

Utjecaj nanosekundnih laserskih pulseva na atmosferske plazmene mlazove

Šegedin, Nikola

Master's thesis / Diplomski rad

2017

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://urn.nsk.hr/urn:nbn:hr:217:111673>

Rights / Prava: [In copyright](#) / [Zaštićeno autorskim pravom.](#)

Download date / Datum preuzimanja: **2024-04-24**



Repository / Repozitorij:

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Nikola Šegedin

UTJECAJ NANOSEKUNDNIH LASERSKIH
PULSEVA NA ATMOSFERSKE PLAZMENE
MLAZOVE

Diplomski rad

Zagreb, 2017.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ
FIZIKA; SMJER NASTAVNIČKI

Nikola Šegedin

Diplomski rad

**Utjecaj nanosekundnih laserskih
pulseva na atmosferske plazmene
mlazove**

Voditelj diplomskog rada: dr. sc. Slobodan Milošević

Suvoditelj diplomskog rada: v. pred. dr. sc. Maja Planinić

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2017.

Ovaj rad je izrađen na Institutu za fiziku u sklopu projekta
HrZZ-a broj 2753 "Laser - Cold Plasma Interactions and Diagnos-
tics" - LaCPID

Sažetak

U ovom radu je promatran spektar laserske plazme na atmosferskom zraku, u heliju i helijevom plazmenom mlazu (*jetu*) u svrhu određivanja interakcije između laserske plazme, plinske mete i helijevog *jeta*. Pritom smo laserske snopove fokusirali na navedene plinske mete te promatrali interakciju pomoću LIBS spektrometra i vremenski razlučive spektroskopije. Laserski snop energije pulsa od 63.2 mJ i frekvencije 5Hz je fokusiran na plinsku metu ispred optičkog vlakna spojenog na LIBS spektrometar i monokromator s rešetkom. LIBS spektrometar je korišten za analiziranje spektara laserske plazme u heliju i na atmosferi. Pritom su uspješno određeni i navedeni prijelazi unutar atoma i iona koji tvore lasersku plazmu. Posebno je laserski snop fokusiran na helijev *jet*, a dobivena svjetlost je analizirana preko fotomultiplikatora čiji signal je bilježen i promatran u vremenu na računalu. U daljnjim analizama smo odredili spektralni profil helijeve linije valne duljine 388.86 nm za različite pomake u vremenu integracije. Također je određena ekscitacijska temperatura elektrona za različita vremena od početka laserskog pulsa. Poznavanjem ekscitacijske temperature i Starkovog širenja odredili smo koncentraciju elektrona u volumenu interakcije. Pokazano je da prisustvo *jeta* ne utječe značajno na ekscitacijsku temperaturu elektrona i njihovu koncentraciju unutar laserske plazme, ali utječe na helijev emisijski spektar u kojem je smanjen intenzitet helijeve 388.86 linije u prisustvu *jeta*.

Effect of nanosecond laser pulses on atmospheric pressure plasma jets

Abstract

In this paper, we were examining the spectrum of laser plasmas in atmospheric air, helium gas target and helium jet while our objective was to determine interactions between laser plasmas and named targets. To do this we were focusing laser pulses on mentioned targets and observing interactions using LIBS spectrometer and method of time - resolved spectroscopy. A laser pulse of energy 63.2 mJ and repetition rate of 5 Hz was focused on the gas target in front of optical fibre that was connected to LIBS spectrometer and monochromator with the optical grating. LIBS spectrometer was used to analyse laser plasmas spectrum in helium and atmospheric gases. We were successful in determining laser plasmas spectrum and identifying atoms and ions inside the plasma. Furthermore, we were focusing laser pulses on atmospheric pressure helium plasma jet, and monitoring interactions using photomultiplier whose signal was recorded in time on the computer. In addition to this, spectral line profile of helium line 388.86 nm was observed in different time delays. By determining the width of line it was possible to calculate excitation temperature of electrons within laser plasmas. By knowing excitation temperature of electrons and Stark width we successfully calculated concentrations of electrons within laser plasmas. In our results, we showed that the presence of the jet didn't have a significant effect on excitation temperature of electrons or their concentration within laser plasma, however it does effect the helium emission spectrum by reducing the intensity of helium 388.86 nm line in the presence of helium jet.

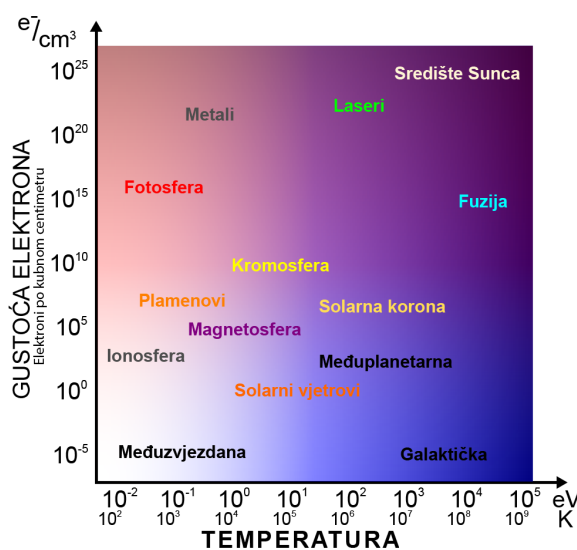
Sadržaj

1	Uvod	1
2	Teorijske osnove	3
2.1	Temperatura plazme	3
2.2	Boltzmannov graf	6
2.3	Širenje spektralnih linija	6
2.3.1	Prirodna širina linije	7
2.3.2	Dopplerovo širenje	8
2.3.3	Starkovo širenje	10
3	Eksperimentalni postav i postupci	12
3.1	LIBS spektrometar	14
3.2	Monokromator s optičkom rešetkom	16
4	Rezultati i diskusija	19
4.1	Laserska ablacija na plinskoj meti	20
4.1.1	Ablacija na atmosferi	20
4.1.2	Ablacija na heliju	22
4.2	Interakcija lasera i plazmenog mlaza	23
5	Metodički dio	36
5.1	Interaktivna istraživački usmjerena nastava fizike	36
5.1.1	Uvodni dio nastavnog sata	37
5.1.2	Središnji dio nastavnog sata	37
5.1.3	Završni dio nastavnog sata	37
5.2	Laser	38
5.2.1	Nastavna priprema	38
5.2.2	Radni listić	43
6	Zaključak	51
	Dodaci	53
A	Tablica opaženih prijelaza prilikom laserske ablacije na atmosferi	53

B	Tablica opaženih prijelaza prilikom laserske ablacije na heliju	54
	Literatura	57
7	Zahvala	59

1 Uvod

Plazma je najrasprostranjeniji oblik vidljive materije u svemiru te tvori više od 99% vidljivog svemira. Sastoji se od nezavisno gibajućih neutralnih i nabijenih čestica: elektrona i iona [1]. Plazma nastaje ionizacijom plina. Kada dovedemo dovoljno energije atomima nekog plina tada možemo izbaciti vanjske elektrone iz atoma. Ono što nastaje je pozitivno nabijeni ion i negativno nabijeni elektron - glavne sastavnice plazme. Te nabijene čestice u gibanju uzrokuju električna i magnetska polja koja utječu na ponašanje plazme kao cjeline. U prirodi se pojavljuje u obliku fenomena kao što su: solarni vjetrovi, međuzvjezdana i međugalaktička tvar, zvijezde, a u atmosferi u obliku munja [2]. Pojam plazme prvi put je spomenuo Irvin Langmuir kada je opisivao stanje ioniziranog plina [3], a karakterizirana je pomoću tri glavna parametra: temperature čestica i njihove gustoće te jakosti stacionarnog magnetskog polja. Ti parametri se mogu mijenjati u ogromnom rasponu veličina opisujući postojanje plazme u različitim uvjetima kao što prikazuje slika 1.1.



Slika 1.1: Raspon plazme u ovisnosti o temperaturi i koncentraciji elektrona

Neravnotežne plazme su karakterizirane činjenicom da su elektronske temperature znatno veće od temperature iona i neutrala. To znači da se u procesima sudara elektrona s neutralnim česticama i molekulama mogu pobuditi vibracijska i elektronski pobuđena stanja. Budući da su elektroni "zagrijani" kada prolaze kroz električna polja, ovaj mehanizam može pokrenuti endotermne kemijske procese s velikom efikasnošću. Do danas je postignut velik napredak u razumijevanju plazme, ali isto

tako postoji i niz otvorenih pitanja. Upravo su tehnološke primjene plazme jedan od osnovnih pokretača istraživanja i opravdanja za nova ulaganja. Proizvodi koje je omogućila tehnologija na bazi plazme preplavili su našu svakodnevnicu. Svi mikroelektronički elementi, izvori svjetlosti, veliki plazma zasloni, solarne ćelije, lopatice turbo motora, biokompatibilni ljudski umetci, razni tekstilni proizvodi, ili se temelje na plazmi ili se ona koristi u njihovoj proizvodnji. Danas nezaobilazni tehnološki postupci kao što je zavarivanje, eliminacija otpadnih tvari, sterilizacija medicinske opreme i umetaka, pročišćavanje zraka, i još mnogi drugi, koriste neku vrstu plazme. Fuzija, jedno od mogućih energetske rješenja za budućnost čovječanstva, temelji se na tehnološkom dostignuću stvaranja i kontrole guste i vruće plazme kakva postoji samo u zvijezdama [1].

Plazmu je moguće stvoriti bombardiranjem materije (krutine ili plinovi/tekućine) česticama koje mogu biti fotoni ili najčešće elektroni ili protoni. U prvom slučaju govorimo o laserskim, a u drugom o izbojnim plazmama. Obje vrste plazmi se proučavaju više godina u laboratoriju na Institutu za fiziku u Zagrebu. Stvaranje laserske plazme osnova je za spektroskopsku metodu LIBS (eng. *Light Induced Breakdown Spectroscopy*) kojom se može doznati od kojih se elemenata (atoma i/ili iona) sastoji meta (krutina, tekućina ili plin). Koristeći nanosekundne laserske pulseve stvara se plazma koja je u početku vruća, ali brzo trne u vremenu (nekoliko desetaka milisekunda). Izbojne hladne atmosferske plazme koje se proučavaju zadnjih godina u laboratoriju nastaju primjenom izmjeničnih napona (nekoliko kilovolta) frekvencije od nekoliko desetaka kiloherca [4]. U ovom radu primijenili smo LIBS metodu na detekciju sastavnica (iona i atoma) plazmenih mlazova hladne plazme, i to posebno na konfiguraciju plazmi koje koriste štit (eng. *shield*) dodatnog plina argona oko jezgre koja čini plazmeni mlaz helija.

2 Teorijske osnove

2.1 Temperatura plazme

Čestice plina u termalnoj ravnoteži imaju brzine raspoređene u svim smjerovima, a najvjerojatnija brzina je ona koja je određena Maxwell - Boltzmannovom distribucijom. Radi jednostavnosti zamislimo plin u kojem se čestice gibaju samo u jednom smjeru. Ova pretpostavka se može ispuniti ukoliko imamo jako magnetsko polje koje ograničava gibanje elektrona samo duž linija polja. Maxwell - Boltzmannova distribucija u jednoj dimenziji glasi

$$f(v_x) = A e^{-\frac{\frac{1}{2}mv_x^2}{k_B T}} \quad (2.1)$$

gdje je $f(v_x)dv_x$ broj čestica koje se nalaze u m^3 s brzinom između v_x i $v_x + dv_x$, $\frac{1}{2}mv_x^2$ je kinetička energija, i k_B je Boltzmannova konstanta,

$$k_B = 1.38 * 10^{-23} J/K$$

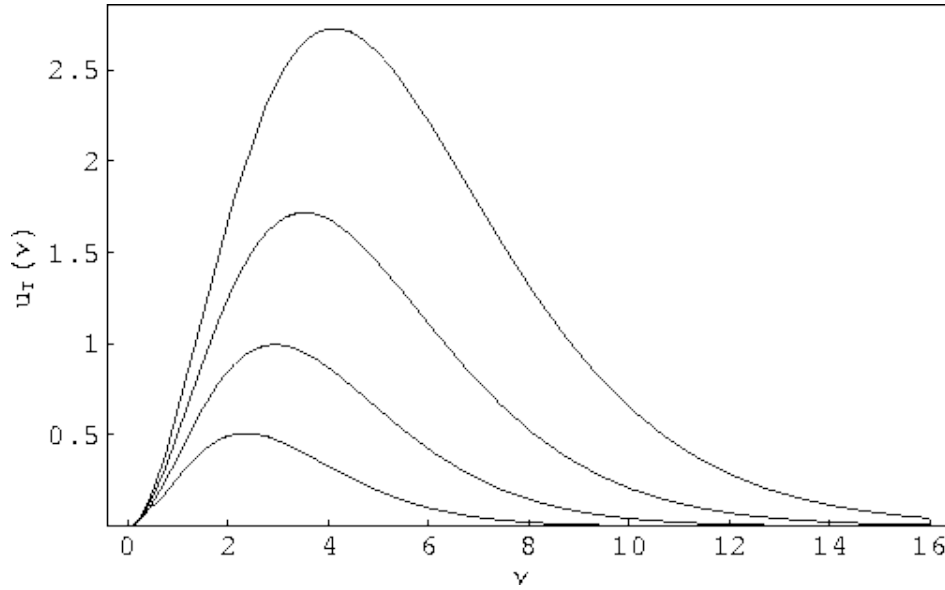
Gustoća n , ili broj čestica po m^3 je dana s:

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} f(v) dv \quad (2.2)$$

Konstanta A u jednadžbi 2.1 je povezana s gustoćom stanja n

$$A = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.3)$$

Na slici 2.1 je prikazana Maxwell - Boltzmannova distribucija brzina čestica plina.



Slika 2.1: Maxwellova raspodjela brzina čestica u termičkoj ravnoteži

Širina ove raspodjele je određena konstantom T , koju zovemo temperatura. Da bi odredili točno značenje temperature T možemo odrediti prosječnu kinetičku energiju čestica koje se ponašaju po ovoj distribuciji (Slika 2.1):

$$\bar{E} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} m v_x^2 f(v_x) dv_x}{\int_{-\infty}^{\infty} f(v_x) dv_x} \quad (2.4)$$

Definiramo

$$v_{th} = \left(\frac{2k_B T}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ i } y = v/v_{th} \quad (2.5)$$

te možemo napisati jednadžbu 2.1 kao

$$f(v) = A e^{-\frac{v^2}{v_{th}^2}} \quad (2.6)$$

i jednadžbu 2.4 kao

$$\bar{E} = \frac{\frac{1}{2} A m v_{th}^3 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-y^2} y^2 dy}{A v_{th} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-y^2} dy}. \quad (2.7)$$

Ukoliko brojnik integriramo parcijalno:

$$\int_{-\infty}^{\infty} y e^{-y^2} y dy = \left[-\frac{1}{2} e^{-y^2} y \right]_{-\infty}^{\infty} - \int_{-\infty}^{\infty} \left(-\frac{1}{2} e^{-y^2} \right) dy = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-y^2} dy \quad (2.8)$$

Poništavanjem integrala dolazimo do:

$$\bar{E} = \frac{\frac{1}{4}mAv_{th}^3}{Av_{th}^3} = \frac{1}{4}mv_{th}^2 = \frac{1}{2}k_B T. \quad (2.9)$$

Prosječna kinetička energija jedne čestice koja se giba u jednoj dimenziji je $\frac{1}{2}k_B T$. Ovaj postupak lako možemo proširiti na tri dimenzije. Maxwell - Boltzmannova raspodjela je tada:

$$f(v_x, v_y, v_z) = A_3 e^{\frac{-\frac{1}{2}m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{k_B T}}, \quad A_3 = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (2.10)$$

Sličnim postupkom kao i prije tražimo srednju energiju čestice koja se može gibati u tri dimenzije:

$$\bar{E} = \frac{\int \int \int_{-\infty}^{\infty} A_3 \frac{1}{2}m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) * e^{\frac{-\frac{1}{2}m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{k_B T}} dv_x dv_y dv_z}{\int \int \int_{-\infty}^{\infty} A_3 e^{\frac{-\frac{1}{2}m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{k_B T}} dv_x dv_y dv_z} \quad (2.11)$$

Primjećujemo da je ovaj izraz simetričan u v_x, v_y, v_z budući da je Maxwelllova distribucija izotropna. Kao posljedica izotropnosti u brojniku jednadžbe 2.11 sva tri člana brzine su jednaka, te je potrebno samo odrediti jedan i pomnožiti s tri. Koristeći prijašnji rezultat za energiju čestice u jednoj dimeziji te množeći ga s tri dolazimo do:

$$\bar{E} = \frac{3}{2}k_B T \quad (2.12)$$

Općenito, možemo reći da je prosječna energija čestice jednaka $\frac{1}{2}k_B T$ po stupnju slobode. Budući da su temperatura i prosječna energija čestice linearno povezane veličine, uobičajeno je da se temperatura izražava u jedinicama energije. Da bi izbjegli zabune vezane uz stupnjeve slobode, kada se priča o energiji u pogledu temperature ne misli se na $\bar{E}$ (prosječna energija) nego na energiju povezanu s $k_B T$. Vrijedi da je $1\text{eV}=11\,600\text{ K}$. Zanimljivo je da plazma može imati nekoliko različitih temperatura u isto vrijeme. Često elektroni i ioni koji tvore plazmu imaju dvije različite Maxwelllove distribucije s različitim temperaturama. Elektroni i ioni mogu biti u termalnoj ravnoteži, ali plazma kao cjelina možda neće trajati dovoljno dugo da se te elektronske i ionske temperature izjednače. [5].

2.2 Boltzmannov graf

Boltzmann graf je jednostavna i često korištena metoda u spektroskopskim mjerenjima, posebno za određivanje temperature plazme. Ako pretpostavimo da postoji lokalna termodinamička ravnoteža unutar plazme, onda možemo povezati ukupan broj atoma unutar plazme N s brojem atoma u pobuđenom stanju N_n preko izraza [6]:

$$N_n = N_0 \frac{g_n A_n}{Z(T)} e^{\left(\frac{-E_n}{k_B T}\right)} \quad (2.13)$$

gdje je g_n statistička težina stanja s energijom E_n , A_n je vjerojatnost prijelaza u niže stanje koje nas zanima, a $Z(T)$ je particijska funkcija koja ima oblik:

$$Z(T) = \sum_m g_m e^{\left(\frac{-E_m}{k_B T}\right)}. \quad (2.14)$$

Pretpostavka lokalne termodinamičke ravnoteže je ispunjena ukoliko pobuđena stanja dominantno nastaju kroz sudare s elektronima. Kada atom prelazi iz višeg pobuđenog stanja n u niže stanje m , intenzitet nastalog zračenja možemo napisati kao [7]:

$$I_{n,m} = \frac{hc}{4\pi\lambda} A_{n,m} N_N. \quad (2.15)$$

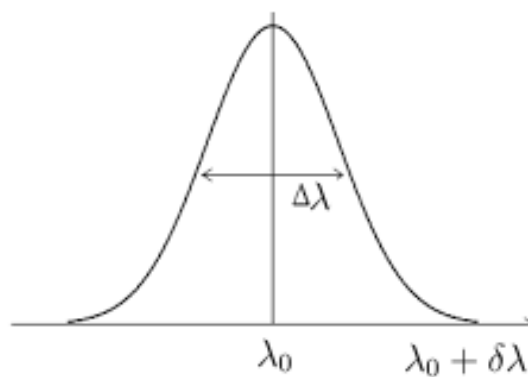
Kombiniranjem jednadžbi 2.13 i 2.15 te logaritmiranjem konačnog izraza dolazimo do:

$$\ln \left(\frac{I\lambda}{A_{n,m} g_{n,m}} \right) = -\frac{E_n}{k_B T} + \text{konstanta} \quad (2.16)$$

Ukoliko na y os koordinatnog sustava stavimo $\ln \left(\frac{I\lambda}{A_{n,m} g_{n,m}} \right)$, a na x os E_n , rezultirajući graf će imati oblik pravca. Iz nagiba dobivenog pravca lako možemo odrediti temperaturu elektrona unutar plazme.

2.3 Širenje spektralnih linija

Svaka spektralna linija ima svoj profil. Ona nije određena samo jednom valnom duljinom već se unutar njenog profila nalazi čitav niz valnih duljina od λ_0 sve do $\lambda_0 \pm \delta\lambda$. Spektralni intenzitet linije ima maksimum u centru linije gdje je $\lambda = \lambda_0$, a opada s odmicanjem od centra linije što zovemo krila linije.



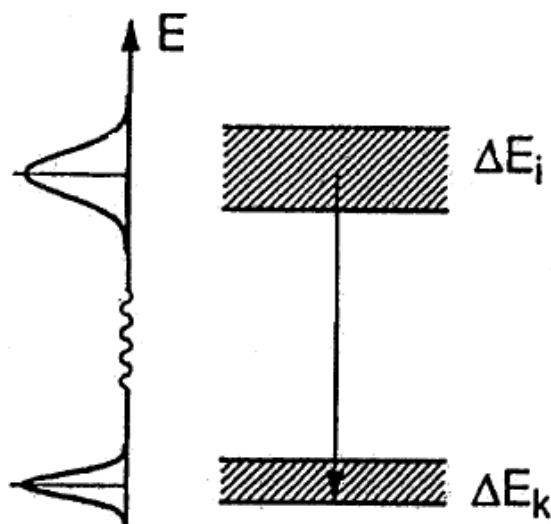
Slika 2.2: Prikaz spektralnog profila linije

Jedna od najvažnijih karakteristika spektralnog profila je *FWHM* (eng. *Full Width at Half Maximum*) ili puna širina linije na pola maksimuma. Na slici 2.2 poluširina linije je označena s $\Delta\lambda$. Širina linije je posljedica nekoliko mehanizama koje ćemo spomenuti i ovom poglavlju.

