6]
- Tablica 4. 10. Vodljivost kanala plazme i otpor kanala plazme zraka, za različite vrijednosti početne koncentracije elektrona
- Tablica 4. 11. Vodljivost kanala plazme i otpor kanala plazme dušika, za različite vrijednosti početne koncentracije elektrona (pogreška koncentracije je 10 % vrijednosti koncentracije)
- Tablica 4. 12. Vodljivost kanala plazme i otpor kanala plazme helija, za različite vrijednosti početne koncentracije elektrona

Tablica 4. 13. Usporedba vodljivosti kanala plazme dobivene mjerenjima s vrijednostima iz literature [8]

POPIS SLIKA

Slika 1. 1. Raspodjela osnovnih parametara izboja (Izvor: Von Engel, *Ionized Gases* (Oxford University Press, London, 1965.))

Slika 1. 2. Ovisnost napona proboja o tlaku helija

Slika 1. 3. Ovisnost napona proboja o tlaku zraka

Slika 1. 4. Električno polje pulsa $\varepsilon(t)$ u ovisnosti o parametru chirpa b

Slika 2.1. Laboratorij za femtosekundnu lasersku spektroskopiju (izvor: privatna fotografija)

Slika 2. 2. Unutrašnjost laserskog femtosekundnog pojačala Spitfire (izvor: fotografija iz PDF dokumenta Spectra Physics-a)

Slika 2. 3. Shematski prikaz izbojne komore (Izvor: H. Skenderović, doktorska disertacija)

Slika 2. 4. Eksperimentalni postav za mjerenje laserom vođenog izboja u plinovima

Slika 2. 5. Blok shema laserskog sustava

Slika 2. 6. Put zrake u Tsunami laseru u femtosekundnoj konfiguraciji (Izvor: *Tsunami, Mode-locked Ti: sapphire Laser*, User's manual, Part Number 0000-232A, Rev. D, June 2002.)

Slika 2. 7. Energetski dijagram Ti:safir kristala s 4 nivoa

Slika 2. 8. Laserski modovi u rezonatornoj šupljini

Slika 2. 9. Sinhronizacija modova u laserskoj šupljini (Izvor: T. Ban, D. Aumiler, G. Pichler, seminarski rad 'Optički korelator za mjerenje femtosekundnih pulseva')

Slika 2. 10. Shematski prikaz AO modulatora

Slika 2. 11. Prikaz pozitivno chirpanog pulsa (izvor: T. Ban, D. Aumiler, G. Pichler, seminarski rad 'Optički korelator za mjerenje femtosekundnih pulseva')

Slika 2. 12. Prikaz modulacije vlastite faze pulsa

Slika 2. 13. Kompresija pozitivno chirpanog pulsa (izvor: T. Ban, D. Aumiler, G. Pichler, seminarski rad 'Optički korelator za mjerenje femtosekundnih pulseva')

Slika 2. 14. Kompresija pomoću dvije paralelne rešetke

Slika 2. 15. Kompresija pulsa pomoću para prizmi

Slika 2. 16. Dvostruko chirpano zrcalo

Slika 2. 17. Laserska šupljina Millennia VIs J lasera

Slika 2. 18. Pojednostavljena shema slijeda procesa koji se zbivaju u laserskom

femtosekundnom pojačalu (Izvor: Priručnik 'Spitfire')

Slika 2. 19. Unutrašnjost femtosekundnog laserskog pojačala Spitfire (Izvor: Priručnik Spitfire)

Slika 2. 20. Put zrake kroz stretcher (izvor: fotografija iz PDF dokumenta Spectra Physicsa)

Slika 2. 21. Put zrake kroz rezonator regenerativnog pojačala (Izvor: fotografija iz PDF dokumenta Spectra Physics-a)

Slika 2. 22. Put zrake kroz stretcher (Izvor: fotografija iz PDF dokumenta Spectra Physics-a)

