



UNIVERZITET U NOVOM SADU
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ
ФАКУЛТЕТ
ДЕПАРТАМЕНТ ЗА ФИЗИКУ



Egić Aleksandar

26.05.2004.

0603

9/53

Određivanje elektronske koncentracije plazme impulsnog luka

- diplomski rad -

Novi Sad, 2004

Ovaj diplomski rad je rađen u okviru Katedre za fizičku elektroniku, Departmana za fiziku, Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu. Ovim putem se zahvaljejem svom mentoru prof. dr Zoranu Mijatoviću, rukovodiocu katedre prof. dr Stevici Đuroviću i svim članovima katedre na razumevanju i podršci.

Novi Sad, 20.02.2004.

Egić Aleksandar

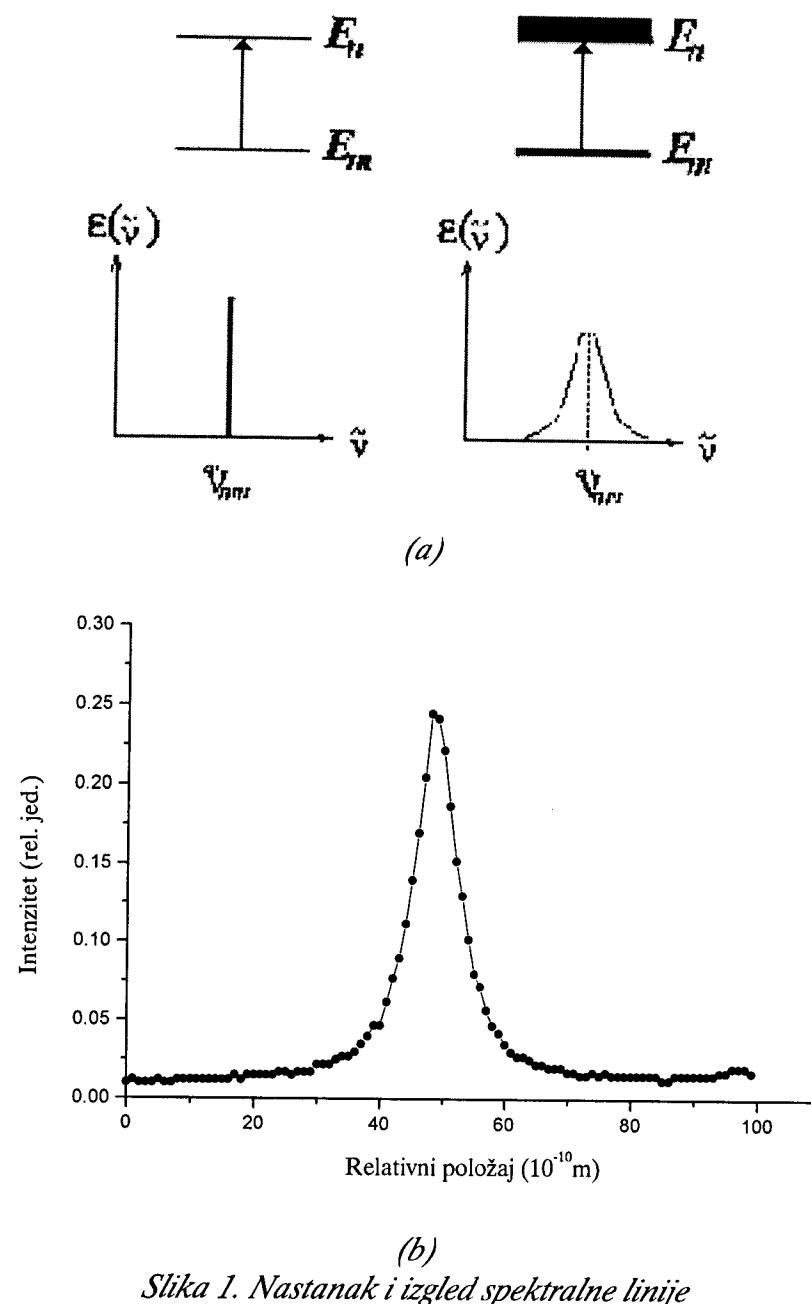
Sadržaj

1. Teorija širenje spektralnih linija.....	1
1.1. Osnovi teorije širenja spektralnih linija u plazmi.....	1
1.1.1. Prirodno širenje.....	2
1.1.2. Doplerovo širenje.....	5
1.1.3. Širenje usled pritiska..... <i>Oblak linije.....</i>	6
<i>Rezonantno širenje.....</i>	7
<i>Van der Waalsovo širenje.....</i>	8
<i>Šarkovo širenje.....</i>	9
2. Teorija širenje spektralnih linija vodonika.....	10
2.1. Teorija Grima.....	10
2.2. Teorija Vidal-Kuper-Smita (VCS).....	13
2.3. Poređenje rezultata Grimove i VCS teorije.....	15
3. Opis eksperimenta.....	16
3.1. Impulsni luk.....	16
3.1.1. Gasni sistem.....	16
3.1.2. Električni sistem.....	17
3.2. Optički sistem.....	18
3.3. Merni sistem.....	19
4. Interferometrijski metod.....	21
5. Određivanje n_e iz $\Delta\lambda$ (iz H_γ linije).....	23
5.1. O vodonikovoj H_γ liniji.....	23
5.2. Određivanje poluširine spektralnih linija i greške merenja.....	23
6. Upoređivanje vrednosti dobijenih iz H_γ linije i interferometrijskom metodom.....	26
Zaključak.....	28
Dodatak A - Listing i interfejsi programa za određivanje poluširina spektralnih linija.....	29
Literatura.....	34

1. Teorija širenja spektralnih linija

1.1. Osnovi teorije širenja spektralnih linija u plazmi

Pri prelazu elektrona sa višeg na niže energetsko stanje unutar atoma ili jona emituje se zračenje određene talasne dužine. Tako nastaju linijski spektri. Spektralne linije imaju određen profil, tj. određenu raspodelu intenziteta zračenja u nekom intervalu frekvencija (talasnih dužina) i zbog toga imaju konačnu širinu (slika 1 a, b).



Slika 1. Nastanak i izgled spektralne linije