2.3.1 Prirodna širina linije

Kvantno mehanički prirodna širina linije je posljedica konačnosti širina energetskih nivoa. Heisenbergova načela neodređenosti kažu da za energetski nivo energije E i vremena života τ vrijedi:

$$\Delta E \Delta \tau \geq \frac{h}{4\pi} \quad (2.17)$$



Slika 2.3: Prikaz širine energetske stanja atoma koja je posljedica Heisenbergove relacije neodređenosti [8]

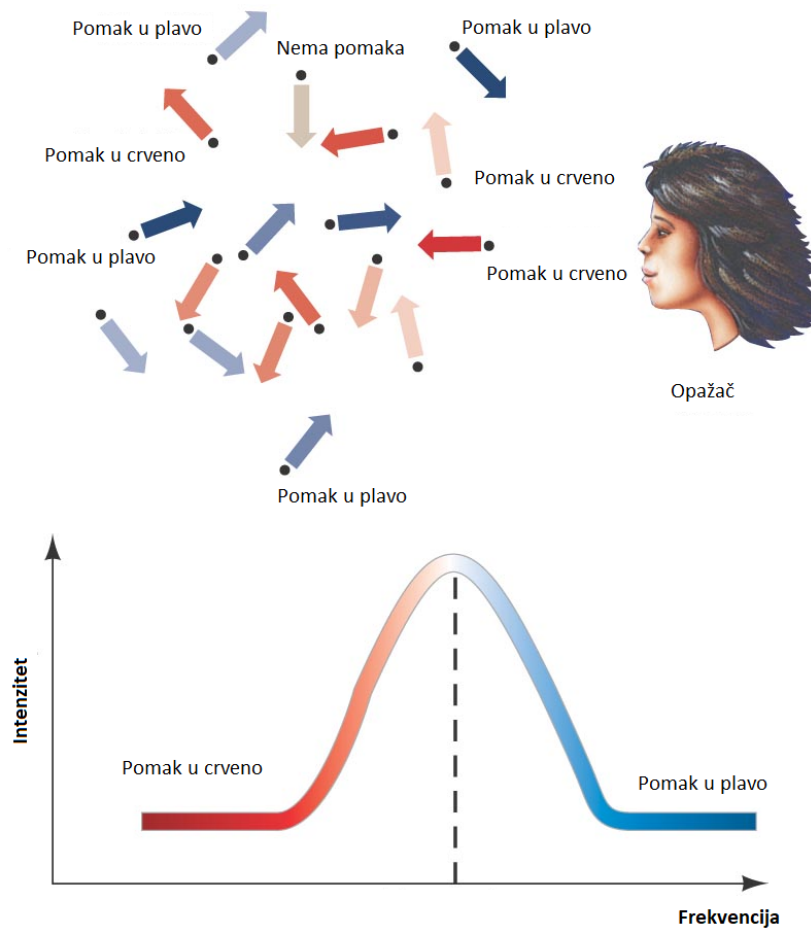
Iz jednadžbe 2.17 se lako dobije da je prirodna širina linije jednaka:

$$\Delta\omega = \frac{1}{\tau_i} - \frac{1}{\tau_k} \left[\frac{rad}{s} \right] \quad (2.18)$$

Gdje su τ_i i τ_k vremena života energetske stanja u sekundama, $\Delta\omega$ kružna frekvencija koja odgovara prirodnoj širini linije izražena u radijanima po sekundi. [8]. Prirodna širina helijeve 388.86 nm linije iznosi 6.47 fm

2.3.2 Dopplerovo širenje

Dopplerovo širenje je posljedica Dopplerovog efekta u kojem opažatelj mjeri različite valne duljine ovisno o relativnom gibanju emitira. Ovo širenje je posljedica termalnog gibanja atoma emitira prema jednadžbi 2.12.



Slika 2.4: Prikaz Dopplerovog širenja ovisno o smjeru gibanja atoma emitira

Ukoliko se atom emiter giba prema opažaču tada će on mjeriti valnu duljinu koja je manja od stvarne te kažemo da je valna duljina pomaknuta u plavo. Ako se pak atom emiter giba od opažača tada on mjeri veću valnu duljinu te je rezultirajući pomak u crveno. Pojmovi "pomak u plavo" (eng. *blueshift*) i "pomak u crveno" (eng. *redshift*) se ne bi trebali doslovno shvatiti budući da vrijede samo za vidljivi dio spektra. Puno bolji pojam je pomak prema manjim valnim duljinama i pomak prema većim valnim duljinama. U laboratoriju opažatelj mjeri čitav niz pomaka koji su posljedica različitih brzina atoma po iznosu i smjeru te to doprinosi proširenosti linije. Širina linije uzrokovana Dopplerovim efektom se može izračunati kao:

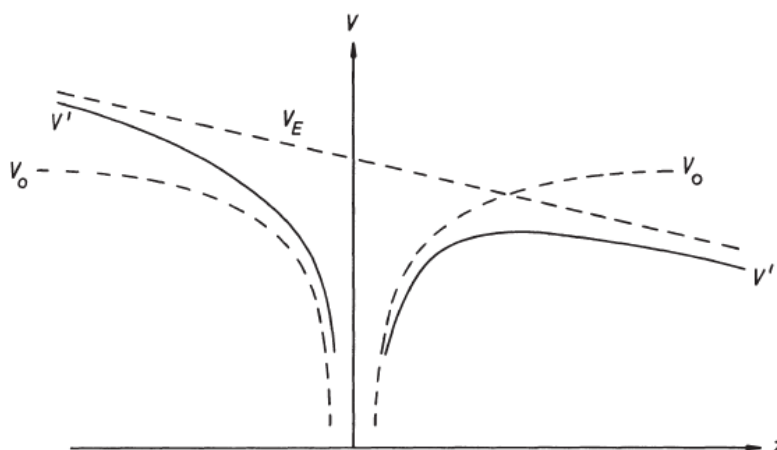
$$\Delta\lambda = 7.16 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{M}} \text{ [nm]} \quad (2.19)$$

Gdje je $\Delta\lambda$ iznos širine uzrokovane Dopplerovim širenjem, λ_0 je valna duljina koja odgovara maksimumu raspodjele, T je temperatura u Kelvinima, a M je molarna masa emitira [8]. Dopplerovo širenje za helijevu 388.86 nm liniju na sobnoj temperaturi

iznosi $75pm$.

2.3.3 Starkovo širenje

Efekt Starkovog širenja je najznačajniji mehanizam širenja spektralnih linija u plazmi. Atom emitter u blizini nabijene čestice je perturbiran njenim električnim poljem, a interakcije između atoma i nabijene čestice su opisane Starkovim efektom. Širenje linije usred djelovanja električnog polja je iz ovog razloga nazvano Starkovim širenjem. U atomu vodika i njemu sličnih iona dominantan je linearan Starkov efekt u kojem je razdvajanje energetske nivoa razmjerno jačini vanjskog električnog polja. Tada dolazi do degeneracije nivoa s istim n , a različitim l . Gdje je n glavni kvantni broj, a l orbitalni kvantni broj. Te energetske razine imaju istu energiju, ne računajući finu strukturu, a prisutnost električnog polja uklanja tu degeneraciju te dolazi do Starkovog efekta prvog reda (linearan Starkov efekt) [9]. Kod ostalih atoma dominira kvadratični Starkov efekt u kojem je razdvajanje energetske nivoa proporcionalno kvadratu vanjskog električnog polja. Zbog kvadratičnog Starkova efekta dolazi do uklanjanja degeneracije kada nivoe promatramo u drugom redu računa smetnje [9]. Starkov efekt uzrokuje i širenje i pomicanje linija, s time da je kod linearnog Starkovog efekta pomicanje linija neznatno.



Slika 2.5: Distorzija centralnog potencijala V_0 uvođenjem vanjskog električnog polja potencijala V_E (crtkano) Puna krivulja predstavlja rezultatni asimetrični potencijal V' [8].

Slika 2.5 fizikalno ilustrira perturbaciju. Vanjsko električno polje povezano s potencijalom V_E je superponirano na simetričan potencijal V_0 te daje rezultatno polje

V' koje je asimetrično u z smjeru. Širina linije uzrokovana Starkovim širenjem je pogodna za određivanja koncentracije elektrona unutar plazme po relaciji:

$$w_{stark} = w_e(T)n_e + a_{ion}(T)n_e^{\frac{5}{4}} - b_{ion}(T)n_e^{\frac{17}{12}}. \quad (2.20)$$

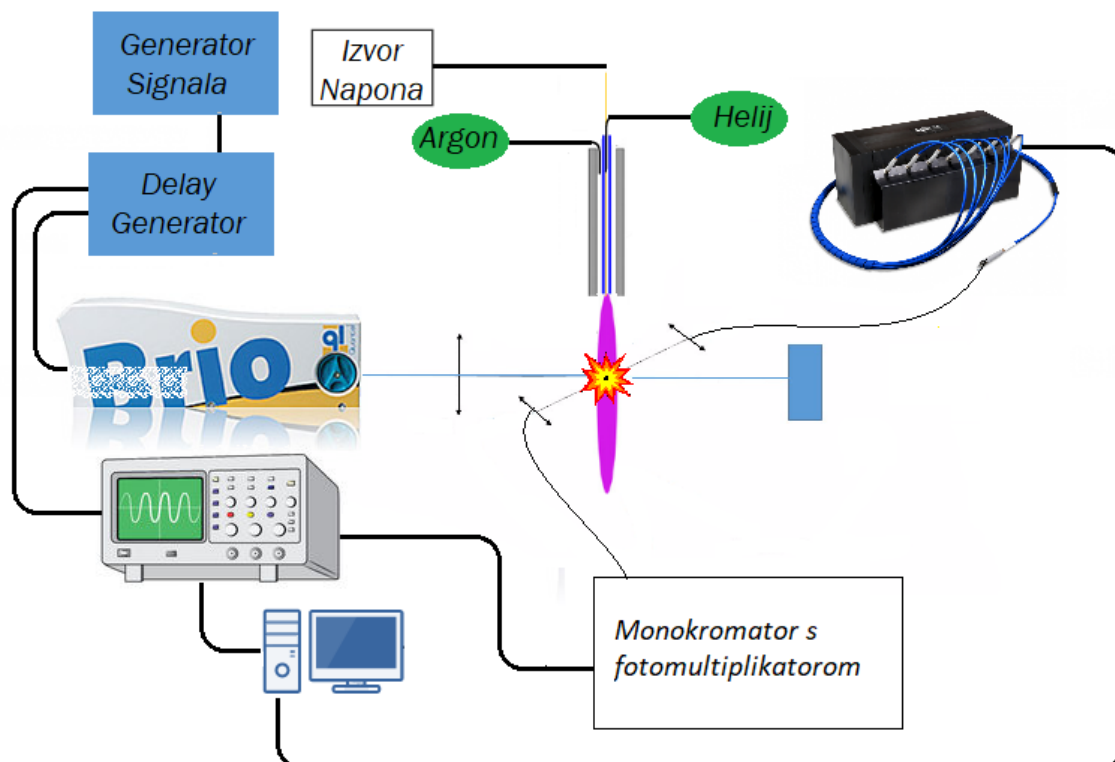
sa

$$a_{ion}(T) = 1.75\alpha(T)w_e(T) \quad \text{ i } \quad b_{ion}(T) = a_{ion}(T)\frac{3 \cdot 6^{\frac{1}{3}}\pi^{\frac{1}{6}}}{4}\sqrt{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 k_B T}}. \quad (2.21)$$

gdje je w_{stark} širina linije uzrokovana Starkovim širnjem, n_e je koncentracija elektrona, α_{ion} i b_{ion} su ionski parametri koji doprinose Starkovom širenju [6].

3 Eksperimentalni postav i postupci

Eksperimentalni postav možemo podijeliti u tri cjeline. Prvu cjelinu čine izvor snopa helija odnosno helijeve plinske izbojne plazme. Drugu cjelinu čine laser s lećom za postizanje laserske plazme, a treću čine uređaji za kontrolu sinkronizacije vremenskih pulseva i spektroskopska opažanja. Shema eksperimentalnog postava je prikazana na slici 3.1



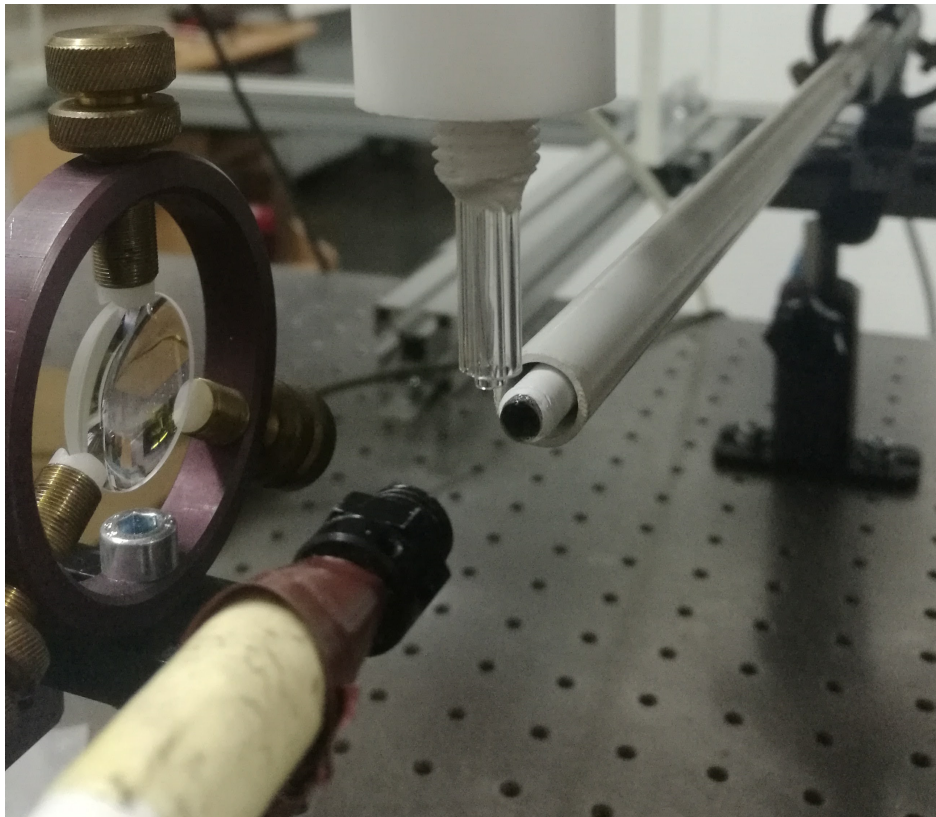
Slika 3.1: Prikaz eksperimentalnog postava

Na slici 3.2 se nalazi shematski prikaz *jeta*. Sastoji se od koaksijalnih cjevčica priključenih na odvojene dovode helija i argona. Vanjski promjer šire cijevi je $d_1 = 7mm$, a unutrašnji promjer je $d_2 = 5.05mm$. Unutarnja cijev ima dimenzije $d_1 = 3.55mm$ i $d_2 = 2.1mm$. Navedeni dijelovi su uloženi u teflonsko kućište. U unutrašnjoj cijevi se nalazi bakrena elektroda promjera $100\mu m$ koja je spojena na izvor visokog napona. Pomoću visokog napona dolazi do ionizacije helija u unutrašnjoj cijevi, dok se kroz vanjsku cijev ispušta argon kao zaštitni plin.



Slika 3.2: Ekperimentalan postav plazmenog mlaza

Protok helija i argona kroz staklene cijevi kontrolirali smo pomoću kontrolera protoka (eng. *Mass Flow Controller*) Alicat Scientific povezanoga na računalu. U svrhu nastajanja plazmenog mlaza koristili smo visokonaponski izvor približno sinusnog signala amplitude 4.68 kV i frekvencije $f=30.6$ kHz (Slika 4.1). Napon smo mjerili pomoću visokonaponske sonde Tektronix P6015A, a signal smo promatrali na osciloskopu Hameg HM1508-2. *Delay* generator Stanford Research system Model DG645 je korišten kao *trigger* za osciloskop. U našim mjerenjima smo koristili laser Quantel Brio Q-switch Nd: YAG valne duljine $\lambda=1064$ nm i energije pulsa $E = 63.2$ mJ, frekvencije $f = 5$ Hz. Laserski puls je fokusiran pomoću leće s antirefleksivnim premazom žarišne udaljenosti 5 cm. Pomoću generatora signala smo kontrolirali laserski sistem. Flash lampa je radila na frekvenciji od 20 Hz, a Q-switch na 5 Hz. Postavke za laserski sistem su jednake kod svih mjerenja. Za spektroskopska mjerenja smo koristili Ocean Optics LIBS 2000+ spektrometar te monokromator s rešetkom LOMO MDR 23. Na izlaz monokromatora je spojen fotomultiplikator Hamamatsu R2949 na kojem smo detektirali izlazni svjetlosni signal na danoj valnoj duljini. Signale s LIBS spektrometra i monokromatora (preko fotomultiplikatora) smo promatrali i spremali na računalu. Laserski snop fokusiran je u volumen koji definira protok helija cca 5 mm ispod kapilare (unutrašnje cjevčice plazmenog mlaza). Sustav optičkih translatora korišten je kako bi ostvarili precizno preklapanje snopova laserske plazme i *jeta*. Volumen definiran sjecištem laserskog snopa i plazmenog mlaza promatran je pomoću svjetlovoda koji je postavljen tako da što veći dio emitirane svjetlosti iz plazme pada na svjetlovod koji je vodi dalje do spektrometra. Slika dijela eksperimentalnog postava je prikazana na slici 3.3.



Slika 3.3: Slika sjecišta laserskog snopa i snopa helijeve plazme

U prvom dijelu mjerenja promatrali smo lasersku ablaciju na zraku i heliju. Kako bi to ostvarili fokusirali smo laserski puls ispod unutrašnje kapilare. Mijenjali smo protok helija od 2 slpm do 5 slpm te smo promatrali razlike u spektrima. Kada smo promatrali ablaciju na atmosferi zaustavili smo protok helija te smo pripadni spektar snimili LIBS spektroskopom. U oba slučaja laserski puls je fokusiran tako da otvor na optičkom vlaknu LIBS spektrometra pokriva maksimalan volumen nastale plazme.

U drugom dijelu mjerenja promatrali smo dobiveni spektar u vremenu pomoću monokromatora. Laserskim pulsevima smo gađali područje u kojem smo mijenjali protoke helija i argona, sa i bez plazmenog mlaza. Područje od 385 - 397 nm je bilo od posebnog interesa. Naime, u navedenom području možemo snimiti liniju 388.64 nm koja odgovara prijelazu helija iz višeg stanja u metastabilno stanje ($^3P_1^0 \rightarrow ^3S_1$).

3.1 LIBS spektrometar

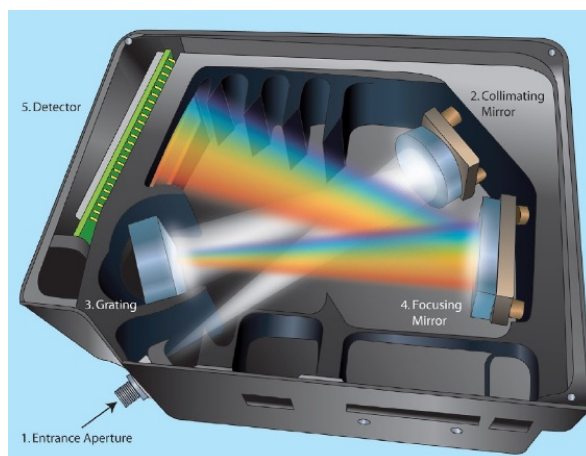
Za snimanje spektra laserske plazme na atmosferi i u heliju korišten je spektrometar Ocean Optics HR 2000+ LIBS čiji je jedan modul prikazan na slici 3.4. Ukupno smo koristili sedam modula za određivanje optičkog spektra laserske plazme. Svaki od na-

vedenih modula pokriva određeni dio spektra. Kada ih sinkroniziramo u mogućnosti smo mjeriti spektar valnih duljina od 200 nm do 1000 nm. Spektralno razlučivanje je 0.1 nm, a vrijeme integracije podešeno na 600 ms.



Slika 3.4: Jedan modul spektrometra Ocean Optics HR2000+ [10]

Na slici 3.5 se nalazi shematski prikaz rada jednog modula. Optičko vlakno koje gleda na plazmu je spojeno na ulaz spektrometra (1). To vlakno se sastoji od sedam manjih vlakna te je svako povezano s drugim modulom kako bi mogli mjeriti valnu duljinu u različitim područjima spektra. Na ulazu u vlakno se nalazi leća 74-UV promjera 5mm i žarišne duljine 10mm i propusnosti u području od 200nm do 2000nm [3]. Takva leća nam omogućava ravnomjerno prikupljanje svjetlosti iz određenog prostornog kuta, ali i ravnomjernu osvjetljenost svih sedam optičkih vlakana. Svjetlost nakon toga dolazi na kolimatorsko zrcalo (2) koje fokusira svjetlost na difrakcijsku rešetku (3). Na difrakcijskoj rešetci svjetlost se razlaže na valne duljine, te se pomoću drugog zrcala (4) fokusira na CCD detektor. Izlazni signal promatramo na računalu [3]. Spektri se mjere usrednjeni u vremenu s vremenskom rezolucijom od 600 ms.