Slika 3. 1. Izlazni pulsevi: spektralni profil iz oscilatora (a) i vremenski slijed u šupljini rezonatora pojačala (b)

Slika 3. 2. Shema ekvivalentnog strujnog kruga ($U_{DC}= 0-600V$, $R'=10\ 136\ \Omega$, $R= 10\ 000\Omega$, $R_{OSC}= 1M\Omega$, $C_{OSC}= 15\ pF$)

Slika 3. 3. Fotografija laserom vođenog izboja: (a) laser prolazi kroz medij (b) laser ne prolazi kroz medij

Slika 3. 4. Tipičan signal snimljen na osciloskopu (dušik, $p= 0.93\ Torr$, $U_{DC}= 300\ V$)

Slika 3. 5. Ovisnost naponskog signala o različitim naponima između elektroda (U_{DC}) za plinove zrak (a), helij (b) i dušik (c) pri stalnom tlaku

Slika 3. 6. Ovisnost naponskog signala o različitim tlakovima za plinove zrak (a), helij (b) i dušik (c) pri stalnom $U_{DC}= 200V$

Slika 3. 7. Ovisnost U_{max} o naponu između elektroda U_{DC} za različite vrijednosti tlaka zraka

Slika 3. 8. Ovisnost U_{max} o naponu između elektroda U_{DC} za različite vrijednosti tlaka dušika

Slika 3. 9. Ovisnost U_{max} o naponu između elektroda U_{DC} za različite vrijednosti tlaka helija

Slika 3. 10. Ovisnost U_{max} o tlaku zraka (a), dušika (b) i helija (c) pri stalnoj vrijednosti U_{DC}

Slika 4. 1. Shema pojednostavljenog ekvivalentnog strujnog kruga ($U_{DC}= 0-600V$, $R_{OSC}= 20\ 136\ \Omega$, $C_{OSC}= 15\ pF$)

Slika 4. 2. Koncentracije pojedinih nosioca naboja u plazmi ($p=50\ Torr$, $N= 1.647 \cdot 10^{24}m^{-3}$) za različite početne koncentracije elektrona $n_e(0)$

Slika 4. 3. Usporedba izračunate koncentracije elektrona $n_e(t)$ s koncentracijama elektrona

izračunatim pomoću analitičkih funkcija $f(t)$, $g(t)$, $h(t)$ za tlak 50 Torr

Slika 4. 4. Koncentracije pojedinih nosioca naboja u plazmi ($p=7$ Torr, $N= 2.306 \cdot 10^{23} \text{m}^{-3}$) za različite početne koncentracije elektrona $n_e(0)$

Slika 4. 5. Usporedba izračunate koncentracije elektrona $n_e(t)$ s koncentracijama elektrona izračunatim pomoću analitičkih funkcija $f(t)$, $g(t)$, $h(t)$ za tlak 7 Torr

Slika 4. 6. Ovisnost signala o različitim koncentracijama čestica u plinu i različitim početnim koncentracijama elektrona $n_e(0)$

Slika 4. 7. Određivanje $n_e(t_{\max})$ iz najveće vrijedosti naponskog signala $U_{\max}$

Slika 4. 8. Rezultat fita eksperimentalnih rezultata na funkciju $U_{\text{OSC}}(t)$ danu relacijom (4.14.) za zrak ($p=19.55$ Torr, $U_{\text{DC}}=400\text{V}$)

Slika 4. 9. Rezultat fita eksperimentalnih rezultata na funkciju $U_{\text{OSC}}(t)$ danu relacijom (4. 14.) za dušik ($p=19.49$ Torr, $U_{\text{DC}}= 100\text{V}$)

Slika 4. 10. Rezultat fita eksperimentalnih rezultata na funkciju $U_{\text{OSC}}(t)$ danu relacijom (4. 14.) za helij ($p=1.50$ Torr, $U_{\text{DC}}= 100\text{V}$)