Kao što se vidi, spektralna linija ima maksimum u odnosu na koji intenzitet opada idući ka manjim i većim talasnim dužinama, tj. prema krilima linije. Profil ne mora obavezno biti simetričan, a može biti i pomeren u odnosu na talasnu dužinu zračenja koje bi emitovao izolovan i nepokretan atom.

Dakle, osnovne karakteristike spektralne linije su:

- intenzitet;
- poluširina (širina na polovini visine linije);
- pomeraj i
- asimetrija linije.

Registrani profil zavisi i od karakteristika samog spektralnog uređaja.

Na osnovu profila spektralne linije mogu se dobiti različite informacije o sredini iz koje je zračenje emitovano ili u kojoj je apsorbovano. To su, na primer, koncentracija nanelektrisanih ili neutralnih čestica, njihova temperatura, kao i podaci o odgovarajućim atomskim procesima. Ako se izuzme instrumentalno širenje koje je posledica karakteristika spektralnog uređaja (a ne sredine iz koje se emituje zračenje) mehanizmi širenja spektralnih linija neutralnih atoma ili jona u plazmi mogu se podeliti u tri grupe:

- prirodno širenje (zbog konačnog srednjeg vremena života atoma u pobuđenom stanju);
- Doplerovo širenje (zbog kretanja atoma emitera u odnosu na posmatrača) i
- širenje usled pritiska (zbog interakcije emitera sa okolnim neutralnim i nanelektrisanim česticama).

1.1.1. Prirodno širenje

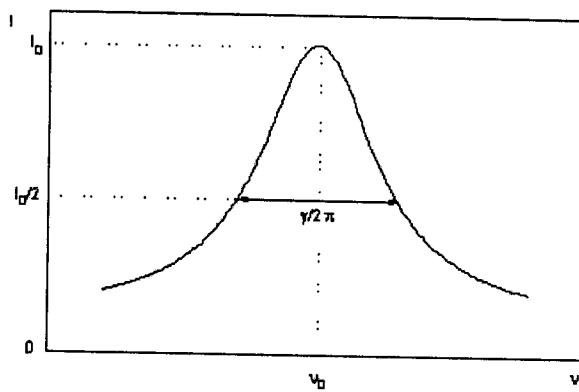
U klasičnom prilazu skup atoma koji zrači predstavljen je skupom Lorencovih oscilatora (dipoli koji se sastoje od elektrona i jezgra). Ovaj sistem se može svesti na linearni harmonijski oscilator koji pobuđen sudarom osciluje u elastičnoj sredini. Oscilacije su prigušene jer se energija gubi usled zračenja, pa se umesto monohromatske dobija proširena linija. Raspodela intenziteta zračenja po frekvencijama je tada data izrazom:

$$I(\nu) = I_0 \frac{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}{4\pi^2(\nu_0 - \nu)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \quad (1)$$

I_0 je maksimalni intenzitet, a γ klasična konstanta radijacionog prigušenja:

$$\gamma = \frac{2\pi e^2 \nu^2}{3\epsilon_0 c^3 m} \quad (2)$$

Raspodela intenziteta zračenja po frekvencijama data izrazom (1) je simetrična u odnosu na frekvenciju ν_0 , tj. u odnosu na centar linije. Ova raspodela se naziva Lorencova raspodela i prikazana je na slici 2.