Slika 3.5: Prikaz rada Ocean Optics 2000+ spektrometra [10]

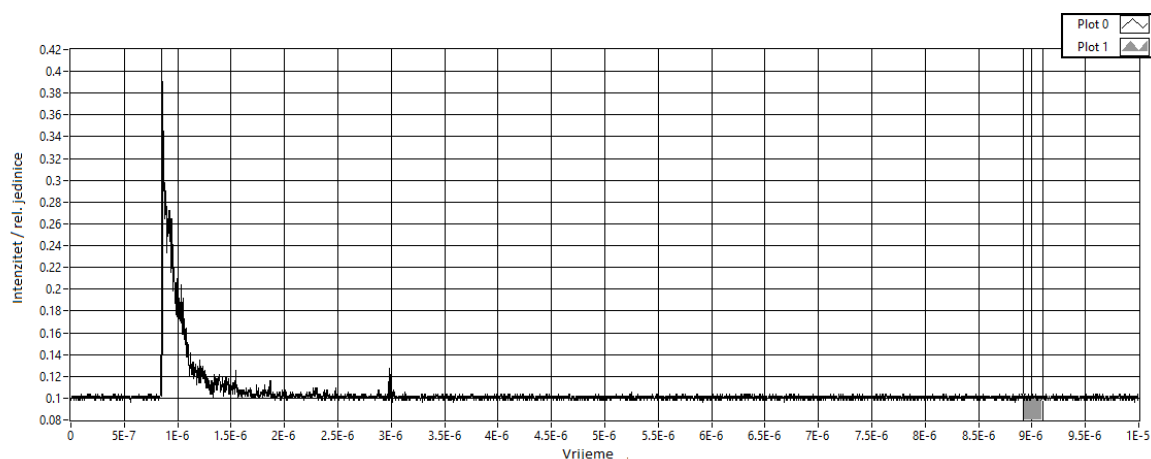
3.2 Monokromator s optičkom rešetkom

U svrhu ostvarivanja vremenski razlučive spektroskopije koristili smo monokromator LOMO MDR 23 (0.6 m dužine) s rezolucijom od 0.2 nm koji je prikazan na slici 3.6. Unutar monokromatora se nalaze dva konkavna zrcala te pomična rešetka s 1200 zareza/mm. Pomoću optičkih vlakna doveli smo svjetlost emitiranu iz promatrane plazme do monokromatora.



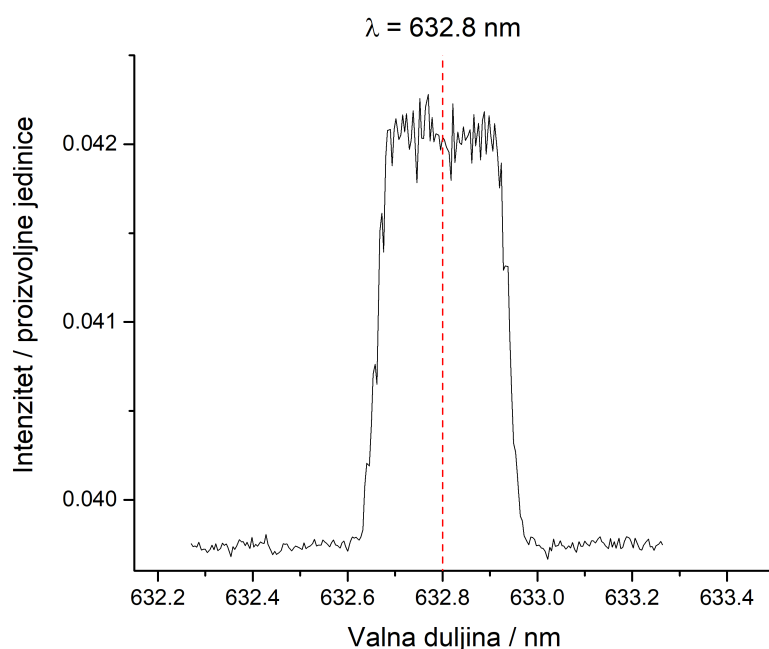
Slika 3.6: Slika monokromatora LOMO MDR 23

Kao detektor svjetlosti koristili smo fotomultiplikator Hamamatsu R2949. Fotomultiplikator je spojen na osciloskop kojeg smo povezali s računalom kako bi promatrali dobiveni signal. Prikaz jednog takvog signala se nalazi na slici 3.7. Vremensko razlučivanje na danoj valnoj duljini odabire se računalnom integracijom. Realno, uz skalu osciloskopa $1\mu s$ zadovoljavajuće razlučivanje je 100 ns.



Slika 3.7: Prikaz signala s fotomultiplikatora na računalo

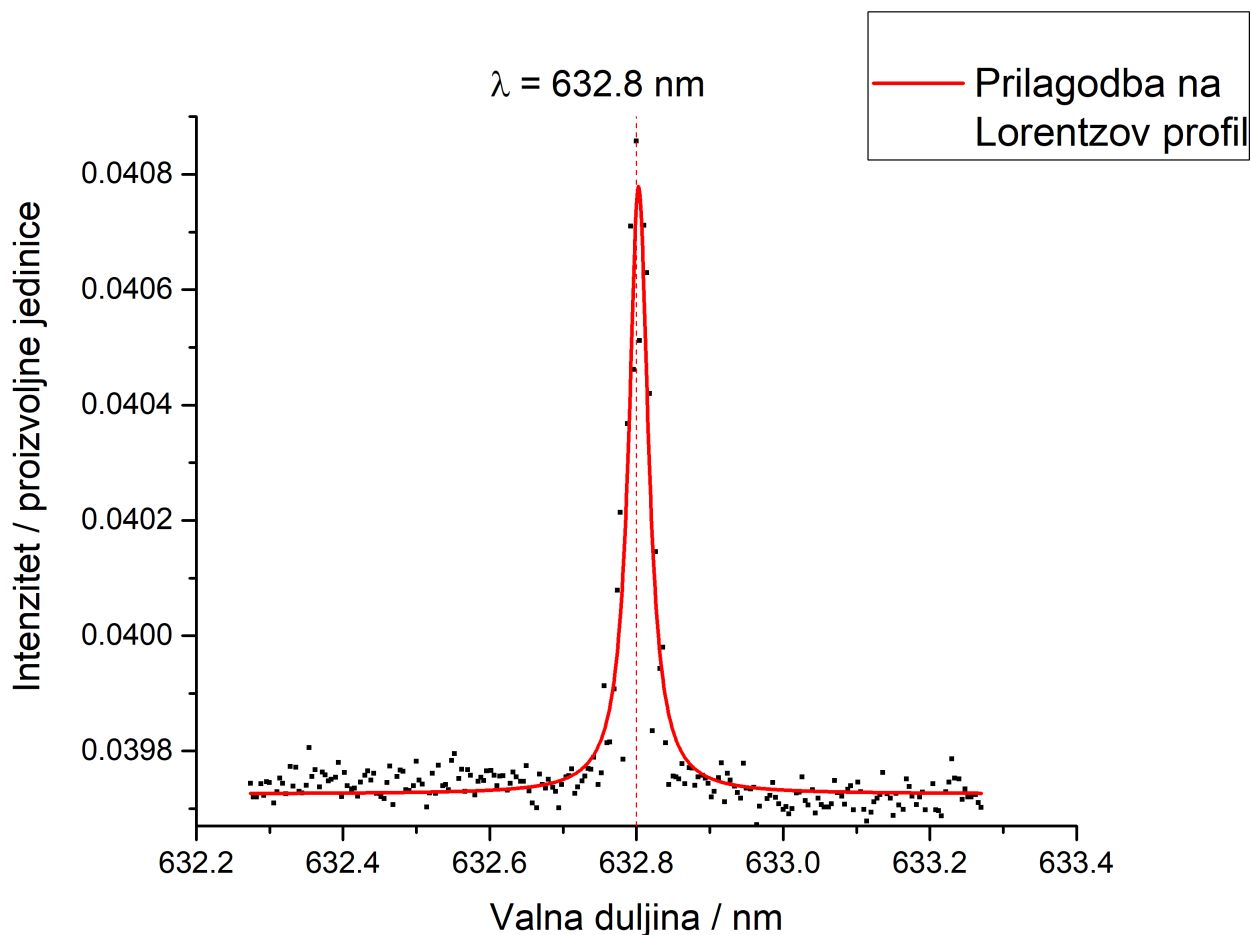
Također smo odredili spektralni profil monokromatora. U tu svrhu smo preko optičkog vlakna doveli snop svjetlosti točno određene valne duljine koristeći HeNe laser. Valna duljina HeNe lasera iznosi $\lambda = 632.8$ nm, a poluširina je toliko mala da je ona praktički delta funkcija za monokromator. Instrumentalni profil je odgovor monokromatora kada skeniramo liniju koja je puno uža od samog profila tj. linija je nerazlučiva.



Slika 3.8: Instrumentalni profil monokromatora za širine pukotina 30/200 μm

Na slici 3.8 možemo vidjeti kako izgleda instrumentalni profil monokromatora trapeznog oblika. Ulazna pukotina je ona gdje se spaja optičko vlakno na mono-

kromator te iznosi $30\text{ }\mu\text{m}$, a izlazna pukotina je ona kroz koju svjetlost prolazi do fotomultiplikatora te iznosi $200\text{ }\mu\text{m}$. Informaciju o profilu određujemo tako da izmjerimo punu širinu profila na pola maksimum (FWHM). U našem slučaju $\text{FWHM} = 0.284\text{ nm}$. Ovaj profil je neizbježan kod svih monokromatora ili spektroskopa. Mijenjanjem širina ulazne i izlazne pukotine možemo smanjiti utjecaj instrumentalnoga profila kao što prikazuje slika 3.9.

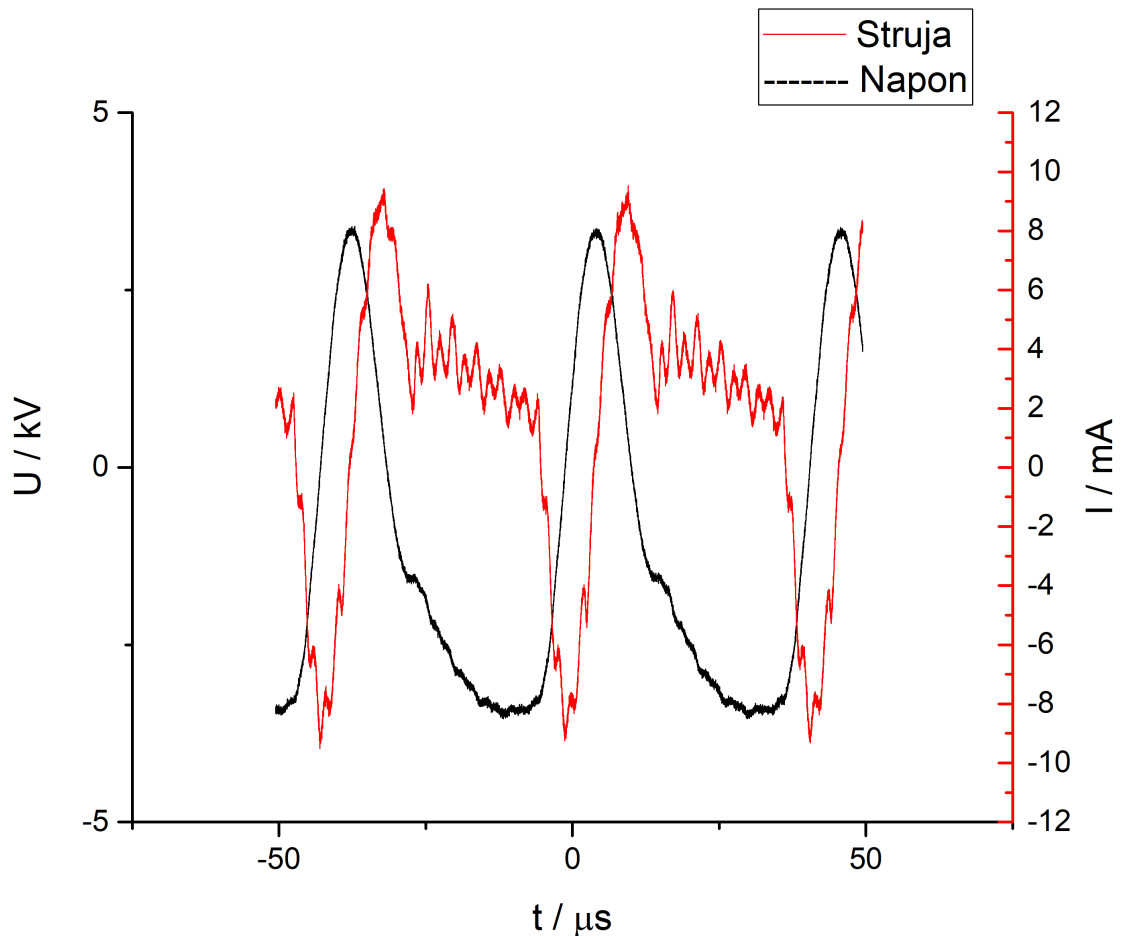


Slika 3.9: Instrumentalni profil monokromatora za širine pukotina $30/30\text{ }\mu\text{m}$

Možemo primijetiti da je na slici 3.9 instrumentalni profil manji u odnosu na prijašnji slučaj (slika 3.8). Sada je $\text{FWHM} = 0.032\text{ nm}$ te možemo u potpunosti razaznati liniju HeNe lasera (632.8 nm). Sva naša mjerenja su odrađena s instrumentalnim profilom od 0.284 nm , kako bi prikupili više svjetlosnog signala.

4 Rezultati i diskusija

Za karakterizaciju plazmenog mlaza (*jeta*) odredili smo struju i napon kao što prikazuje slika 4.1. Za određivanje struje i napona *jeta* koristili smo visokonaponsku sondu Tektronix P6015A i strujnu sondu Pearson Current Monitor. Signali su bilježeni na osciloskopu (Picoscope). Na slici možemo vidjeti napon i struju kako se mijenjaju u vremenu.



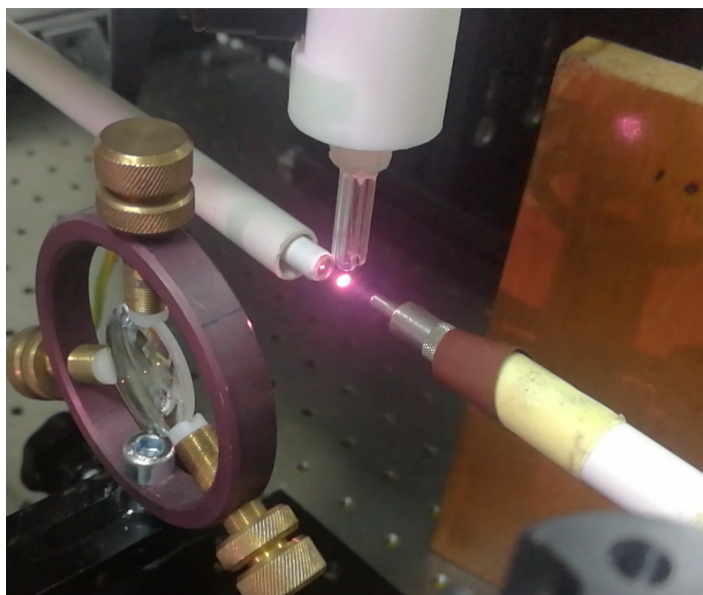
Slika 4.1: Valna forma struje i napona plazmenog mlaza

Napon na *jetu* je periodičan frekvencije 25kHz i maksimalne amplitude od 3,39 kV. U naponskom i strujnom signalu se primjećuju tragovi viših harmonika kao što je diskutirano u referenci [4]. Maksimalna struja *jeta* je 9,41 mA.

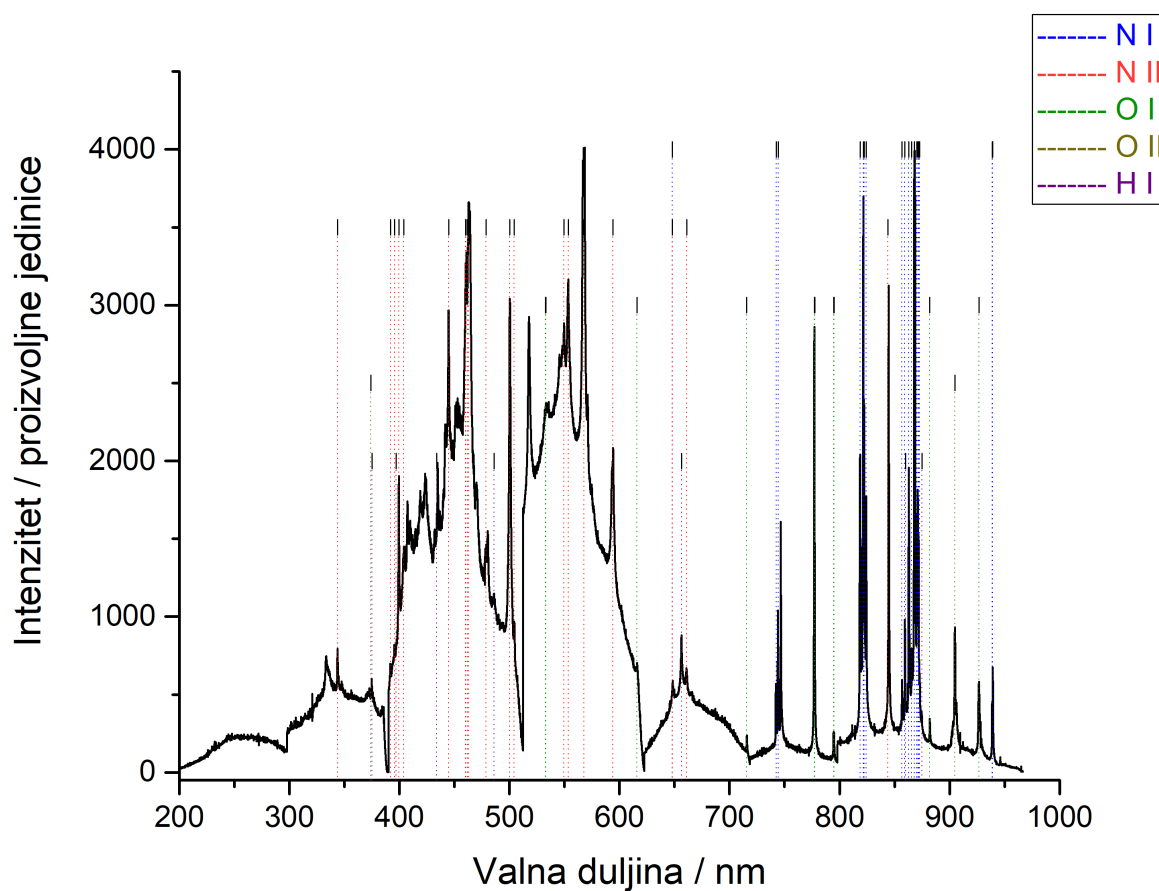
4.1 Laserska ablacija na plinskoj meti

4.1.1 Ablacija na atmosferi

Na slici 4.2 možemo vidjeti nastalu lasersku plazmu na atmosferi, a na slici 4.3 spektar te plazme snimljen LIBS spektroskopom s 200ms integracijom i 10 usrednjavanja. Eksperiment je izvršen tako da je laserski snop fokusiran lećom žarišne udaljenosti od 5cm u jednu točku na atmosferi točno ispred ulaza u optičko vlakno koje je spojeno na LIBS spektrometar. Tako je dobiven volumen plazme u obliku valjka visine cca 3mm i promjera baze cca 2mm. Također, možemo vidjeti da je spektar podjeljen u sedam dijelova što odgovara spektrima različitih modula LIBS spektrometra.



Slika 4.2: Prikaz nastale laserske plazme na atmosferi

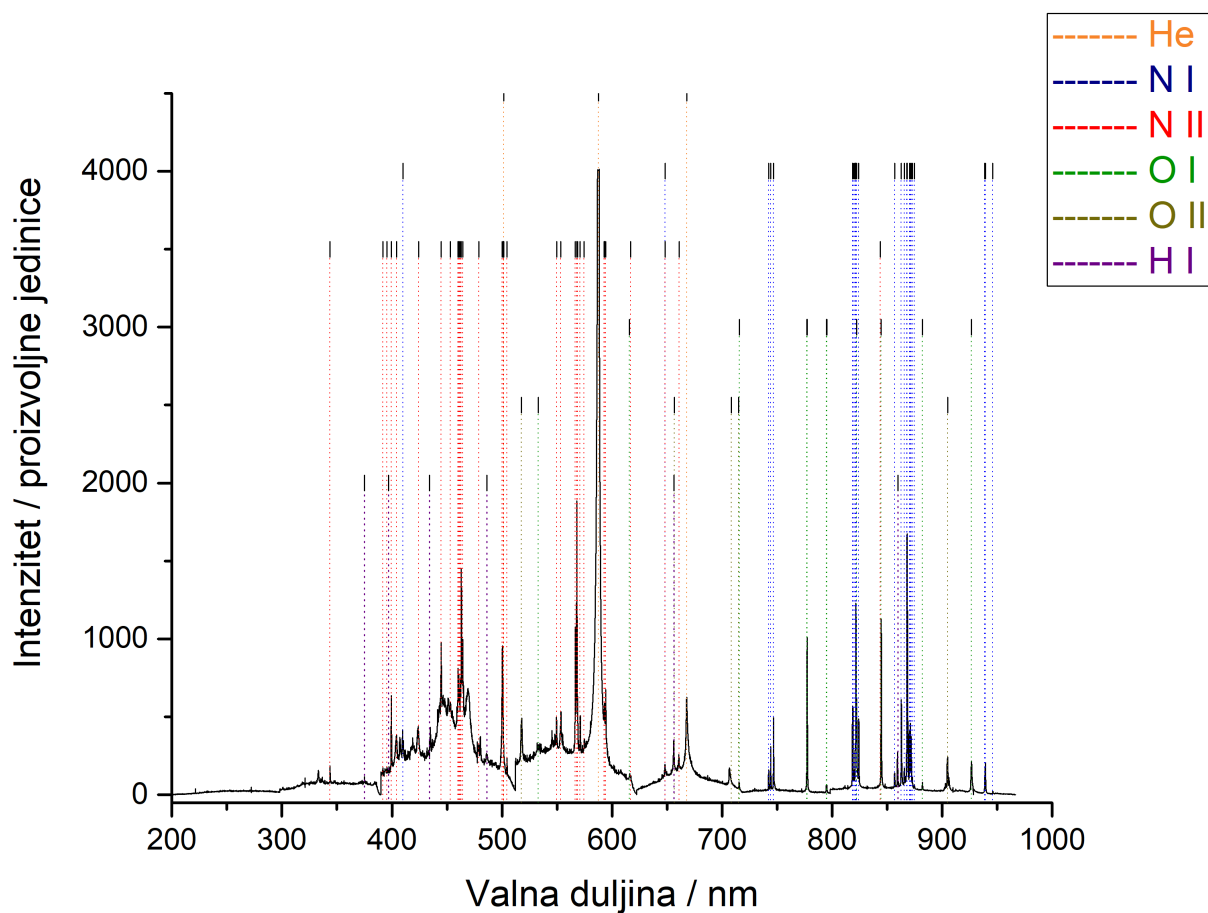


Slika 4.3: LIBS spektar laserske plazme na atmosferi (spektar nije kalibriran na spektralni odaziv [3])

Na spektru koji je prikazan na slici 4.3 možemo uočiti kontinuuume koji dolaze od *bremssstrahlung*a i rekombinacije elektrona. Ukoliko promatramo linijski spektar primjećujemo da je većina opaženog zračenja uzrokovana dušikovim i kisikovim prijelazima, bilo neutralnog elementa ili ioniziranog. Ovakav linijski spektar je očekivan budući da navedeni elementi čine 99.04% atmosfere. Također možemo primijetiti da u našem spektru imamo i vodikove prijelaze koji su prisutni zbog vlage u zraku. Tablice s navedenim prijelazima spektra prikazanog na slici 4.3 se mogu pronaći u dodatku A. U tablicama su navedeni opaženi prijelazi dušika (tablica A.2), iona dušika (tablica A.3), vodika (tablica A.1), kisika (tablica A.4), te iona kisika (tablica A.5).