Slika 2. Lorencova raspodela intenziteta zračenja

Poluširina, odnosno širina na polovini visine (u ovom slučaju je to prirodna širina) može se dobiti ako u izraz (1) zamenimo $I(v) = I_0/2$:

$$|v_{1/2} - v_0| = \frac{1}{2} \Delta v_{1/2} = \frac{\gamma}{4\pi} \quad (3)$$

Kako je vreme prigušenja $\tau = \frac{1}{\gamma}$ za prirodnu poluširinu dobijamo:

$$\Delta v_{1/2} = \frac{\gamma}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (4)$$

Prelaskom na skalu talasnih dužina $\left(\Delta\lambda = -c \frac{\Delta\nu}{\nu^2} \right)$ dobija se:

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \gamma \quad (5)$$

Ako u izraz (5) uvrstimo izraz (2) i znajući da je $\lambda \cdot v = c$, dobijamo:

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{e^2}{3\varepsilon_0 c^2 m} = 1.18 \cdot 10^{-5} \text{ nm} \quad (6)$$

To znači da, prema klasičnoj elektrodinamici, širina linije ne zavisi od atomskih karakteristika emitera i talasne dužine emitovanog zračenja.

Sa tačke gledišta kvantne mehanike prirodna širina spektralnih linija je posledica neodređenosti energije stacionarnih stanja atoma i ona je data Hajzenbergovom relacijom:

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2\pi} \quad (7)$$

Atom veoma kratko boravi u pobuđenom stanju, a zatim prelazi u osnovno stanje emitujući foton frekvencije ν . Na osnovu jednačine (7) možemo pisati:

$$\Delta E \approx \frac{h}{2\pi\tau_n} \quad (8)$$

Iz jednačine (8) se vidi da je neodređenost energije pobuđenog stanja obrnuto сразмерna vremenu života atoma τ_n u tom stanju. To znači da spektralna linija ima izvesnu širinu i to je prirodna širina linije. Kako je neodređenost energije emitovanog fotona pri prelasku iz stanja n u stanje m data izrazom:

$$h\nu = \Delta E_n + \Delta E_m \quad (9)$$

lako je zaključiti da je poluširina:

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m} \right). \quad (10)$$

gde je recipročna vrednost srednjeg života, zapravo, verovatnoća prelaza.

Ako se posmatra prelaz na osnovno stanje ($\tau_m \rightarrow \infty$) izraz (10) se može napisati kao:

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{2\pi\tau_n} \quad (11)$$

Ovaj izraz ima isti matematički oblik kao i izraz (4) dobijen pomoću klasične elektrodinamike, a dobija se isti izraz i za raspodelu intenziteta zračenja u zavisnosti od frekvencije.

Iz izraza (10) se vidi da je prirodna poluširina proporcionalna sumi verovatnoća prelaza. Kako su verovatnoće prelaza različite za različite prelaze to je, sa gledišta kvantne elektrodinamike, prirodna širina linije različita za različite prelaze. Za prelaze kod kojih je vreme života reda veličine 10^{-8} s dobija se prirodna širina reda veličine 10^{-5} nm, dakle istog reda veličine kao i rezultat dobijen iz klasične elektrodinamike (6)

1.1.2. Doplerovo širenje

Izvori zračenja u plazmi su pobuđeni atomi i joni koji se neprestano kreću. Zato dolazi do pojave Doplerovog efekta, što znači da posmatrač meri više frekvencije, odnosno kraće talasne dužine zračenja emitera koji mu se približava i obrnuto.

Promena frekvencije usled Doplerovog efekta iznosi:

$$\nu - \nu_0 = \Delta\nu = \pm \frac{\nu_0}{c} v \quad (12)$$

gde je v brzina emitera u odnosu na posmatrača, a c brzina svetlosti. Znak (+) se uzima kada se emiter kreće ka posmatraču, a znak (-) kada se udaljava od posmatrača. Ako razmatramo termalno kretanje emitera, oni će imati Maksvelovu raspodelu brzina. Verovatnoća da čestica mase m , na temperaturi T ima brzinu između v i $v+dv$ duž jednog pravca (pravca posmatranja) data je izrazom:

$$dw_v = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT} \right) dv \quad (13)$$

Na osnovu (12) i (13) može se izračunati verovatnoća da se frekvencija zračenja, emitovanog u pravcu brzine v , nalazi u intervalu $\nu, \nu + dv$:

$$dw_\nu = \frac{c}{\nu_0} \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m}{2kT} \frac{c^2}{\nu_0^2} (\nu - \nu_0)^2 \right) d\nu \quad (14)$$

Kako je intenzitet zračenja srazmeran veličini dw_ν , raspodela intenziteta zračenja se može dati u obliku:

$$I_\nu = I_0 \exp\left(-\frac{m}{2kT} \frac{c^2}{\nu_0^2} (\nu - \nu_0)^2 \right) \quad (15)$$

Ova jednačina pokazuje da Doplerovski proširena linija ima Gausovu raspodelu. Iz uslova $I_\nu = I_0/2$ dobija se da je Doplerova poluširina:

$$\Delta\nu_D = \frac{2\nu_0}{c} \left(\frac{2kT}{m} \ln 2 \right)^{1/2} \quad (16)$$

Ako se pređe na skalu talasnih dužina (10^{-1} nm) i obračunaju konstante, dobija se izraz:

$$\Delta\lambda_D = 7.162 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} \quad (17)$$

gde je T izraženo u (K), a M u atomskim jedinicama mase.

Doplerova poluširina je u odnosu na širinu vodonikovih linija potpuno zanemarljiva.

Za H_γ liniju ($T=10000$ K) za doplerovu poluširinu se dobija: $\Delta\lambda_D = 0.31 \cdot 10^{-10} m$.

1.1.3. Širenje usled pritiska

Za razliku od prirodnog i Doplerovog širenja, širenje spektralnih linija koje je izazvano interakcijom sa okolnim česticama (perturberima) zavisi od koncentracije tih perturbera tj. od pritiska. Iz tog razloga je ovo širenje i nazvano širenjem usled pritiska.

U zavisnosti od vrste interakcije emitera i perturbera, ovo širenje se deli na :

- rezonantno širenje (usled interakcije emitera sa perturberima iste vrste);
- van der Valsovo širenje (usled interakcije emitera sa neutralnim atomima) i
- Štarkovo širenje (usled interakcije emitera sa nanelektrisanim česticama, elektronima i jonima)

U realnim uslovima svi ovi mehanizmi deluju istovremeno.

Usled spoljašnje perturbacije energetski nivoi emitera mogu da se cepaju i pomeraju. Pretpostavimo da se perturbujuće čestice kreću dovoljno sporo, da se može smatrati da se u toku emisije rastojanje emiter-perturber ne menja. U tom slučaju, opravdan je model u okviru koga perturbaciju vrši polje sila koje stvaraju kvazistatički perturberi. Ovakav model predstavlja osnov tzv. kvazistatičke aproksimacije čija opravdanost raste ukoliko se brzina perturbera smanjuje, tj. kada se smanjuje temperatura plazme ili povećava masa perturbera. Kvazistatička aproksimacija je primenljiva gotovo uvek na krilima spektralne linije pošto njih stvaraju fotoni čija se frekvencija znatno razlikuje od neperturbovane frekvencije. Verovatnije je da je polje, dovoljno jako da izvrši odgovarajući frekventni pomak, nastalo superpozicijom polja više kvazistatičkih perturbera, nego da ga stvara jedna brza čestica. Pretpostavimo da se usled interakcije između atoma i perturbera svaki energetski nivo E_i atoma pomera za iznos ΔE_i , koji zavisi i od rastojanja r između dve čestice. Pomak frekvencije emitovanog fotona srazmeran je razlici pomaka energije gornjeg (i) i donjeg (f) nivoa prelaza:

$$\Delta \nu(r) = \nu_0 - \nu_r = \frac{1}{h} (\Delta E_i(r) - \Delta E_f(r)) \quad (18)$$

Da bismo našli profil linije potrebno je pronaći odgovarajuće $\Delta E_j(r)$ i zatim izvršiti statističko usrednjavanje po svim r da bi se našla raspodela intenziteta zračenja po pojedinim frekvencijama $\nu(r)$.