4.1.2 Ablacija na heliju

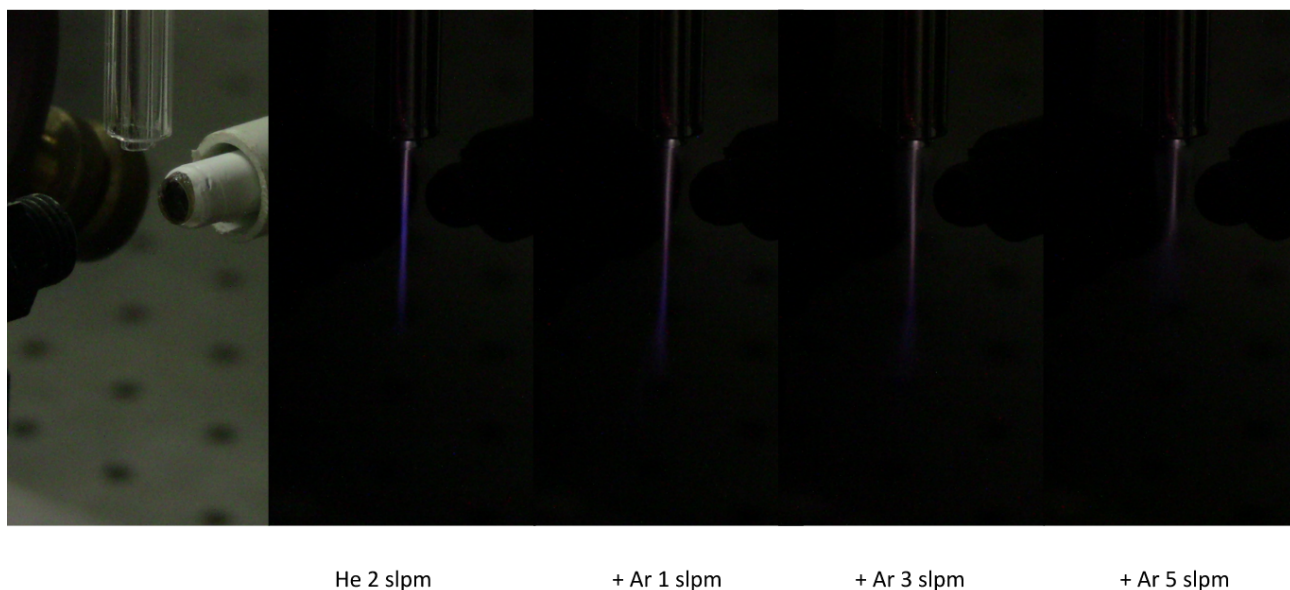
U ovom dijelu mjerenja smo promatrali spektar laserske plazme dobivene u heliju. Kako bi to ostvarili laserski snop smo fokusirali cca 5 mm ispod kapilare kroz koju smo omogućili protok helija od 2 slpm (Standard liters per minute). Dobiveni spektar prikazan na slici 4.4 je snimljen s LIBS spektrometrom s integracijom od 200 ms i 10 usrednjavanja. Na slici 4.4 možemo primijetiti da su spektri dušika i kisika te njihovih iona dominantni po brojnosti linija (tablice B.2, B.3, B.4, B.5), ali postoje određene linije helija (tablica B.6) i vodika (tablica B.1). Kontinuumi na slici 4.4 su daleko manji u odnosu na sliku 4.3 kao i intenzitet linija dušikovih atoma i iona. Jako se ističe linija helija valne duljine 587.5621nm čiji je intenzitet znatno veći od ostalih helijevih linija.



Slika 4.4: LIBS spektar laserske plazme na heliju (spektar nije kalibriran na spektralni odaziv [3])

4.2 Interakcija lasera i plazmenog mlaza

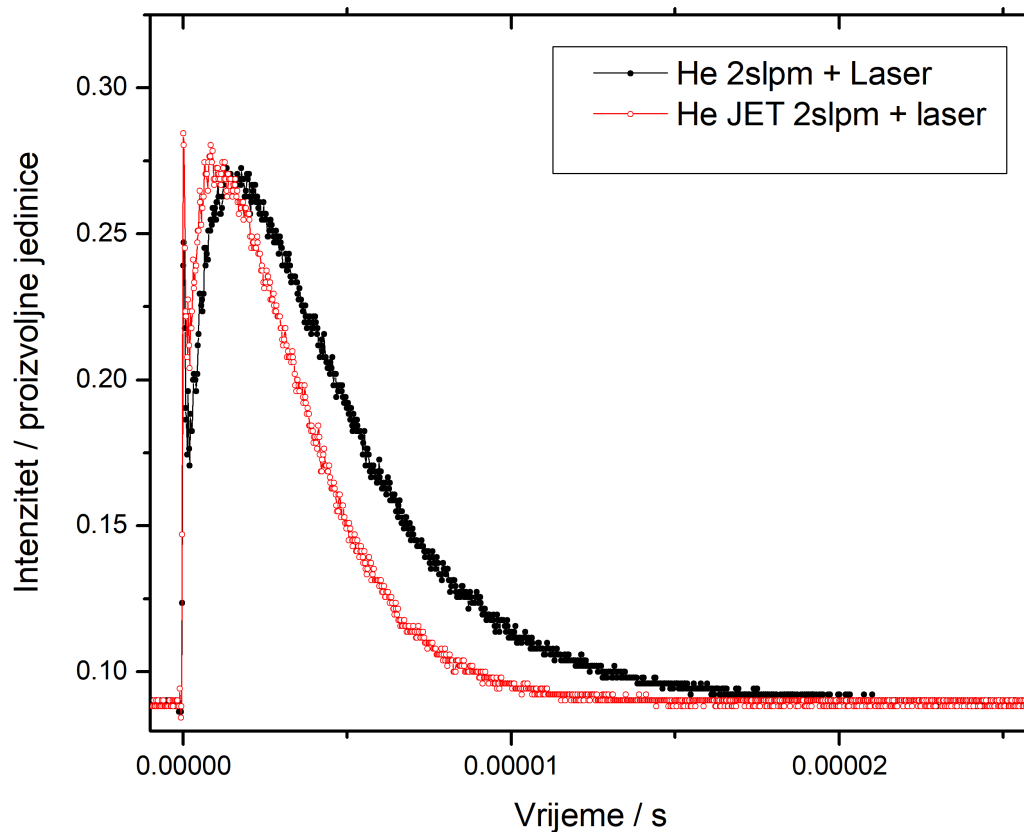
Jedna od stvari koja nas je posebno zanimala u našim eksperimentima je učinak laserske plazme na mlaz helija i helijeva *jeta* sa i bez zaštitnog sloja argona. Argon smo koristili kako bi plazmeni mlaz zaštitili od prašine i uklonili snažnu interakciju He^M i N_2^+ molekule. Na koncu je argon poslužio za dijagnostiku plazme (crtanje Boltzmannovog grafa). Mjerenja su izvršena tako da smo laserske zrake energije 62.3 mJ i frekvencije 5 Hz fokusirali pomoću leće s antirefektivnim premazom ispod kapilare kroz koju smo doveli protok helija. Na računalu smo promatrali dobiveni signal s fotomultiplikatora preko osciloskopa. Primjer takvog signala je prikazan na slici 3.7. Mijenjajući pomak u vremenu integracije možemo vidjeti kako se mijenja spektralni profil helijeve linije valne duljine 388.86 nm, koja odgovara prijelazu helija $^1P_1^0 \rightarrow ^1S_0$, a odabirom različitih pomaka vremena integracije možemo dobiti prikaz spektra u različitim vremenskim intervalima nakon početka laserskog pulsa.



Slika 4.5: Slika helijeva plazmenog mlaza protoka 2 slpm za različite vrijednosti protoka argona.

Na slici 4.5 možemo vidjeti kako se mijenja geometrija plazmenog mlaza prilikom povećanja protoka argona kao zaštite za *jet*. Jedan od primarnih razloga zašto smo u našim mjerenjima koristili protok argona od 1 slpm je upravo iz razloga koji je vid-

ljiv na gornjoj slici. Naime, povećavanje protoka argona poviše 1 slpm je uzrokovalo jake turbulencije koje su utjecale na rub plazmenog mlaza. Ono što se može vidjeti na gornjoj fotografiji je da se za protok argona od 1slpm *jet* produžio dok bi se sa povećanjem protoka argona na 2, 3, 4, 5 slpm počeo skraćivati. Pokazano je da je protok argona od 1 slpm bio optimalan u našim mjerenjima te je osiguravao adekvatnu zaštitu našeg plazmenog mlaza u zoni međudjelovanja s laserskim snopom.



Slika 4.6: Vremensko odvijanje emisije s 388.86 nm za različite kombinacije ukrštenih snopova laserske plazme i helija

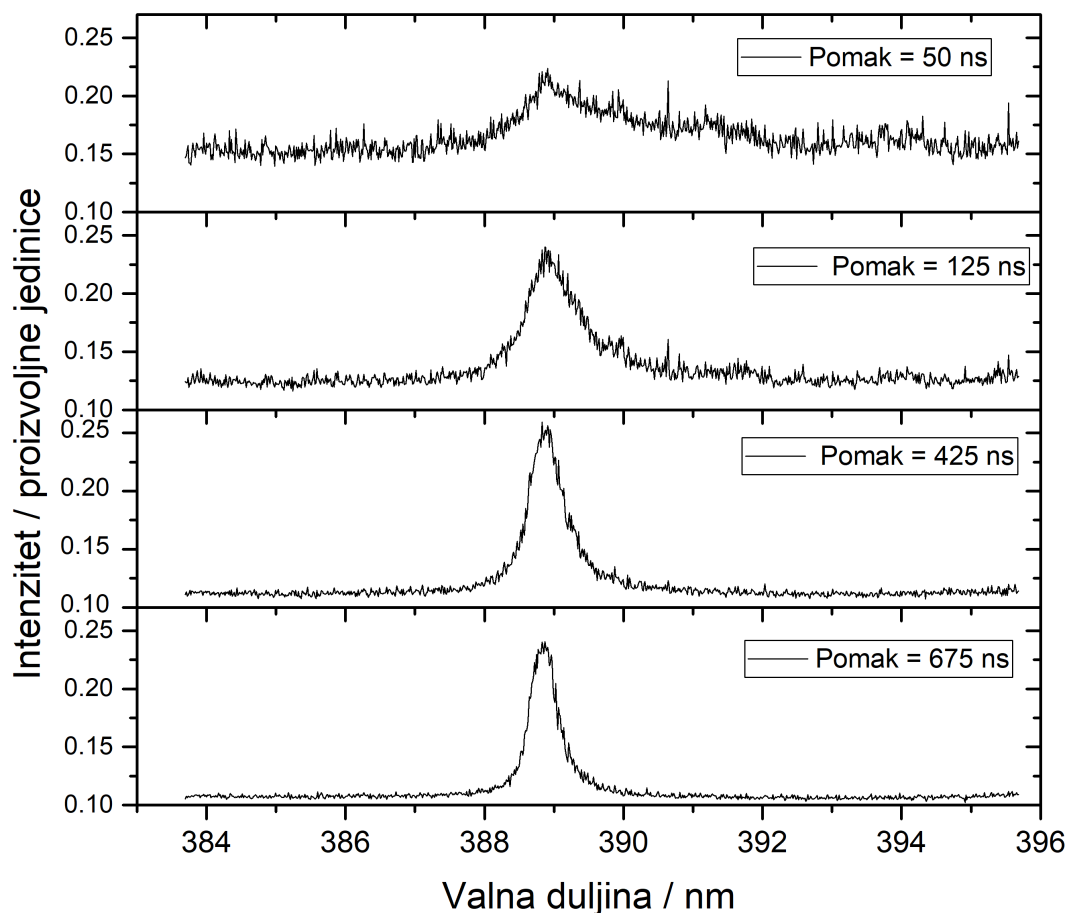
Na slici 4.6 je prikazano kako izgleda signal s fotomultiplikatora za različite eksperimentalne postavke. Signal se sastoji od dvije komponente: brze koja odgovara raspršenjima laserskog svjetla i dugotrajne komponente koja opisuje proces pobude i rekombinacije plazme. Ono što možemo primjetiti je da uvođenje *jeta* rezultira u početku bržim rastom intenziteta, ali i bržim padom signala. Prvi brzi pik je iskorišten za određivanje nule vremena.

U sljedećim mjeranjima smo promatrali kako se mijenja spektralni profil helijeve linije 388.86 nm. U tu svrhu smo laserske pulseve fokusirali na protok helija sa i bez *jeta* te smo u nekim mjerenjima omogućili zaštitni protok argona oko *jeta* kao štit. Različite kombinacije su prikazane u tablici 4.1.

Eksperimentalni postav	Slika
Protok helija od 2slpm	4.7
Protok helijeva <i>jeta</i> od 2slpm	4.8
Protok helija od 2slpm i zaštitnog argona od 1slpm	4.9
Protok helijeva <i>jeta</i> od 2slpm i zaštitnog argona od 1slpm	4.10

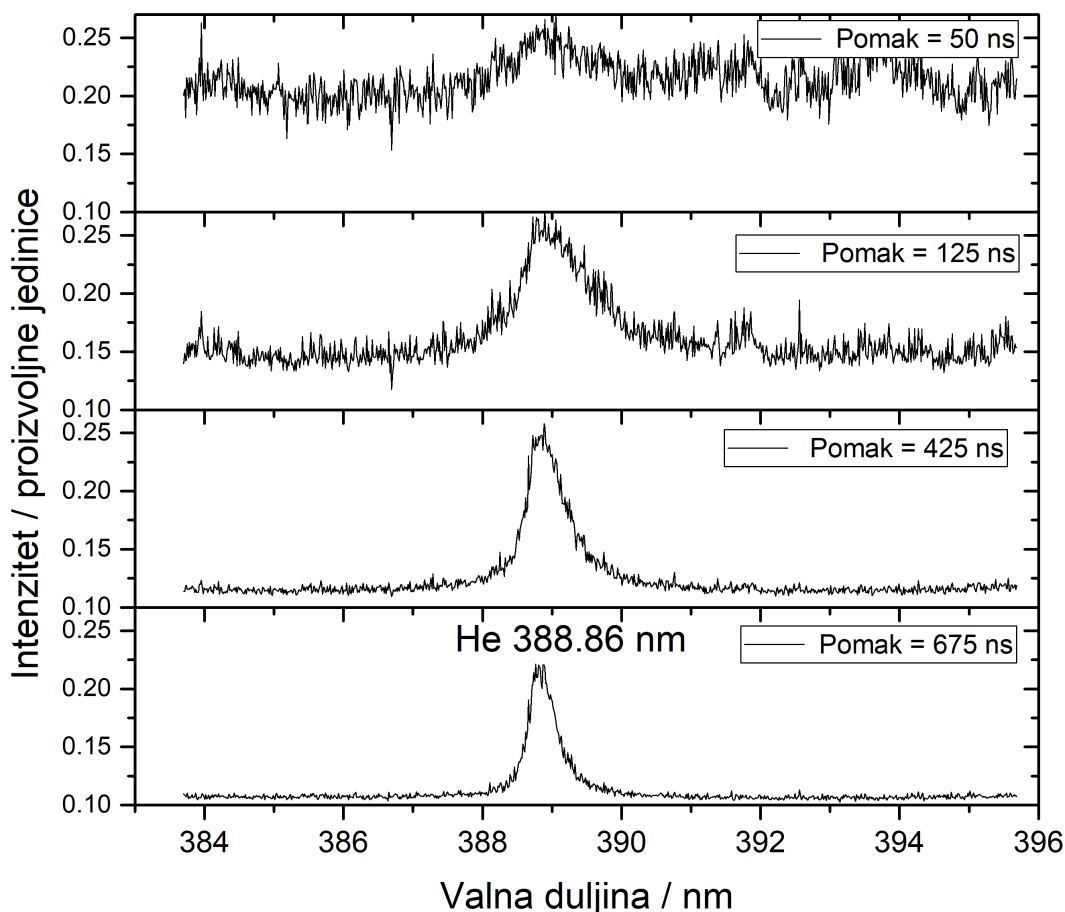
Tablica 4.1: Prikaz različitih kombinacija izvršenih mjerenja

Naknadno pomoću posebnog programa vremenski signali su usrednjeni u vremenu od 100 ns (20 točaka) za dani pomak od početka laserskog pulsa.



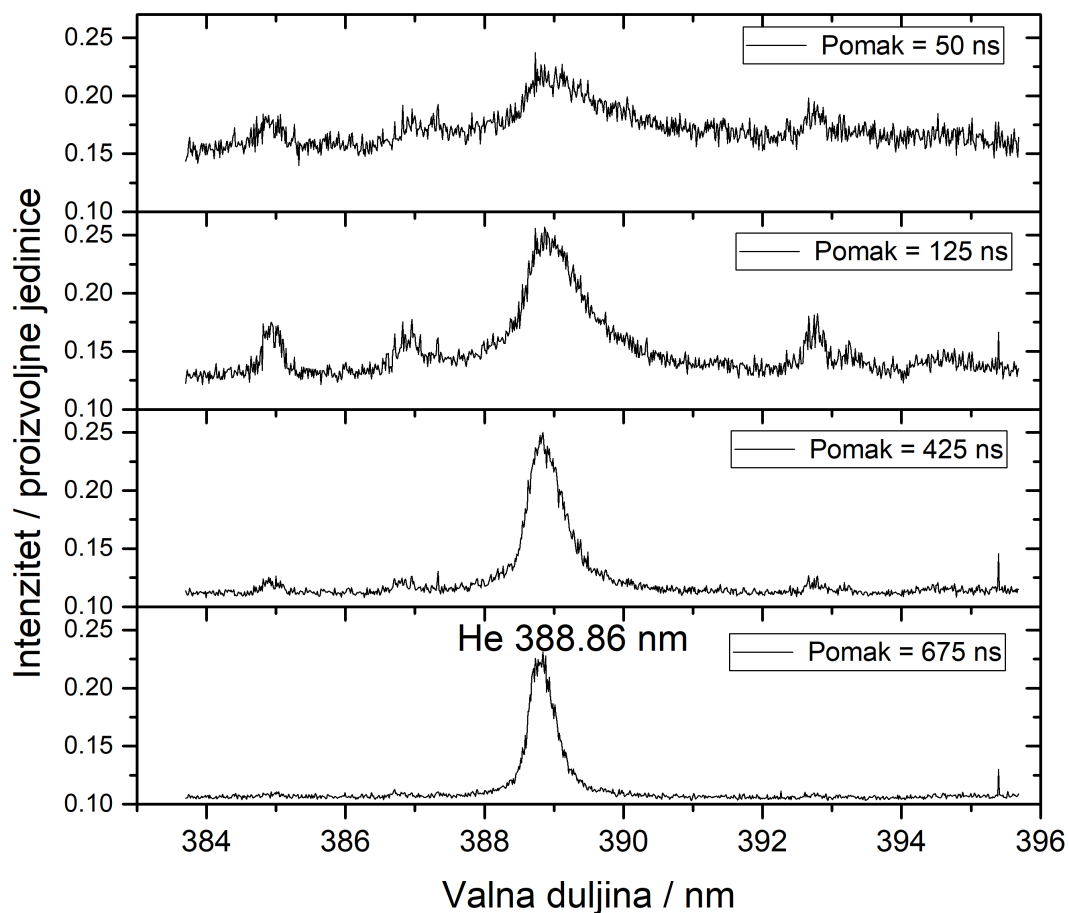
Slika 4.7: Prikaz spektra od 384 - 394 nm za različit pomak vremena integracije pri protoku helija od 2slpm, vrijeme integracije je odabrano na 100ns

Na slici 4.7 možemo vidjeti kako se mijenja spektralni profil helijeve linije valne duljine 388.86 nm u slučaju kada ablaciju vršimo samo u protoku helija. U početku intenzitet promatrane linije raste u vremenu do maksimalne vrijednosti, a kasnije opada. Širina promatrane linije cijelo vrijeme opada u vremenu. Promatrani grafovi su nacrtani za razlučivost od 100 ns.