Ukoliko kvazistatička aproksimacija ne važi, r se menja u toku emisije, a samim tim se menja i frekvencija emitovanja tako da posle vremena τ između perturbovanog i neperturbovanog talasnog paketa postoji fazna razlika:

$$\int_0^{\tau} 2\pi \Delta \nu dt \quad (19)$$

Ako se interakcija između emitera i perturbera u potpunosti odvija u vremenu koje je jako kratko u odnosu na vreme od interesa za izračunavanje profila u $\Delta \omega$, $\tau = \frac{1}{\Delta \omega}$, interakcija može da se smatra potpunim sudarom i u problemu širenja linije je moguća primena rezultata teorije sudara. Profil ima Lorencov oblik:

$$F(\omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{w}{(\Delta\omega - d)^2 + w^2} \quad (20)$$

gde je d pomak linije. Parametri w i d su proporcionalni gustini N perturbera i mogu se izraziti pomoću preseka i amplituda za rasejanje. Profil je na krilima proporcionalan $\Delta\omega^{-2}$. Ovo je takozvana sudarna aproksimacija koja je u opštem slučaju primenljiva u blizini centra linije ($\Delta\omega$ je tada malo, a τ veliko), kada je vreme sudara malo (brzi perturberi, tj. lake čestice i više temperature).

Gornje izlaganje važi ako se u toku interakcije energetski nivoi samo pomeraju i cepaju, odnosno ako perturber ne indukuje nikakav prelaz u emiteru. Ako se uzmu u obzir i neelastični procesi, širenje nastaje usled skraćenja vremena života atom u posmatranom stanju.

Teorija širenja linija usled pritiska uključuje dva različita problema. Prvo, imamo problem interakcije između atoma koji zrači i jednog perturbera. To je kvantnomehanički problem. Drugi problem je kombinovanje uticaja velikog broja perturbera na emiter. Ovaj drugi problem je statističke prirode i zbog njega je razmatranje širenje usled pritiska mnogo teže nego što je sudsar između dve čestice. Na primer, ako znamo kako jedan perturber deluje na atom da li znamo kako deluje više njih? Da li možemo zanemariti interakciju između perturbera i prepostaviti da se oni kreću nezavisno jedan od drugog?

Oblik linije

Za spontanu emisiju, snaga koja se zrači po jedinici frekvencije, data je jednačinom;

$$P(\Delta\omega) = \frac{4\omega^4}{3c^3} F(\Delta\omega) \quad (21)$$

gde je $F(\Delta\omega)$ normalizovani profil linije:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} F(\Delta\omega) d(\Delta\omega) = 1 \quad (22)$$

Na osnovu interakcije kvantnog sistema sa elektromagnetskim zračenjem, za dipolni prelaz i-f dobija se:

$$F(\Delta\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi T} \left| \int_0^T dt e^{i\omega t} \langle \psi_f(t) | \vec{d} | \psi_i(t) \rangle \right|^2 \quad (23)$$

gde je \vec{d} električni dipolni moment, a $\psi_{i,f}$ početna i konačna ukupna talasna funkcija posmatranog sistema.

Posmatrani sistem zavisi od upotrebljenog modela. U okviru klasičnog modela emiter se posmatra kao linearни harmonijski oscilator koga perturbuje sistem klasičnih čestica. Ove čestice se kreću po pravolinjskim putanjama ako je emiter neutralan, a po hiperboličnim putanjama ako su emiter i perturberi nanelektrisane čestice. U ovakovom prilazu, član u uglastim zagradama u jednačini (23), zamenjuje se amplitudom linearног harmonijskog oscilatora.

U praktičnoj primeni najčešće se sreće semiklasični model. Kod ovog modela, emisija atoma se posmatra kvantomehanički, dok se perturberi razmatraju kao klasične čestice. Veza između klasičnih perturbera i kvantomehaničkih atoma se ostvaruje preko klasičnog, vremenski zavisnog potencijala $V(t)$ koji potiče od sistema perturbera i perturbuje kvantomehanički atom. U tom slučaju, talasne funkcije ψ u jednačini (23) su talasne funkcije emitera, a ukupni hamiltonijan sistema je $H=H_0+V(t)$, gde je H_0 neperturbovan hamiltonijan emitera. U okviru kvantomehaničkog prilaza, razmatra se kvantni sistem od jedne ćelije u kojoj se nalazi emiter i svi perturberi koji interaguju sa njim u zapremini ćelije. Sada su ψ_i talasne funkcije za opisani sistem jednog emitera i svih perturbera.

Rezonantno širenje

Ako posmatramo atom A u pobuđenom stanju sa koga je dozvoljen prelaz na osnovni nivo i identični atom B u osnovnom stanju, pored deekscitacije atoma u osnovno stanje moguć je i proces u kome se jedan atom deekscitira i preda energiju drugome koji se ekscitira. Dodatna mogućnost deekscitacije smanjuje vreme života u pobuđenom stanju pa je, prema Hajzenbergovoj relaciji neodređenosti (7) i neodređenost nivoa pa i širina linije veća. Mi ne možemo da utvrdimo da li se takav proces odigrao i za nas je svejedno da li je pobuđen atom A ili atom B. Odnosno sistem $A(\text{pobuđen})+B(\text{osnovno stanje})=A(\text{osnovno stanje})+B(\text{pobuđen})$ je degenerisan i može se smatrati da su oba atom delimično u osnovnom stanju, a delimično pobuđeni. Zbog toga atomi deluju jedan na drugi kao dva dipola, silom koja sa rastojanjem opada kao r^{-3} i usled koje se pomeraju energetski nivoi atoma što dovodi do širenja spektralnih linija.

Izraz za polu-poluširinu linije usled rezonantnog širenja je dat izrazom:

$$w_R = 4.3 \cdot 10^{-14} \left(\frac{g_1}{g_R} \right)^{\frac{1}{2}} \lambda^2 \lambda_R f_R N \quad (24)$$

gde su g_1 i g_R statističke težine osnovnog i pobuđenog stanja, f_R je jačina oscilatora za posmatrani prelaz, λ je talasna dužina (u cm) posmatranog zračenja, λ_R talasna dužina rezonantnog prelaza, a N koncentracija perturbera. Numeričke vrednosti za w_R u izrazu (18) se dobijaju u cm.

Rezonantno širenje nastaje uglavnom zbog interakcije emitera sa perturberima iste vrste, međutim, perturberi mogu biti i atomi ili joni druge vrste, ali pod uslovom da su im odgovarajući energetski nivoi približni sa nivoima perturbovane čestice.

Van der Valsovo širenje

Van der Valsovo širenje je posledica interakcije među atomima, ali bez ograničenja u smislu energetskih nivoa, kao što je slučaj kod rezonantnog širenja. Ova interakcija se manifestuje tako što se razlika energija između dva nivoa menja u zavisnosti od rastojanja među atomima. Sile koje deluju među atomima su kratkog dometa, a potencijal interakcije je srazmeran recipročnoj vrednosti šestog stepena rastojanja. Ovo je analogno zavisnosti van der Valsovog potencijala od rastojanja, pa je po tome ovo širenje i dobilo ime.

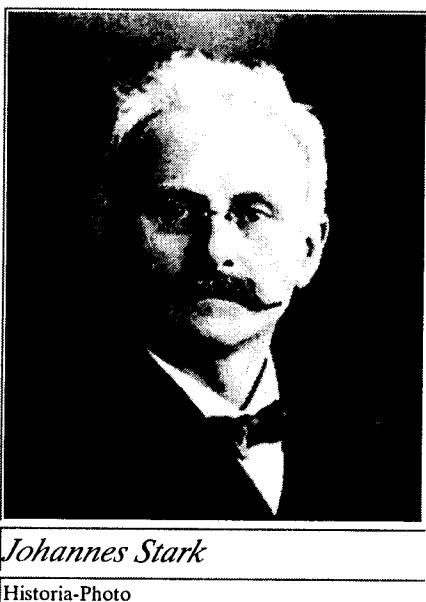
Poluširina je procenjena na:

$$w_v = 4.09 \cdot 10^{-12} \lambda^2 (\bar{\alpha} \bar{R}^2)^{\frac{2}{5}} \left(\frac{T}{\mu} \right)^{\frac{3}{10}} N \quad (25)$$

gde je $\bar{\alpha}$ srednja polarizabilnost neutralnih perturbera, \bar{R}^2 je razlika kvadrata vektora položaja elektrona gornjeg i donjeg nivoa, μ je redukovana masa sistema emiter-perturber, a N - koncentracija perturbera

Poslednja dva mehanizma širenja se u plazmi kakva je razmatrana u ovom radu mogu u potpunosti zanemariti.

Štarkovo širenje



(rođen, April 15, 1874, Schickenhof, Ger. - umro, Jun 21, 1957, Traunstein, W.Ger.), nemački fizičar, dobitnik Nobelove nagrade 1919. godine za istraživanje (1913.) širenja spektralnih linija u električnom polju. Fenomen je nazvan Štarkov efekat.

Johannes Stark

Historia-Photo

Štarkov efekat je promena energijskih nivoa atoma pod dejstvom električnog polja, u ovom slučaju električnog mikropolja, kojeg stvaraju nanelektrisane čestice elektroni i joni. Zračenje pojedinih atoma se sastoји od linija pomerenih i rascepljenih na komponente. S obzirom da se električno mikropolje u plazmi menja u prostoru i vremenu, pomeranja nivoa za različite atome su različita pa se kao sumarni efekat dobijaju proširene i pomerene spektralne linije.