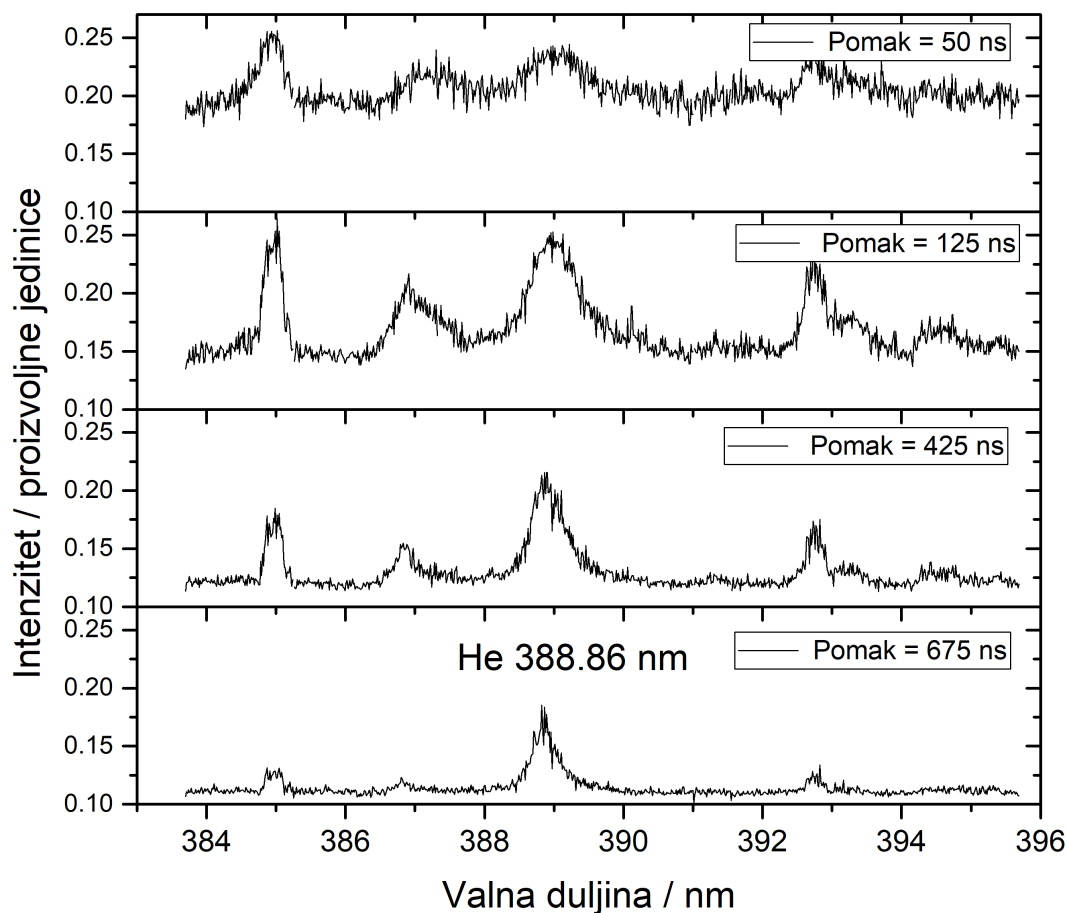
Slika 4.8: Prikaz spektra od 384 - 394 nm za različite pomake vremena integracije pri protoku helijeva plazmenog mlaza od 2slpm

U ovom dijelu nas je zanimao izgled helijeve linije (388.86) ako laserski puls fokusiramo na plazmeni mlaz. Možemo primijetiti da se intenzitet ne mijenja značajno u odnosu na prijašnji slučaj 4.7, ali širina linije brže opada u vremenu kada imamo plazmeni mlaz za razliku od samog protoka helija. Također, pozadinski signal opada u vremenu sa cca 0.2 na cca 0.1.



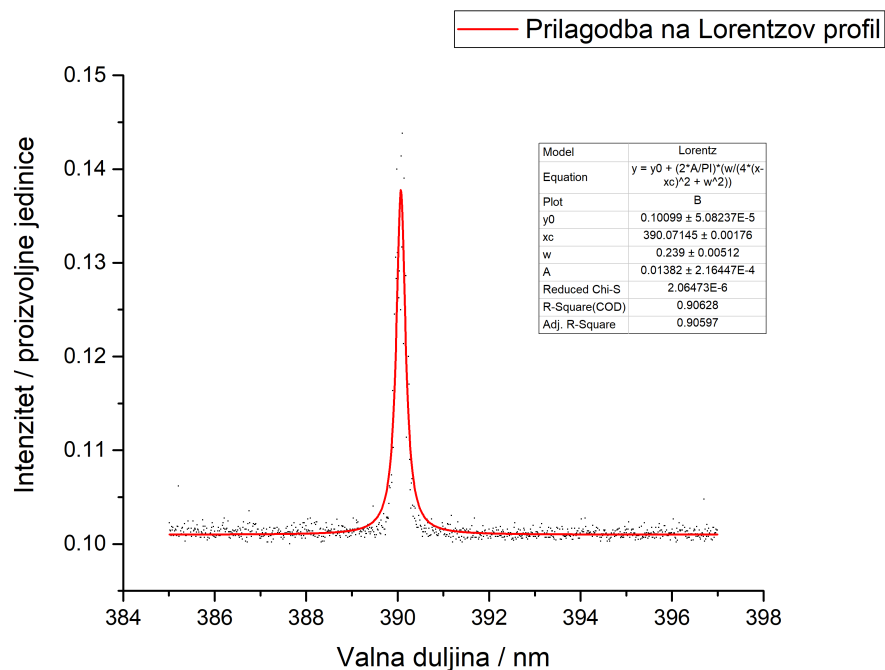
Slika 4.9: Prikaz spektra od 384 - 394 nm za različite vremenske pomake integracije pri protoku helija od 2slpm i zaštitnog plina argona od 1slpm.

Slika 4.9 prikazuje profil promatrane helijeve linije kada fokusiramo laserski snop na protok helija uz prisustvo zaštitnog plina argona. Ponovo, možemo vidjeti kako se spektralni profil mijenja u vremenu. Postoje dodatne linije koje odgovaraju prijelazima iona argona. Te linije brže opadaju u vremenu od linije helija.

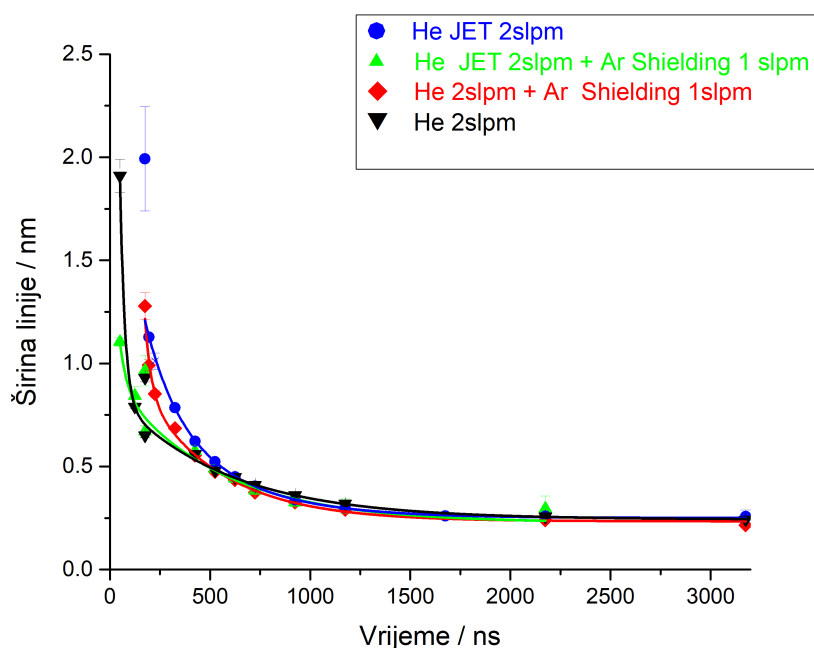


Slika 4.10: Prikaz spektra od 384 - 394 nm za različite pomake vremena integracije pri protoku helijeva plazmenog mlaza od 2slpm i zaštitnog plina argona od 1slpm

Spektar prikazan na slici 4.10 je dobiven tako da smo omogućili protok argona od 1slpm oko plazmenog mlaza. Osim helijeve 388.86 nm linije na slici 4.10 možemo uočiti i tri argonove linije koje su jačeg intenziteta u prisustvu *jeta*. Intenzitet pozadine opada sa cca. 0.2 na cca. 0.1. U našim daljnjim analizama nas je zanimalo kako izgleda ovisnost širine linije koja odgovara valnoj duljini od 388.86 nm u vremenu za različite slučajeve kao što prikazuje slika 4.12. Širina linije za određeni vremenski pomak određena je prilagodbom na Lorentzov profil kao što prikazuje slika 4.11.



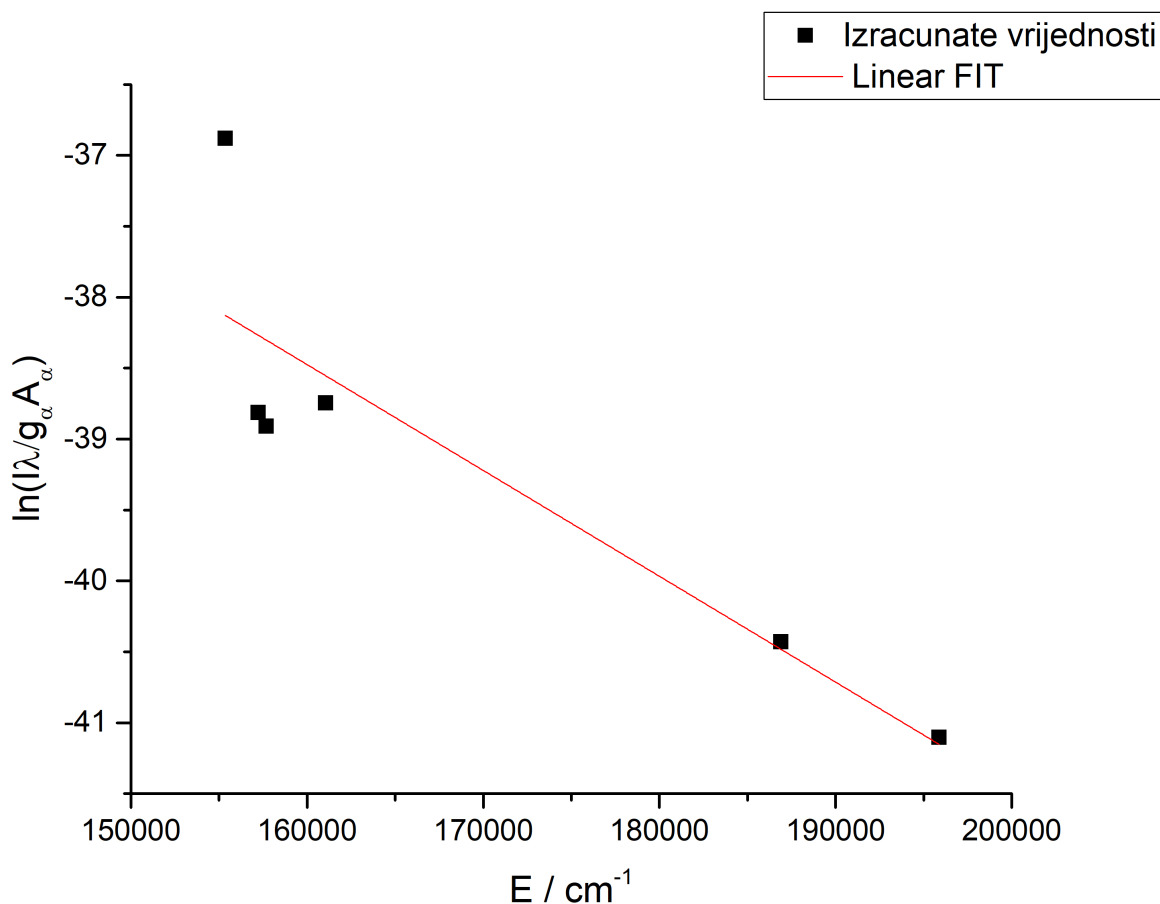
Slika 4.11: Primjer prilagodbe spektralnog profila linije na Lorentzov profil



Slika 4.12: Prikaz širine linije 388.86 nm u vremenu za različita mjerenja

Budući da je temperatura elektrona jedan od važnih parametara plazme, određivanje iste nam daje brojne mogućnosti kao što je mogućnost određivanja koncentracije elektrona unutar plazme. U daljnjem tekstu kada se govori o temperaturi misli se na temperaturu elektrona. Već znamo da temperatura plazme ne može biti konstanta

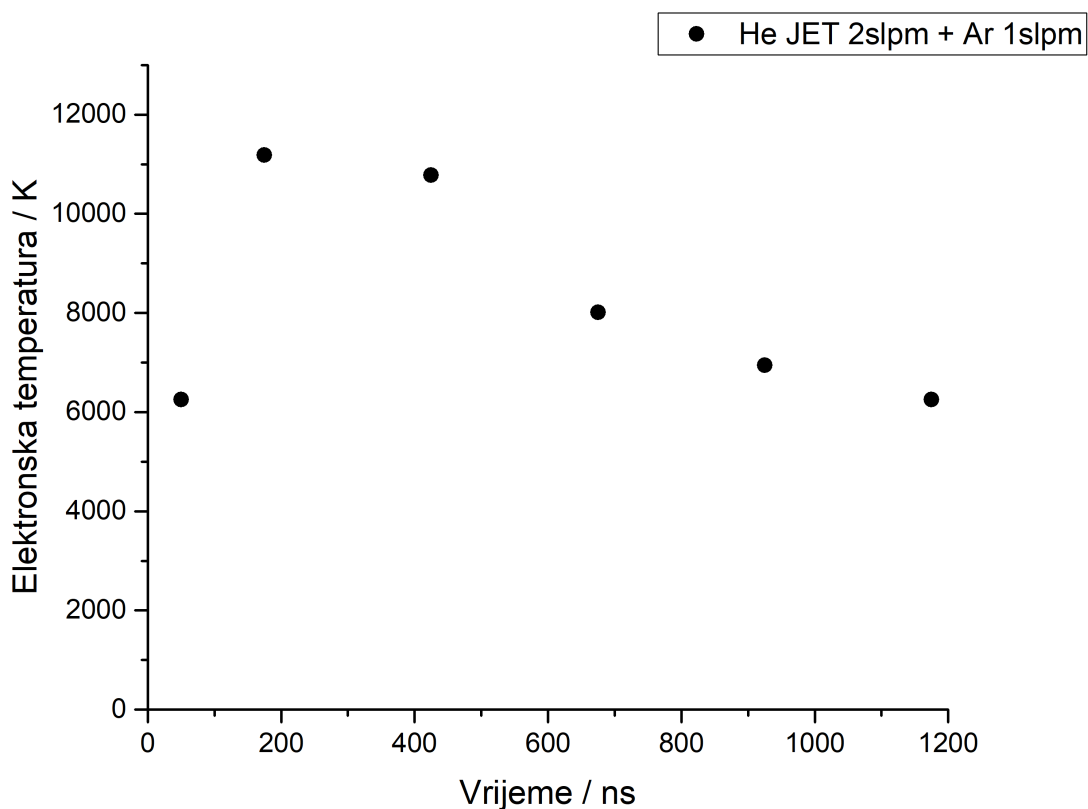
jer plazma evoluira u vremenu i prostoru. U početku temperatura raste do neke konačne vrijednosti, a zatim opada u vremenu. Boltzmannov graf je jedna od već iskušanih metoda koja nam daje potrebne informacije za određivanje temperature unutar plazme (Poglavlje 2.2) uz pretpostavku lokalne termodinamičke ravnoteže. Kako bi nacrtali navedeni graf potrebno je odrediti relativne intenzitete linija koje promatramo, njihove valne duljine te energiju vezanja elektrona i jezgre kada elektron prelazi iz višeg u niže stanje te pritom emitira foton. Primjer jednog takvog grafa je prikazan na slici 2.13. Prilikom određivanja podataka potrebnih za Boltzmannov graf koristili smo argonove linije koje se vide u spektrima na slikama 4.10 i 4.9. Pomakom u vremenima integracije smo mogli odrediti relativne intenzitete promatranih linija.



Slika 4.13: Primjer Boltzmannovog grafa za protok helija od 2 slpm i argona od 1slpm za vremenski pomak od 150ns.

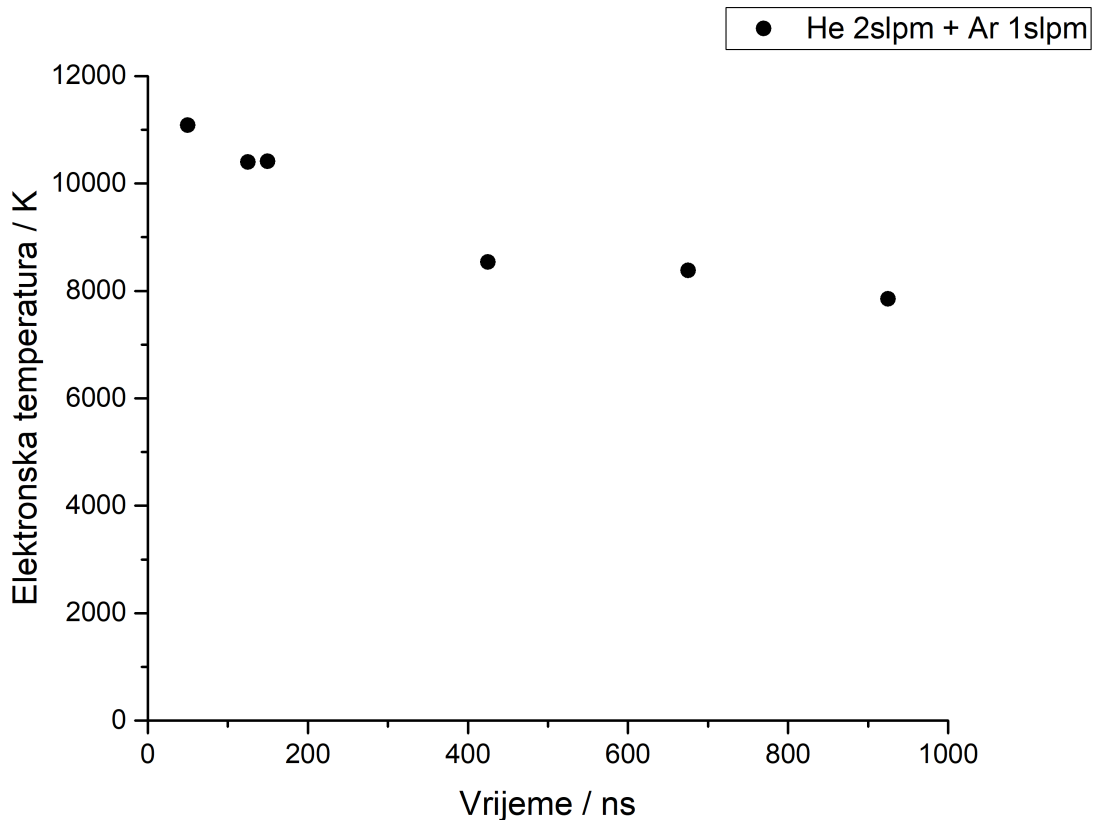
Jednadžba pravca prikazanog na slici 4.13 je upravo jednadžba 2.16 koju smo

već izveli. Budući da se intenzitet linija mijenja kako plazma evoluira u vremenu, za različita vremena možemo odrediti različite temperature. Izračun je napravljen za dva slučaja te nekoliko različitih vremena s rezolucijom od 100ns.



Slika 4.14: Ovisnost temperature u vremenu za protok helijevog *jeta* od 2 slpm i argon od 1slpm

Na slici 4.14 vidimo kako izgleda temperaturna ovisnost plazme u vremenu. Temperatura u početku naglo raste do neke konačne vrijednosti, a zatim opada. Maksimalna temperatura iznosi 11 180 K, te je energija elektrona jednaka $0.96eV$.



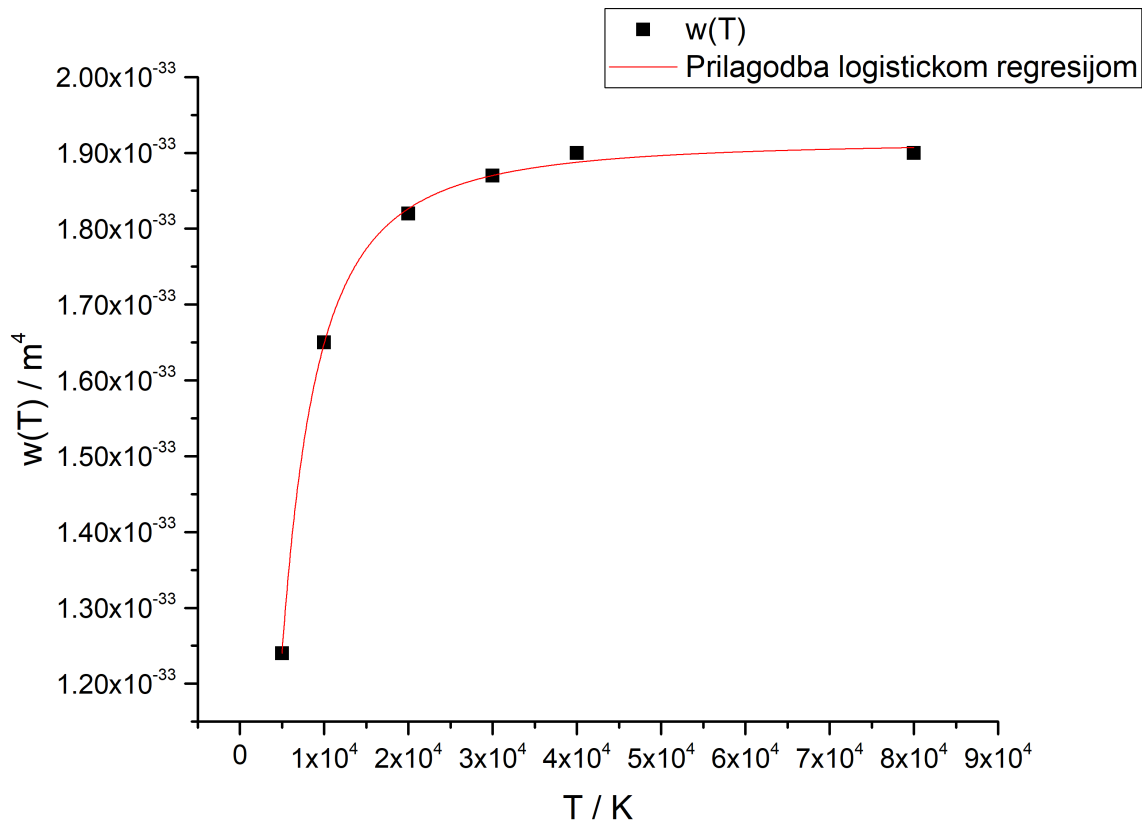
Slika 4.15: Ovisnot temperature u vremenu za protok helija od 2 slpm i argon od 1slpm

Ako usporedimo sliku 4.14 s 4.15 možemo primijetiti da se temperatura mijenja gotovo jednako kao i prije. U drugom slučaju kada imamo samo protok helija bez *jeta* maksimalna temperatura je nešto manja te iznosi $T=11\,081\text{ K}$ što odgovara energiji elektrona od 0.95 eV . Kako smo već odredili temperature elektrona unutar plazme ali i širinu helijeve linije w_{stark} za različite pomake u vremenu integracije, sada smo u mogućnosti odrediti kako se mijenja koncentracija elektrona n_e unutar volumena *jeta* prilikom interakcije s laserskom plazmom. Pri tome koristimo jednadžbu 2.20 koja povezuje širinu linije uzrokovanu Starkovim širenjem s koncentracijom elektrona. Prvi član u jednadžbi 2.20 predstavlja širenje linija zbog elektronskog doprinosa, a ostala dva opisuju doprinose zbog iona. Parametri Starkova širenja $w_e(T)$ i $\alpha_e(T)$ ovise o određenom prijelazu i generalno imaju slabu temperaturnu ovisnost [6]. Teoretske vrijednosti za koeficijente u jednadžbi 2.20 su izračunate u [11] gdje je pokazano kako treći član neznatno doprinosi širenju linija te ga se može zanemariti. Također, zanemarujemo i drugi član u jednadžbi 2.20 zbog neznatnog doprinosa te

nam se jednadžba reducira na [6]:

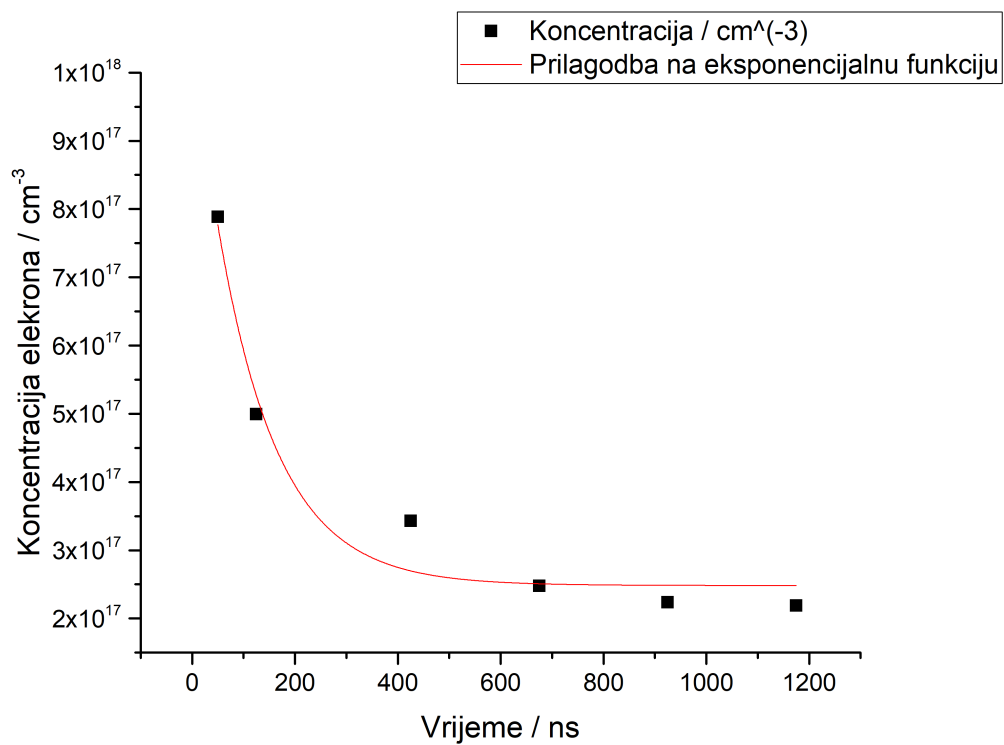
$$w_{stark} = w_e(T)n_e \quad (4.1)$$

Parametar $w_e(T)$ se može izračunati iz [12] gdje su već izmjerene Starkove širine za dane temperature. Koristeći te podatke u mogućnosti smo odrediti ovisnost koeficijenta Starkova širenja $w(T)$ o temperaturi elektrona.

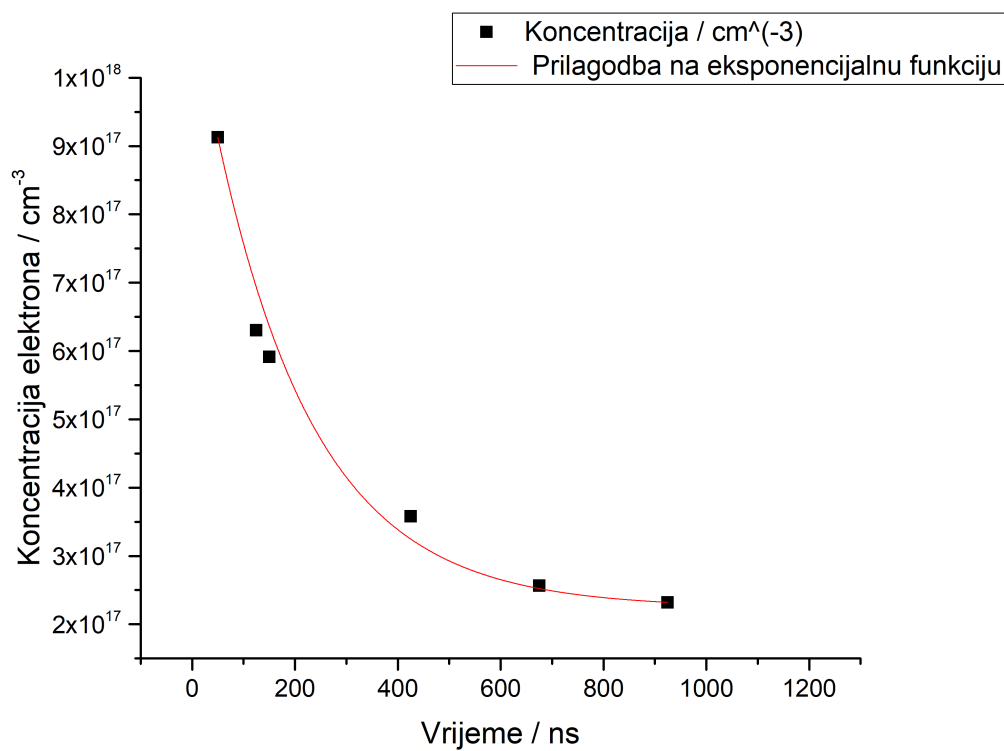


Slika 4.16: Ovisnost koeficijenta Starkova širenja o elektronskoj temperaturi

Na slici 4.16 vidimo kako se mijenja $w(T)$ u ovisnosti o temperaturi. U početku imamo jaku ovisnost o temperaturi koja na većim temperaturama (poviše $T \approx 30000K$) značajno slabi. Uz već poznate elektronske temperature plazme (Slike 4.14 i 4.15) lako možemo odrediti iznos koeficijenta Starkova širenja i koncentracije elektrona unutar *jeta* za dva slučaja.



Slika 4.17: Prikaz koncentracije elektrona u vremenu za protok helijeva *jeta* od 2 slpm i argonskog štita od 1slpm



Slika 4.18: Prikaz koncentracije elektrona u vremenu za protok helija od 2 slpm i argonskog štita od 1slpm

Uspoređujući sliku 4.17 i sliku 4.18 primjećujemo da je početna koncentracija elektrona veća za slučaj kada imamo protok helija bez *jeta*, te sporije opada. Tako je koncentracija elektrona u heliju nakon 600ns od početka pulsa jednaka $n_e \approx 2.5 * 10^{17} cm^{-3}$, a za slučaj kada imamo helijev *jet* on iznosi $n_e \approx 3 * 10^{17} cm^{-3}$.

5 Metodički dio

5.1 *Interaktivna istraživački usmjerena nastava fizike*

Do sada je u Republici Hrvatskoj prevladavao predavački tip nastave fizike. U takvom modelu učenici sjede i slušaju predavanja sa malo ili ništa intelektualne aktivnosti. Problem ovog tipa nastave je što su učenici uglavnom pasivni te se od njih traži isključivo reprodukcija znanja sa upitnim razumijevanjem. Kroz niz istraživanja je pokazano da nastava fizike zahtjeva visok intelektualan angažman učenika te da dosadašnji tip predavačke nastave fizike nije adekvatan. PISA (eng. Programme for International Student Assessment) je organizacija koja redovito provodi standardizirane testove u velikom broju država. Cilj takvih testova je utvrditi koliko su spremni petnaestogodišnjaci za nastavak obrazovanja ili izlazak na tržište rada. Ono što je nekoliko puta pokazano jest da su hrvatski učenici srednjih škola svaki put statistički značajno ispod prosjeka *OECD* zemalja u sve tri promatrane discipline (čitalačka, matematička i prirodoslovna pismenost). Također, hrvatski učenici postižu loše rezultate na državnoj maturi iz fizike što pokazuje nedovoljnu pripremljenost za nastavak školovanja na tehničkim fakultetima. Svi navedeni rezultati ukazuju na nisku učinkovitost nastave fizike u Hrvatskoj te je potreban radikalan zaokret u načinu predavanja fizike te nastavu učiniti interaktivnom i istraživački usmjerenom. U ovakvom tipu nastave zadaća nastavnika je da svojim znanjem i stručnošću vodi i usmjerava učenike u razmišljanju. Istraživački usmjeren sat se temelji na eksperimentima te je popraćen mnoštvom pitanja na temelju kojih učenici samostalno dolaze do zaključaka. Često se u ovakvom tipu nastave koriste simulacije kao zamjena ili nadopuna eksperimentu. Učenici u istraživački usmjereoju nastavi traže odgovore na znanstvena pitanja, formuliraju i testiraju hipoteze, osmišljaju i provode eksperimente, samostalno zapisuju svoja predviđanja, opažanja i zaključke te prezentiraju drugima svoje rezultate koje argumentirano brane. Kroz ove postupke učenici razvijaju vještinu znanstvenog zaključivanja, upoznaju prirodu znanosti te stječu iskustvo o znanstvenim procesima. Svaki istraživački usmjeren sat ima svoju strukturu koja se sastoji od: uvodnoga, središnjeg i završnog dijela. [13]

5.1.1 Uvodni dio nastavnog sata

Istraživački usmjereni sat fizike započinje uvodnim problemom. Uvodni problem može biti pitanje na koje učenici odgovaraju ili eksperiment pomoću kojeg demonstriramo novu pojavu. U ovom dijelu se sakupljaju učeničke ideje te se razvija rasprava. Također, ovo je izvrsna prilika za povezivanje sadržaja sa životom i učeničkim prijašnjim iskustvima. Uvodni dio sata daje motivaciju i orijentaciju za daljnje razvijanje sata, a završava uvođenjem naziva nove pojave. [13]

5.1.2 Središnji dio nastavnog sata

Svaki središnji dio počinje postavljanjem istraživačkog pitanja. Istraživačko pitanje može imati razne formulacije, ali želimo postaviti cilj istraživanja kojim ćemo istražiti i analizirati novu pojavu koju smo demonstrirali u uvodnom dijelu sata. Učenici predlažu eksperimente, izvode ih ili promatraju, daju predviđanja, iznose opažanja te analiziraju rezultate. Bitno je da učenici samostalno dođu do zaključaka. Nastavnik usmjerava u razmišljanju sa svojim pitanjima i potpitanjima. U središnjem dijelu sata se konstruira fizikalni i matematički opis modela. Učenici upoznaju novo gradivo, ali i znanstvene procese. [13]

5.1.3 Završni dio nastavnog sata

U završnom dijelu primjenjujemo i evaluiramo novostečeno znanje. Primjenu možemo ostvariti različitim metodama kao npr. konceptualnim pitanjima, rješavanjem zadataka, usporedbom sa stvarnim životom, aplikacijskim pokusima itd. Ovaj dio učeniku omogućava evaluaciju vlastitog znanja te daje odgovor na pitanje: "Zašto mi je to bitno znati?". S druge strane nastavnik kroz ovaj dio sata ima priliku dobiti uvid u stupanj razumijevanja nastavnog gradiva kod učenika. [13]

5.2 *Laser*

5.2.1 Nastavna priprema

U ovom dijelu će biti prikazana nastavna priprema iz fizike za četvrte razrede srednjih škola za školski sat na temu: Laser. Ova priprema se koristi u kombinaciji s radnim listićem i simulacijom [14]. Glavna ideja sata je da učenici popunjavaju radni listić koji će ih voditi kroz razumijevanje rada HeNe lasera. U uvodnom dijelu nastavnik izvodi eksperimente u kojima učenici uočavaju različite izvore svjetlosti te geometriju i sastav (po valnim duljinama) nastale svjetlosti. Učenici rade na računalima, a ako nemamo dovoljno računala tada učenike raspoređujemo u grupe ili nastavnik izvodi simulaciju frontalno pomoću projektora. Ukoliko uočimo da učenici imaju neke poteškoće s razumijevanjem, zaustavljamo izvođenje simulacije i provodimo diskusiju s cijelim razredom. Diskusiju ključnih pojmova (stimulirana emisija, inverzija naselejnosti...) provodimo frontalno sa učenicima. U završnom dijelu provodimo diskusiju s učenicima o primjeni lasera. Priprema je predviđena za dva školska sata.

Nastavna priprema

OBRAZOVNI ISHODI(očekivana učenička postignuća)

- Objasniti apsorpciju i emisiju u atomu.
- Objasniti razliku između spontane i stimulirane emisije.
- Objasniti princip rada lasera
- Navesti vrste lasera
- Razvijati sposobnost logičkog zaključivanja
- Razvijati sposobnost usmenog i pismenog izražavanja
- Opisati primjenu lasera u industriji i svakodnevnom životu

ODGOJNI ISHODI(koje će vrijednosti učenici usvajati tijekom sata)

- Izražavanje vlastitog mišljenja
- Poštivanje tuđeg mišljenja
- Razvijanje interesa za znanost
- Tolerancija
- Parlamentarnost
- Demokratičnost

VRSTA NASTAVE: Interaktivna istraživački usmjerena nastava

NASTAVNE METODE:

1. Demonstracija pokusa
2. Učeničko izvođenje pokusa/mjerenje u skupinama
3. Metoda razgovora - usmjerena rasprava
4. Metode pisanja/crtanja

OBLICI RADA:

1. Frontalni
2. Rad u skupinama

NASTAVNA POMAGALA I SREDSTVA: ploča, kreda, projektor, računalo, izvor bijele svjetlosti, laser te difrakcijska rešetka.

LITERATURA:

1. Fizika 4, Udžbenik za 4. razred gimnazije, Rudolf Krsnik, Školska knjiga, Zagreb.
2. Fizika 4, Udžbenik za 4. razred gimnazije, Vladimir Paar, Školska knjiga, Zagreb.
3. Simulacija <https://phet.colorado.edu/en/simulation/lasers>
4. Poluvodički laseri i primjena, Stela Vugrinčić, Diplomski rad 2016.

TIJEK NASTAVNOG SATA

1) Uvodni dio: otvaranje problema, prikupljanje ideja, upoznavanje pojave

UVODNI PROBLEM: Po čemu se razlikuje laserska svjetlost od svjetlosti obične kućne žarulje?

Rasprava o uvodnom problemu. Tražimo učenike da opišu glavne karakteristike svjetlosti: valna duljina, energija, smjer širenja...

Izvodimo eksperiment: Palimo običnu kućnu žarulju! (Možemo koristiti i druge žarulje dok god emitira bijelu svjetlost)

· Kako biste opisali svjetlost koja dolazi iz žarulje?

Rasprava - tražimo od učenika da nam opišu smjer širenja svjetlosti, njezinu boju te da nam kažu od koliko valnih duljina se sastoji ova svjetlost.

(U kojem smjeru se širi svjetlost obične žarulje? Kako biste nacrtali valne fronte ove svjetlosti? Od čega se sastoji?)

Tražimo od učenika da skiciraju valne fronte svjetlosti obične žarulje u bilježnicu.

Prozivamo jednog učenika da nam skicira valne fronte svjetlosti na ploču.

· Od koliko valnih duljina se sastoji ova svjetlost?

Učenici odgovaraju.

· Kako to možemo provjeriti?

Učenici daju prijedloge.

Izvodimo eksperiment: Svjetlost obične žarulje puštamo na difrakcijsku rešetku.

· Što primjećujete?

Učenici iznose opažanja (bijela svjetlost se sastoji od više boja). · Kako zovemo svjetlost koja se sastoji od više boja?

Učenici odgovaraju. (polikromatska svjetlost)

Izvodimo eksperiment: Palimo laser.

· Kako biste opisali lasersku svjetlost?

Rasprava - tražimo od učenika da nam opišu smjer širenja laserske svjetlosti, njenu boju te valne duljine od kojih se sastoji.

(U kojem smjeru se širi laserska svjetlost? Kako bi nacrtali valne fronte ove svjetlosti?

Od čega se sastoji? Kakva je energija ovog snopa svjetlosti?)

Tražimo od učenika da skiciraju valne fronte ove svjetlosti u bilježnicu.

Prozivamo jednog učenika da skicira valne fronte na ploču.

· Od koliko valnih duljina se sastoji laserska svjetlost?

Učenici odgovaraju.

· Kako to možemo provjeriti?

Učenici daju prijedloge.

Izvodimo eksperiment: Lasersku svjetlost puštamo na difrakcijsku rešetku.

· Što primjećujete?

Učenici iznose opažanja (imamo difrakcijski uzorak jedne boje).

· Kako zovemo svjetlost koja se sastoji od samo jedne valne duljine?

Učenici odgovaraju (monokromatska svjetlost).

· Kako zovemo ovaj uređaj koji daje monokromatsku, usko fokusiranu svjetlost?

Učenici odgovaraju (Laser).

Pišemo naslov na ploču: Laser (eng. Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation).

2) Središnji dio: konstrukcija modela - fizikalni i matematički opis pojave.

ISTRAŽIVAČKO PITANJE: Kako radi laser?

U ovom dijelu nastavnog sata učenici provode istraživanje na računalu u grupama po dvoje. Nastavnik cijelo vrijeme obilazi učionicu te pomaže učenicima u rješavanju i usmjerava u razmišljanju. Učenici su dobili listić s pitanjima koji ih usmjerava kroz uspješno izvođenje eksperimenta. Prije no što učenici pokrenu simulaciju upoznavamo ih s istom te ih tražimo da opišu što vide na simulaciji te čemu služe pojedini dijelovi.

2.1. U prvom dijelu listića tražimo od učenika da opišu razliku između snopa laserskog svjetla i onoga iz žarulje. Učenici su u uvodnom dijelu iznijeli opažanja koja sada moraju zapisati. Nastavnik obilazi učionicu te ih podsjeća na prijašnje zaključke. Ukoliko je potrebno ponavlja se eksperiment iz uvoda.

2.2. U drugom dijelu listića učenici se prisjećaju apsorpcije i spontane emisije atoma sa dva energetska stanja. Bitno je da učenici nacrtaju energetske dijagrame spontane apsorpcije i emisije te primijete da je apsorbirani foton jednake energije kao i razlika energija između dva energetska stanja u atomu. Tražimo od učenika da nacrtaju energetske dijagrame za dane prijelaze.

2.3. U ovom dijelu učenici promatraju prijelaze u atomu s tri energetska stanja. Također se upoznaju s pojmom stimulirane emisije. Istražuju ovisnost emisije fotona u ovisnosti o dolaznom fotonu i vremenu života energetskog stanja. Postavljamo sljedeća pitanja učenicima:

- Što se dogodi kada foton naleti na već pobuđeni atom?
- Što ako je energija fotona jednaka razlici energija osnovnog i pobuđenog stanja, a atom je već u pobuđenom stanju?
- Kako takva emisija ovisi o srednjem vremenu života energetskog stanja?

- Što postizemo mijenjanjem vremena života energetskog stanja?
- Kako utječe vrijeme života energetskog nivoa na stimuliranu emisiju?
- Kako utječe broj dolaznih fotona na stimuliranu emisiju?