Za linije vodonika i vodoničnih jona karakterističan je linearni Štarkov efekat. Kod ovog efekta, iznos dodatne energije za koju se pomera određeni energetski nivo, kada se atom nađe u spoljašnjem električnom polju, proporcionalan je jačini tog polja.

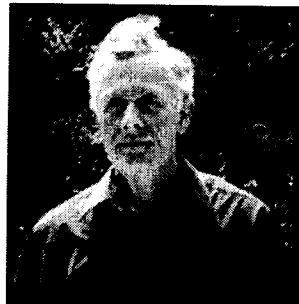
Kada su u pitanju "nevodonični" atomi, dolazi do izražaja kvadratna zavisnost dodatne energije od intenziteta spoljašnjeg polja, tj. javlja se kvadratični Štarkov efekat. Kod kvadratičnog Štarkovog efekta osim širenja dolazi i do pomeranja spektralnih linija. Kod linearног Štarkovog efekta pomeranje je vrlo malo.

Opšta fizička slika bi se mogla skicirati na sledeći način. Atom koji emituje foton, u toku emitovanja je perturbovan električnim poljem elektrona i jona, pri čemu su ove perturbacije jako izražene u toku sudara sa ovim česticama. Zbog velike razlike u termalnim brzinama elektrona i jona, vreme sudara emitera i ovih čestica se veoma razlikuju. Vreme sudara sa elektronom je vrlo malo u poređenju sa vremenom između dva sudara sa elektronom. Perturbujuće polje se tada manifestuje u obliku kratkotrajnih impulsa, odvojenih vremenskim intervalima znatno dužim od trajanja impulsa. Zbog toga se u Furijeovom razlaganju ovog polja javljaju uglavnom visokofrekventne komponente. Uticaj ovih komponenata će se najviše ispoljiti u oblasti centra linije.

Kod sudara emitera sa jonima fizička situacija je suprotna. Joni kao perturberi kreću se dovoljno sporo tako da njihovo prisustvo određuje sporopromenljive komponente mikropolja, što će presudno uticati na oblik krila linija.

2. Teorija širenja spektralnih linija vodonika

2.1. Teorija Grima



Griem Hans

Štarkovo širenje vodonikovih linija je jedan od najvažnijih dijagnostičkih metoda za izučavanje zvezdanih atmosfera i spektroskopiju plazme uopšte. Istraživanjem oblika spektralnih linija vodonika bavili su se mnogi autori, a jedna od prvih teorija bila je Grimova. Kod računanja profila vodonične linije polazi se od izraza za raspodelu intenziteta po frekvencijama dobijenih korišćenjem tzv. Sudarne aproksimacije. U ovoj aproksimaciji podrazumeva se da je vreme sudara veoma kratko. Talasni paket koji je pri tome izračen je zato izdeljen na izvestan broj manjih nezavisnih talasnih paketa iz kojih se usrednjavanjem po svim vremenima između sudara dobija profil spektralne linije. Kompletan profil spektralne linije se opisuje tako što se uticaj jonskog i elektronskog širenja uzimaju u račun istovremeno. U Grimovoj teoriji se smatra de je raspodela čestica po brzinama Maksvelova i da je raspodela po prvcima izotropna. Kao i u svim kvantno-mehaničkim problemima glavno je određivanje hamiltonijana, odnosno potencijala koji u njemu figuriše. Iz praktičnih

razloga rezultati teorijskih izračunavanja Štarkovih profila vodoničnih linija se obično predstavljaju tabelarno.

Deo tabele za vodonikovu H_{γ} liniju izgleda ovako:

T	P	$\alpha_{1/2}$
10	14	2.54E-02
10	15	8.01E-02
10	16	9.93E-02
10	17	1.01E-01
20	14	1.79E-02
20	15	6.30E-02
20	16	9.89E-02
20	17	1.11E-01
30	14	1.55E-02
30	15	3.82E-02
30	16	9.68E-02
30	17	1.14E-01

gde je T temperatura u 10^3K , a P je red veličine koncentracije, na primer za $P=14$ je $n_e = 10^{14} \text{cm}^{-3}$.

Rezultati su dati u obliku funkcije:

$$S(\alpha) = I(\omega) \left| \frac{d\omega}{d\alpha} \right| \approx \frac{2\pi c F_0}{\lambda_0^2} I(\omega) \quad (26)$$

koja zadovoljava uslov normiranja:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} S(\alpha) d\alpha = 1 \quad (27)$$

Sa α je označeno redukovano rastojanje od centra linije:

$$\alpha = \frac{\Delta\lambda}{F_0} \approx -\frac{\Delta\omega\lambda_0^2}{2\pi c F_0} \quad (28)$$

a $\Delta\lambda$ i $\Delta\omega$ su rastojanja od neperturbovane talasne dužine λ_0 izražene u jedinicama talasne dužine, odnosno u jedinicama ugaone frekvencije. U ovim izrazima talasna dužina je data u angstromima, a elektronska koncentracija u cm^{-3} .