2.4. U zadnjem dijelu istraživanja učenici povezuju do sada izvedene eksperimente i zaključke u cjelinu. Pokreću drugi dio simulacije u kojoj se simulira rad lasera. Bitno je da učenici primijete kako je za postizanje rada lasera potrebno postići inverziju naseljenosti nivoa. Obilazeći učenike postavljamo pitanja:

- Koje stanje ima najveću naseljenost elektronima?
- Što se dogodi kada crveni foton naleti na atom koji je u metastabilnom stanju?
- U kojem smjeru se giba emitirani foton?
- Tražimo od učenika da skiciraju procese.
- Tražimo od učenika da izvedene zaključke povežu u cjelinu te na taj način objasne rad lasera.

3) Završni dio: primjena modela - korištenje novostečenog znanja u novim situacijama, provjera ostvarenosti obrazovnih ishoda.

Rasprava o primjeni lasera.

- Gdje koristimo laser?

Rasprava - učenici iznose ideje.

- Kako radi CD čitač?
- Zašto u CD uređaju moramo imati laser? Koje su prednosti lasera u odnosu na običnu žarulju koje koristimo u ovom uređaju?
- Zašto taj snop mora biti usko fokusiran?
- Zašto ta svjetlost mora biti monokromatska? Što bi se dogodilo s bijelom svjetlost koju bi pustili na CD?

Učenici daju ideje - rasprava.

- Kako biste precizno mjerili sitne nepravilnosti?
- Kako biste precizno odredili brzinu nekog predmeta?
- Kako prometni policajac zna koji vozači voze preko ograničenja brzine?

5.2.2 Radni listić

a) Usporedba laserskog svjetla i svjetla obične žarulje

1. Kako biste opisali geometriju snopa svjetlosti iz žarulje u odnosu na onaj iz lasera?

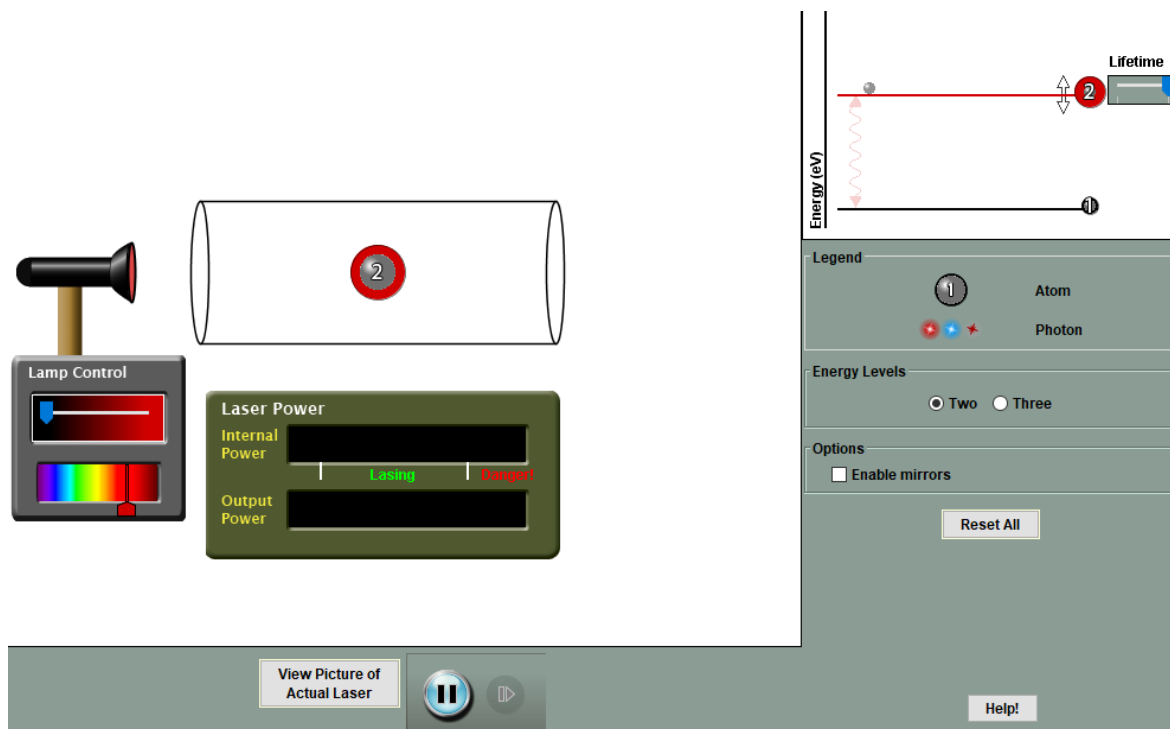
Laserski snop je uzak te se širi u jednom smjeru, dok se svjetlost iz žarulje širi na sve strane jednako.

2. Kako biste opisali svjetlost koja se emitira iz obične žarulje, a kako onu koja je emitirana iz lasera?

Iz lasera se emitira monokromatska svjetlost crvene boje, a iz žarulje polikromatska svjetlost koja se sastoji od cijelog spektra boja.

Na računalu u web pregledniku otvorite stranicu:

<https://phet.colorado.edu/bs/simulation/legacy/lasers>. Kliknite na simulaciju lasera te ju otvorite. Pokrenite simulaciju.



Slika 5.19: Prikaz simulacije

a) Apsorpcija i emisija s dva energetska stanja

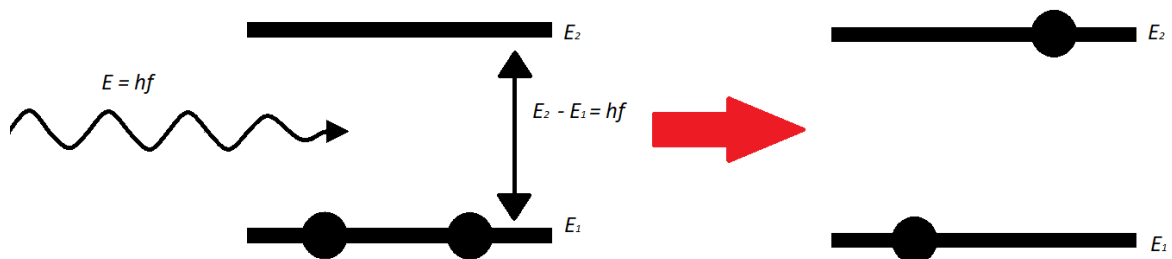
Pokrenite simulaciju na kojoj imate atom s dva energetska stanja.

1. Što se dogodi kada foton veće energije od razlike energija između dva stanja pogodi atom? Što ako je energija fotona manja u odnosu na razliku energija dva stanja?

U oba slučaja se ne dogodi ništa. Ako je energija fotona mala u odnosu na razliku energija dva stanja foton nema dovoljno energije da pobudi atom. U slučaju kada je energija prevelika foton isto nije apsorbiran jer ne postoji energetska stanje u koje bi se atom mogao pobuditi. Atom ne može apsorbirati dio fotona jer foton predstavlja kvant svjetla te je kao takav nedjeljiv.

2. Što se dogodi ako foton energije koja je jednaka razlici energija dvaju stanja pogodi atom? Kako zovemo taj proces? Skicirajte ga!

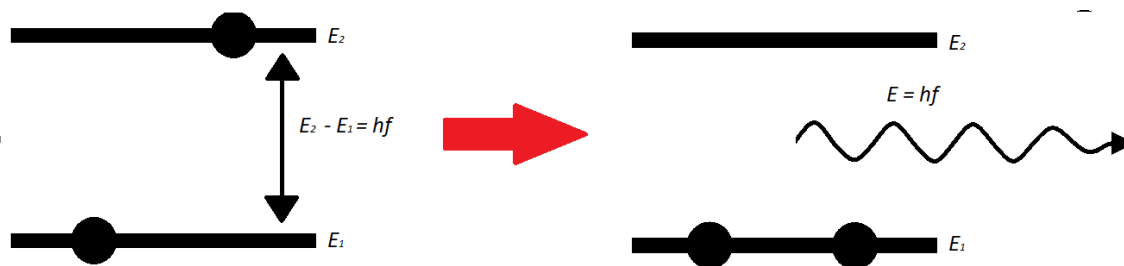
Atom se pobudi u više energetska stanje. Taj proces zovemo apsorpcija.



Slika 5.20: Proces spontane apsorpcije

3. Koliko dugo atom ostaje u pobuđenom stanju? Je li to stanje stabilno? Skicirajte taj proces.

Atom se nalazi kratko u pobuđenom stanju te se brzo vraća u osnovno. To stanje nije stabilno. Proces koji se odvija se zove spontana emisija.



Slika 5.21: Proces spontane emisije

4. Koliko fotona smo imali na početku, a koliko na kraju navedenih procesa? Kakva je valna duljina ulaznih i izlaznih fotona? Kako to znate?

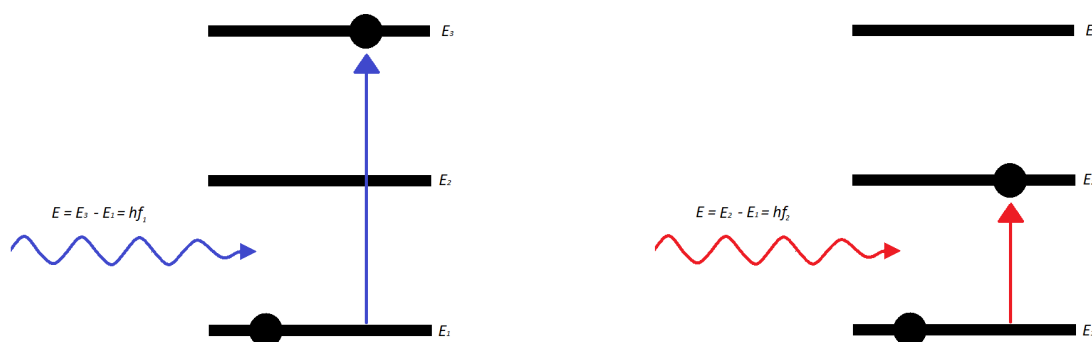
Na početku i na kraju smo imali jednak broj fotona. Valna duljina je jednaka, a to vidimo po boji emitiranog fotona.

b) Apsorpcija i emisija s tri energetska stanja

Pokrenite simulaciju na kojoj imate tri energetska stanja.

1. S koliko različitih fotona možemo pobuditi prikazani atom u viša energetska stanja? Skicirajte procese.

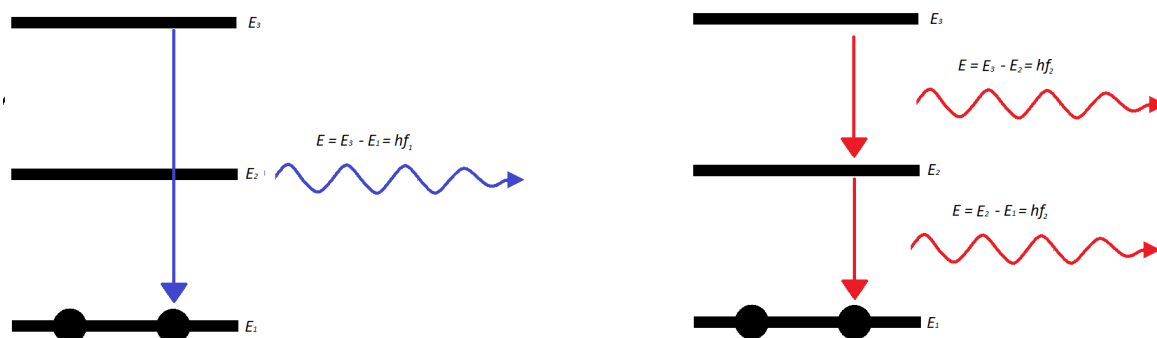
Atom s tri energetska stanja možemo s dva različita fotona pobuditi u viša stanja.



Slika 5.22: Prikaz dva načina na koja možemo pobuditi atom s tri energetska stanja iz osnovnog u viša stanja.

2. Na koliko različitih načina se može pobuđeni atom vratiti u osnovno stanje? Skicirajte procese.

Atom s tri energetska stanja se može vratiti u osnovno stanje na dva načina, a da pritom emitira tri fotona



Slika 5.23: Proces spontane emisije

3. Neka je vjerojatnost za vraćanje atoma iz najvišeg stanja u drugo stanje jednaka vjerojatnosti da se atom vrati iz najvišeg stanja u osnovno stanje tj. $P(3-1)=P(3-2)=50\%$. Koliko fotona očekujete iz prvog i drugog prijelaza?

Očekujemo jednak broj plavih i crvenih fotona, gdje su plavi fotoni oni emitirani sa trećeg nivoa u osnovno stanje, a crveni sa drugog nivoa u osnovno stanje.

Na lijevoj strani upalite izvor svjetla te ga podesite tako da pobuđuje atome u najviše stanje.

4. Opišite koje fotone atom najčešće emitira? Ako smanjimo intenzitet izvora na pola, kako se promijeni emisijski spektar atoma? U kojem smjeru su emitirani fotoni iz atoma?

Atom najčešće emitira plave fotone ako su vremena života svih stanja maksimalna. Upadni plavi fotoni pobuđuju atom u najviše energetska stanje koje ima relativno dugo vrijeme života. U tom stanju možemo naći puno atoma koji emitiraju plavi foton prilikom vraćanja u osnovno stanje. Ako smanjimo intenzitet svjetla poveća se broj emitiranih crvenih fotona, ali i dalje imamo manje crvenih fotona od plavih. Emitirani plavi fotoni su u smjeru upadnog svjetla, a crveni fotoni su emitirani nasumično u svim smjerovima

5. Upalite obje lampe tako da pobuđuju atome u najviše energetska stanje. Kako izgleda emisijski spektar atoma u odnosu na spektar s jednom lampom? U kojem smjeru su emitirani fotoni?

Kada upalimo obje lampe gotovo da nema crvenih fotona. Svi plavi fotoni su emitirani u smjeru upadnog svjetla.

6. Smanjite vrijeme života najvišeg stanja na minimalnu vrijednost.

a) Kako se promijeni emisijski spektar atoma?

Imamo više crvenih fotona.

b) Ako ugassite lijevu lampu, a ostavite upaljenu gornju lampu što se promijeni sa spektrom atoma?

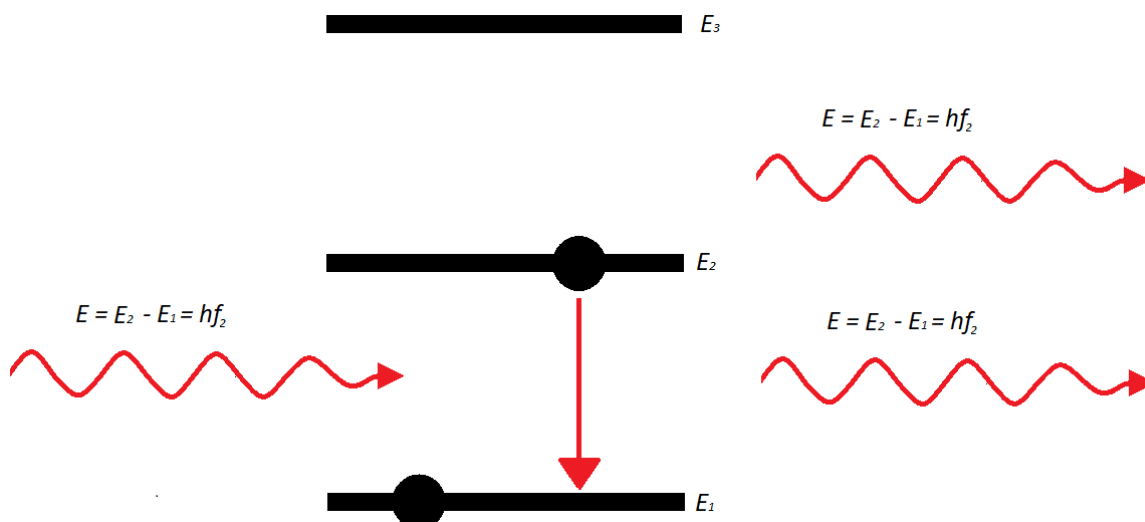
Dolazi do još veće emisije crvenih fotona.

c) Poredajte energetska stanja atoma po stabilnosti. Kako zovemo energetska stanja u kojem se elektron može zadržati nešto duže vremena?

Osnovno stanje je stabilno. Iduće stanje je metastabilno, a najviše stanje je nestabilno. Energetska stanja u kojem se elektron može zadržati nešto duže vremena zovemo metastabilnim stanjem.

7. Što se dogodi kada na pobuđeni atom doleti foton energije jednake razlici između osnovnog i pobuđenog stanja u kojem se atom nalazi? U kojem smjeru su emitirani fotoni? Skicirajte proces (ukoliko je potrebno povećajte vrijeme života trećeg stanja na maksimalnu vrijednost te upalite obje lampe.)

Emitira se foton koji je identičan upadnom fotonu. Nastali foton je emitiran u smjeru upadnog fotona. Taj proces se zove stimulirana emisija. Stimulirana emisija je proces u kojem upadni foton međudjeluje sa pobuđenim atomom na način da se atom vraća u osnovno stanje, a pritom emitira foton identičan upadnom. Za proces stimulirane emisije je nužno da energija upadnog fotona bude jednaka razlici energija pobuđenog i osnovnog stanja atoma.



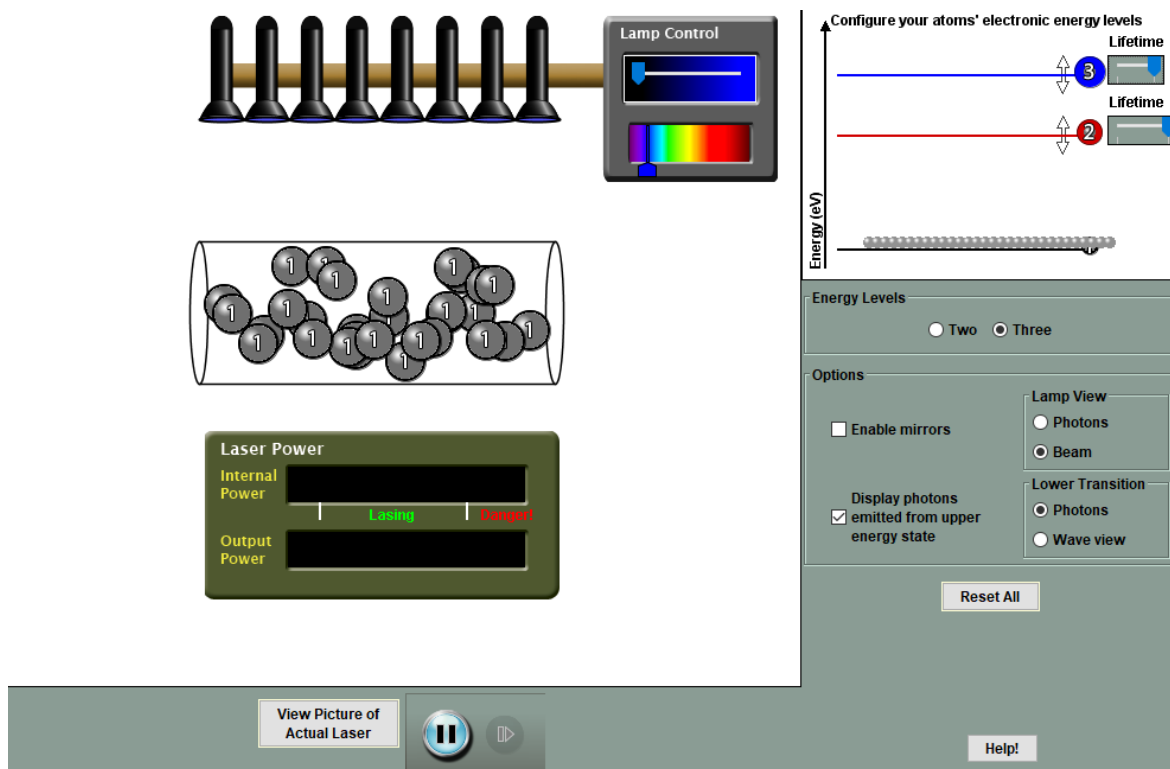
Slika 5.24: Proces stimulirane emisije

8. Što postizemo smanjenjem ili povećanjem vremena života najvišeg energetskoga stanja?

Smanjenjem ili povećanjem vremena života najvišeg energetskoga stanja utječemo na mogućnost stimulirane emisije s tog stanja. Ukoliko je vrijeme života kratko, atom se gotovo odmah vraća iz tog stanja u niže. Samim time šanse za stimuliranu emisiju s tog stanja su manje, dok povećavamo šanse za stimuliranu emisiju s drugog metastabilnog stanja.

d) Laser

Prijeđite na drugi dio simulacije u kojem imamo više atoma.



Slika 5.25: Prikaz simulacije s više atoma

Pokrenite simulaciju. Neka su vremena života svih stanja maksimalna.

1. U kojem smjeru je emitiran plavi, a u kojem crveni foton? Koji procesi su odgovorni za takvu emisiju?

Plavi foton se emitira u smjeru upadnog svjetla, dok se crveni fotoni emitiraju u svim smjerovima.

2. Dodajte zrcalo. Pustite simulaciju da se odvija neko vrijeme. Što primjećujete da se događa između zrcala, kako su zrcala postavljena jedno u odnosu na drugo? Zašto?

Crveni fotoni se odbijaju između ogledala. Kako se oni odbijaju sudaraju se s pobuđenim atomima. Neki od tih atom su u pobuđenom stanju te prolaze proces stimulirane emisije. Preko procesa stimulirane emisije dolazi do povećanja broja crvenih fotona između ogledala. Stimuliranom emisijom se emitira plavi i crveni foton. Zrcala su savršeno paralelna jedno u odnos na drugo. Kada zrcala ne bi bila paralelna dio svjetlosti bi se reflektirao od zrcala te izlazio van.

3. Smanjite vrijeme života trećeg stanja te pokrenite simulaciju. Usporedite sadašnja opažanja s opažanjima u prijašnjem pitanju.

Jesu li vaša opažanja u skladu s očekivanjima? Objasnite!

Vidimo da se događa isti proces kao u prijašnjem pitanju samo puno brže. Sada je atom jako kratko u najvišem energetskom stanju te brzo prelazi u metastabilno i osnovno. Sada gotovo svi procesi stimulirane emisije rezultiraju crvenim fotonom.

4. Poredajte stanja po brojnosti atoma. Čemu nam služe ogledala? U kojem smjeru se gibaju crveni fotoni?

$N(2) > N(1) > N(3)$. Ogledala nam služe kako bismo povećali šanse za stimuliranu emisiju s metastabilnog stanja. Samim time dolazi do povećanja broja crvenih fotona. Crveni fotoni se gibaju okomito na ogledala.

5. Kako zovemo pojavu u kojoj je najveći broj elektrona u pobuđenom stanju? Zašto nam je ta pojava bitna za rad lasera?

Tu pojavu zovemo populacijska inverzija ili inverzija naseljenosti. Ta pojava nam omogućava da jednim fotonom pomoću stimulirane emisije dobijemo njih mnogo u kratkom vremenu.

6. Umjesto nastalih fotona možemo promatrati val. Opišite val koji nastaje između ogledala.

Između ogledala nastaje stojni val sa čvorovima u ogledalima.

7. Na simulaciji pokušajte smanjiti refleksivnost zrcala. Što primjećujete? Pokušajte naći ravnotežu između nastale svjetlosti unutar ogledala i ona koja je emitirana. Opišite izlazni val. Kako zovemo ovaj uređaj?

Smanjivanjem refleksivnosti zrcala omogućujemo dijelu fotona da izađe van cilindra u

kojem su atomi. Ravnotežu postižemo kada jednak broj fotona nastane između ogledala i onih koji su emitirani. Imamo izlazni val točno određene valne duljine - monokromatska svjetlost. Ovaj uređaj zovemo laser.

8. Kvalitativno opišite kako radi laser.

Unutar lasera pobuđujemo atome u više energetske stanje. Budući da je to stanje nestabilno, atomi se vraćaju u osnovno ili metastabilno stanje te pritom dolazi do emisije fotona. Nakon kraćeg vremena dolazi do populacijske inverzije tj. većina atoma se nalazi u pobuđenom metastabilnom stanju. Dodavanjem zrcala crveni fotoni bivaju zarobljeni te se sudaraju sa pobuđenim atomima. Kako se fotoni sudaraju sa metastabilnim atomima dolazi do stimulirane emisije te se broj fotona crvene svjetlosti povećava. Smanjivanjem refleksivnosti zrcala dio foton izlazi van. Svi izlazni fotoni su identični tj. imaju isti smjer, fazu, valnu duljinu pa samim time i istu energiju.

6 Zaključak

U ovom radu smo mjerili i analizirali emisijski spektar laserske plazme na atmosferi i u heliju i helijevom plazmenom mlazu (*jetu*) sa i bez zaštitnog argona. LIBS spektrometar je korišten za snimanje spektra laserske plazme u zraku i protoku helija te smo iz dobivenih spektara odredili elemente unutar plazme. Tako je pokazano da su najzastupljeniji elementi unutar laserske plazme na atmosferi atomi dušika, kisika i njihovi ioni dok smo u protoku helija imali još i helijeve linije. (Graf 4.3 i 4.4). Prilikom snimanja utjecaja laserske plazme na helijev *JET* korištena je metoda vremenski razlučive spektroskopije. U tim mjerenjima smo promatrali spektralni profil helijeve 388.86 nm linije za različite vrijednosti protoka helija i helijevog *jeta* sa i bez zaštitnog plina argona. Navedeni spektri u okolini linije 388.86 nm su prikazani u ovom diplomskom za različite pomake vremena integracije (Slike 4.7, 4.8, 4.10, i 4.9). Pokazano je kako se mijenja puna širina navedene helijeve linije na pola maksimuma za različite vrijednosti protoka helija i argona (Slika 4.12). Iz dobivenih rezultata je nacrtan Boltzmannov graf za različite pomake vremena integracije te je određena maksimalna eksitacijska temperatura elektrona koja je za dva obrađena slučaja približno jednaka i iznosi $T_e \approx 11000K$. Kako vrijeme odmiče, plazma se re-

kombinira te temperature opadaju u vremenu. (Slike 4.14 i 4.15). Također, uspješno smo odredili koncentracije elektrona u laserskoj plazmi kada je meta bila protok helija ili njegovog plazmenog mlaza koristeći izraz koji povezuje širinu linije povezanu sa Starkovim širenjem i koncentracijom elektrona unutar *jeta* (Jednadžba 2.20). Pokazano je da za slučaj kada stvaramo lasersku plazmu unutar protoka helija početna koncentracije iznosi $n_e \approx 9 * 10^{17} cm^{-1}$ (Graf 4.17), a kada vršimo isti postupak sa *jetom*, početna koncentracija iznosi $n_e \approx 8 * 10^{17} cm^{-1}$ (Graf 4.18). U oba slučaja koncentracija elektrona opada eksponencijalno u vremenu.

Dodaci

Dodatak A Tablica opaženih prijelaza prilikom laser-ske ablacije na atmosferi

Valna duljina [nm]	Prijelaz	Valna duljina [nm]	Prijelaz
375.015	$12 \rightarrow 2$	656.273	${}^2P_{\frac{3}{2}}^0 \rightarrow {}^2S_{\frac{1}{2}}$
397.008	$7 \rightarrow 2$	859.839	$14 \rightarrow 3$
434.047	$5 \rightarrow 2$	875.046	$12 \rightarrow 3$
486.135	$5 \rightarrow 2$		

Tablica A.1: Opaženi vodikovi (H) prijelazi pri laserskoj ablaciji na atmosferi

Valna duljina [nm]	Prijelaz	Valna duljina [nm]	Prijelaz
648.171	${}^4F_{\frac{3}{2}}^0 \rightarrow {}^4D_{\frac{1}{2}}^0$	862.924	${}^2P_{\frac{3}{2}}^0 \rightarrow {}^2P_{\frac{3}{2}}$
742.364	${}^4S_{\frac{3}{2}}^0 \rightarrow {}^4P_{\frac{1}{2}}^0$	865.589	${}^2P_{\frac{1}{2}}^0 \rightarrow {}^2P_{\frac{3}{2}}$
744.229	${}^4S_{\frac{3}{2}}^0 \rightarrow {}^4P_{\frac{3}{2}}^0$	868.028	${}^2P_{\frac{1}{2}}^0 \rightarrow {}^2P_{\frac{3}{2}}$
746.831	${}^4S_{\frac{3}{2}}^0 \rightarrow {}^4P_{\frac{5}{2}}^0$	870.325	${}^4D_{\frac{1}{2}}^0 \rightarrow {}^4P_{\frac{1}{2}}^0$
818.802	${}^4P_{\frac{3}{2}}^0 \rightarrow {}^4P_{\frac{1}{2}}^0$	871.170	${}^4D_{\frac{3}{2}}^0 \rightarrow {}^4P_{\frac{3}{2}}^0$
821.634	${}^4P_{\frac{5}{2}}^0 \rightarrow {}^4P_{\frac{3}{2}}^0$	871.883	${}^4D_{\frac{5}{2}}^0 \rightarrow {}^4P_{\frac{5}{2}}^0$
822.314	${}^4P_{\frac{1}{2}}^0 \rightarrow {}^4P_{\frac{3}{2}}^0$	872.889	${}^4D_{\frac{1}{2}}^0 \rightarrow {}^4P_{\frac{3}{2}}^0$
824.239	${}^4P_{\frac{3}{2}}^0 \rightarrow {}^4P_{\frac{5}{2}}^0$	938.680	${}^2D_{\frac{3}{2}}^0 \rightarrow {}^2P_{\frac{1}{2}}^0$
856.774	${}^2P_{\frac{3}{2}}^0 \rightarrow {}^2P_{\frac{1}{2}}^0$	939.273	${}^2D_{\frac{5}{2}}^0 \rightarrow {}^2P_{\frac{3}{2}}^0$
859.400	${}^2P_{\frac{1}{2}}^0 \rightarrow {}^2P_{\frac{1}{2}}^0$		

Tablica A.2: Opaženi dušikovi (N) prijelazi pri laserskoj ablaciji na atmosferi

Valna duljina [nm]	Prijelaz	Valna duljina [nm]	Prijelaz
343.715	$^1S_0 \rightarrow ^1P_1^0$	500.148	$^3F_3^0 \rightarrow ^3D_2$
391.900	$^1P_1^0 \rightarrow ^1P_1$	504.515	$^3F_4^0 \rightarrow ^3D_3$
395.585	$^1D_2 \rightarrow ^3P_1^0$	549.567	$^3P_2^0 \rightarrow ^3P_2$
399.500	$^1D_2 \rightarrow ^1P_1^0$	553.536	$^5D_4^0 \rightarrow ^3P_3$
404.131		567.956	$^3D_3 \rightarrow ^3P_2^0$
444.703	$^1D_2^0 \rightarrow ^1P_1$	594.165	$^3D_3^0 \rightarrow ^3P_2$
460.148	$^3P_2 \rightarrow ^3P_1^0$	648.205	$^1P_1 \rightarrow ^1P_1^0$
460.716	$^3P_1 \rightarrow ^3P_0^0$	661.056	$^3F_3^0 \rightarrow ^1D_2$
462.139	$^3P_0 \rightarrow ^3P_1^0$	843.874	$^1P_1^0 \rightarrow ^1S_0$
463.054	$^3P_0 \rightarrow ^3P_1^0$		
478.813	$^3D_2^0 \rightarrow ^3D_2$		

Tablica A.3: Opaženi prijelazi dušikova iona (N^+) pri laserskoj ablaciji na zraku

Valna duljina [nm]	Prijelaz	Valna duljina [nm]	Prijelaz
532.968	$^3D_2^0 \rightarrow ^3P_2$	794.755	
533.074	$^5D_4^0 \rightarrow ^5P_3$	795.080	
615.818	$^5D_4^0 \rightarrow ^5P_3$	795.216	
715.610	$^1D_2 \rightarrow ^1D_2^0$	844.636	$^3P_2 \rightarrow ^1S_0^1$
777.417	$^5P_2 \rightarrow ^5S_1^0$	882.043	$^1F_3 \rightarrow ^1D_2^0$

Tablica A.4: Opaženi prijelazi kisika (O) pri laserskoj ablaciji na zraku

Valna duljina [nm]	Prijelaz	Valna duljina [nm]	Prijelaz
375. 104	$^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{7/2}^0$	905.025	$^2[1]_{1/2}^0 \rightarrow ^4D_{1/2}$

Tablica A.5: Opaženi prijelazi kisikova iona (O^+) pri laserskoj ablaciji na zraku

*Ako prijelaz nije naveden onda nije indentificiran ni u NIST bazama [15].

Dodatak B Tablica opaženih prijelaza prilikom laser-ske ablacije na heliju

Valna duljina [nm]	Prijelaz	Valna duljina [nm]	Prijelaz
375.015	$12 \rightarrow 2$	486.135	$5 \rightarrow 2$
397.008	$7 \rightarrow 2$	656.273	$^2P_{3/2}^0 \rightarrow ^2S_{1/2}$
434.047	$5 \rightarrow 2$	859.839	$14 \rightarrow 3$

Tablica B.1: Opaženi prijelazi vodika (H) pri laserskoj ablaciji na heliju

Valna duljina [nm]	Prijelaz	Valna duljina [nm]	Prijelaz
409.994	$2D_{3/2}^0 \rightarrow 2P_{1/2}$	856.774	$2P_{3/2}^0 \rightarrow 2P_{1/2}$
648.375	$4F_{5/2}^0 \rightarrow 4D_{3/2}^0$	862.924	$2P_{3/2}^0 \rightarrow 2P_{3/2}$
742.364	$4S_{3/2}^0 \rightarrow 4P_{1/2}$	865.589	$2P_{1/2}^0 \rightarrow 2P_{3/2}$
744.229	$4S_{3/2}^0 \rightarrow 4P_{3/2}$	868.028	$2P_{1/2}^0 \rightarrow 2P_{3/2}$
746.831	$4S_{3/2}^0 \rightarrow 4P_{5/2}$	868.340	$4D_{5/2}^0 \rightarrow 4P_{3/2}$
818.487	$4P_{3/2}^0 \rightarrow 4P_{3/2}$	870.325	$4D_{3/2}^0 \rightarrow 4P_{1/2}$
818.802	$4P_{3/2}^0 \rightarrow 4P_{1/2}$	871.170	$4D_{3/2}^0 \rightarrow 4P_{3/2}$
820.036	$4P_{1/2}^0 \rightarrow 4P_{1/2}$	871.883	$4D_{5/2}^0 \rightarrow 4P_{5/2}$
821.072	$4P_{3/2}^0 \rightarrow 4P_{3/2}$	872.889	$4D_{1/2}^0 \rightarrow 4P_{3/2}$
821.634	$4P_{5/2}^0 \rightarrow 4P_{5/2}$	874.736	$4D_{3/2}^0 \rightarrow 4P_{5/2}$
822.314	$4P_{1/2}^0 \rightarrow 4P_{3/2}$	938.680	$2D_{3/2}^0 \rightarrow 2P_{1/2}$
824.239	$4P_{3/2}^0 \rightarrow 4P_{5/2}$	939.273	$2D_{5/2}^0 \rightarrow 2P_{3/2}$
946.068	$2D_{3/2}^0 \rightarrow 2P_{3/2}$		

Tablica B.2: Opaženi prijelazi dušika (N) pri laserskoj ablaciji na heliju

Valna duljina [nm]	Prijelaz	Valna duljina [nm]	Prijelaz
343.715	$1S_0 \rightarrow 1P_1^0$	501.639	$3F_2^0 \rightarrow 3D_2$
391.900	$1P_1^0 \rightarrow 1P_1$	504.515	$3F_4^0 \rightarrow 3D_3$
395.585	$1D_2 \rightarrow 3P_1^0$	549.567	$3P_2^0 \rightarrow 3P_2$
399.500	$1D_2 \rightarrow 1P_1^0$	553.536	$5D_4^0 \rightarrow 3P_3$
404.131		566.663	$3D_2 \rightarrow 3P_1^0$
444.703	$1D_2^0 \rightarrow 1P_1$	567.956	$3D_3 \rightarrow 3P_2^0$
453.041		571.077	$3D_2 \rightarrow 3P_2^0$
460.148	$3P_2 \rightarrow 3P_1^0$	574.730	$3D_2 \rightarrow 1P_1^0$
460.716	$3P_1 \rightarrow 3P_0^0$	592.781	$3D_1^0 \rightarrow 3P_0$
461.387	$3P_1 \rightarrow 3P_1^0$	593.178	$3D_2^0 \rightarrow 3P_1$
462.139	$3P_0 \rightarrow 3P_1^0$	594.165	$3D_3^0 \rightarrow 3P_2$
463.054	$3P_0 \rightarrow 3P_1^0$	616.776	$3D_3 \rightarrow 3F_4^0$
464.308	$3P_1 \rightarrow 3P_2^0$	648.205	$1P_1 \rightarrow 1P_1^0$
478.813	$3D_2^0 \rightarrow 3D_2$	661.056	$3F_3^0 \rightarrow 1D_2$
500.148	$3F_3^0 \rightarrow 3D_2$	843.874	$1P_1^0 \rightarrow 1S_0$
501.062	$3S_1 \rightarrow 3P_1^0$		

Tablica B.3: Opaženi prijelazi dušikova iona (N^+) u heliju

Valna duljina [nm]	Prijelaz	Valna duljina [nm]	Prijelaz
532.968	$^3D_2^0 \rightarrow ^3P_2$	794.755	
533.074	$^5D_4^0 \rightarrow ^5P_3$	795.080	
615.818	$^5D_4^0 \rightarrow ^5P_3$	795.216	
715.610	$^1D_2 \rightarrow ^1D_2^0$	844.636	$^3P_2 \rightarrow ^1S_0^1$
777.194	$^5P_3 \rightarrow ^5S_2^0$	882.043	$^1F_3 \rightarrow ^1D_2^0$
777.417	$^5P_2 \rightarrow ^5S_1^0$	926.601	$^5D_4^0 \rightarrow ^5P_3$

Tablica B.4: Opaženi prijelazi kisika (O) u heliju

Valna duljina [nm]	Prijelaz	Valna duljina [nm]	Prijelaz
517.589	$^2P_{\frac{1}{2}} \rightarrow ^2P_{\frac{3}{2}}^0$	715.108	$^2F_{\frac{7}{2}}^0 \rightarrow ^2G_{\frac{9}{2}}$
656.528	$^2D_{\frac{5}{2}}^0 \rightarrow ^2F_{\frac{7}{2}}$	905.025	$^2[1]_{\frac{1}{2}}^0 \rightarrow ^4D_{\frac{1}{2}}$
708.397	$^3P_{\frac{3}{2}}^0 \rightarrow ^2D_{\frac{3}{2}}$		

Tablica B.5: Opaženi prijelazi kisikova iona (O^+) u heliju

Valna duljina [nm]	Prijelaz	Valna duljina [nm]	Prijelaz
501.567	$^1P_1^0 \rightarrow ^1S_0$	667.815	$^1D_2 \rightarrow ^1P_1^0$
587.562	$^3D_2 \rightarrow ^3P_2^0$		

Tablica B.6: Opaženi prijelazi helija (He) pri laserskoj ablaciji na heliju

*Ako prijelaz nije naveden onda nije naveden ni u NIST bazama [15].

Bibliography

- [1] <http://eskola.hfd.hr/proczavas/proc-21/proc21.htm>, Datum pristupanja web stranici: 3. srpnja 2017.
- [2] V. Šantek, Utjecaj atmosferske plazme na tvrda zubna tkiva. Doktorski rad, Zagreb 2015.
- [3] O. Jarić. Diplomski rad. Sveučilište u Zagrebu, Zagreb, 2014.
- [4] R. Zaplotnik, Z. Kregar, M. Biščan, A. Vesel, U. Cvelbar, M. Mozetič, and S. Milošević, Multiple VS. single harmonics AC-driven atmospheric plasma jets. EPL, (2014) 106 25001. DOI:10.1209/0295-5075/106/25001.
- [5] Francis F. Chen: Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion, Third Edition, Springer.
- [6] L. Cadwell, L. Huwel, Time-resolved emission spectroscopy in laser-generated argon plasmas - determination of Stark broadening parameters, Department of Engineering Physics Systems, Providence College, Providence USA, Department Of Physics, Wesleyan University, Middletown USA.
- [7] Noriyasu Ohno, M. Abdur Razzak, Hiroshi Ukai, Shuichi Takamaru, Yoshihiko Uesugi, Validity of Electron Temperature Measurement by Using Boltzmann Plot Method in Radio Frequency Inductive Discharge in The Atmospheric Pressure Range, EcoTopia Science Institute, Department of Energy Engineering and Science, Department of Electrical and Electronic Engineering, Japan.
- [8] Anne P. Thorne, Spectrophysics Second Edition, Imperial College, University of London.
- [9] Srećko Gogić, Diplomski rad, Prirodoslovno - Matematički fakultet Sveučilišta u Zagrebu, Zagreb 1994.
- [10] <https://oceanoptics.com/product-category/hr-series/>, Datum pristupanja web stranici: 07. lipnja. 2017.
- [11] Griem HR, Spectral line broadening by plasmas, New York: Academic Press, 1974. p. 408.

- [12] M. S. Dimitrijević, S. Sahal-Brechot, Stark broadening of neutral Helium lines, Observatoire de Paris, 92190 Meudon, France.
- [13] Maja Planinić, Prezentacija iz kolegija Metodika nastave fizike 1, Prirodoslovno - Matematički fakultet Sveučilišta u Zagrebu, ak.godina 2016/2017.
- [14] Web stranica sa simulacijom lasera :<https://phet.colorado.edu/en/simulation/lasers>
Datum pristupanja web stranici: 23. lipnja 2017.
- [15] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines/form.html> Vrijeme pristupanja: od travnja do lipnja 2017.

7 Zahvala

Zahvaljujem se svom mentoru dr. sc. Slobodanu Miloševiću čije je mentorstvo i vodstvo bilo od presudnog značaja prilikom izrade ovog rada.

Hvala Deanu i Marijanu na sveopćoj pomoći prilikom izrade diplomskog i izvođenja eksperimenata. Bez vas izrada ovog diplomskog ne bih bila moguća u ovako kratkom roku.

Osobito hvala mojoj mami koja je bila moja najveća podrška i motivacija tijekom studija te je najviše zaslužna za moj akademski put. Hvala ti na svemu.

Zahvaljujem se Beti i Mariju koji su me tijekom svih ovih godina nesebično primali u svoj dom u kojem bih se uvijek osjećao kao doma. Hvala na bezbrojnim ručcima i savjetima tijekom mog studiranja. Bez Vas bi čitav moj put u Zagrebu bio puno teži.

Hvala mojim brojnim prijateljima i prijateljicama kako u Zagreb tako i na Korčuli koji su ponekad i nesvjesno bili dijelom izrade ovog diplomskog. Posebno hvala Nikolini koja je tijekom svih ovih godina vjerovala u mene i sa mnom provela bezbrojne sate razgovarajući na mobitelu.

Osobito hvala kolegama i kolegicama sa fakulteta. Hvala Katarini i Valentini; osoba ne može zamisliti bolje prijateljice od vas. Hvala vam na prijateljstvu, savjetima, litrama kave i bezbrojnim satima provedenim u knjižnici spremajući ispite.

Hvala teti Marinki i Mili na ljubavi, podršci i životnim mudrostima tijekom mog studija. Zaista sam zahvalan što ste dio mogega života.

Konačno, hvala čudima 21. stoljeća kao što u Google i Wikipedia. Hvala znanstvenicima iz CERNa koji su napravili čudo zvano World Wide Web te u velikoj mjeri olakšali moj studij.