Ako se pređe na skalu talasnih dužina profil linije se može izraziti kao:

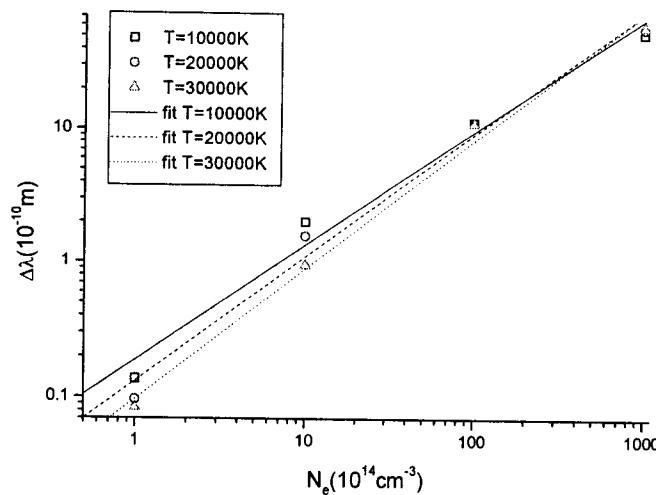
$$I(\lambda) = S(\alpha) \frac{d\alpha}{d\lambda} = \frac{S(\alpha)}{F_0} \cong \frac{2\pi c}{\lambda_0^2} I(\omega) \quad (29)$$

Kako je:

$$F_0 = 1.25 \cdot 10^{-9} n_e^{2/3} \quad (30)$$

Na osnovu izraza (28) može se zaključiti da poluširina spektralne linije u slučaju linearogn Štarkovog efekta proporcionalna sa $n_e^{2/3}$, za razliku od kvadratičnog Štarkovog efekta gde je poluširina direktno proporcionalna elektronskoj koncentraciji.

Na slici 3. prikazane su zavisnosti poluširina spektralnih linija u angstromima od elektronske koncentracije u 10^{14} cm^{-3} koje daje Grimova teorija.



Slika 3. Grimova teorija

Obratiti pažnju na to da su skale logaritamske.

2.2. Teorija Vidal-Kuper-Smita (VCS)

Ukoliko se neperturbovani emiter opiše hamiltonijanom H_a , hamiltonijan za emiter u statičkom polju ϵ_i je dat sa:

$$H_0 = H_a + eZ\epsilon_i \quad (31)$$

Potpuni hamiltonijan sistema je dat sa:

$$H = H_0 + V_e(\vec{R}, \vec{x}, \vec{v}, t) \quad (32)$$

gde V_e označava electron-emiter interakciju, a $\vec{x} = (\vec{x}_1, \vec{x}_2, \dots, \vec{x}_N)$ i $\vec{v} = (\vec{v}_1, \vec{v}_2, \dots, \vec{v}_N)$ su $3N$ vektori koji označavaju položaj i brzinu N elektrona, dok \vec{R} označava internu koordinatu emitera. Za jednoelektronske atome, \vec{R} je položaj orbitalnog elektrona relativno u odnosu na jezgro. Interakcija V_e se može izraziti kao suma binarnih interakcija:

$$V_e(\vec{R}, \vec{x}, \vec{v}, t) = \sum_j V_1(\vec{R}, \vec{x}_j, \vec{v}_j, t) \quad (33)$$

gde V_1 označava interakciju između emitera i jednog elektrona.

Operator vremenskog razvoja sistema $T_a(\vec{R}, \vec{x}, \vec{v}, t)$ je rešenje diferencijalne jednačine:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} T_a(t) = [H_0 + V_e(t)] T_a(t) \quad (34)$$

i može se napisati u obliku:

$$T_a(\vec{R}, \vec{x}, \vec{v}, t) = \exp\left(-\frac{i t H_0}{\hbar}\right) U_a \quad (35)$$

gde je

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} U_a(t) = \tilde{V}_e(t) U_a(t) \quad (36)$$

i

$$\tilde{V}_e(t) = \exp\left(\frac{i t H_0}{\hbar}\right) V_e(t) \exp\left(-\frac{i t H_0}{\hbar}\right) \quad (37)$$

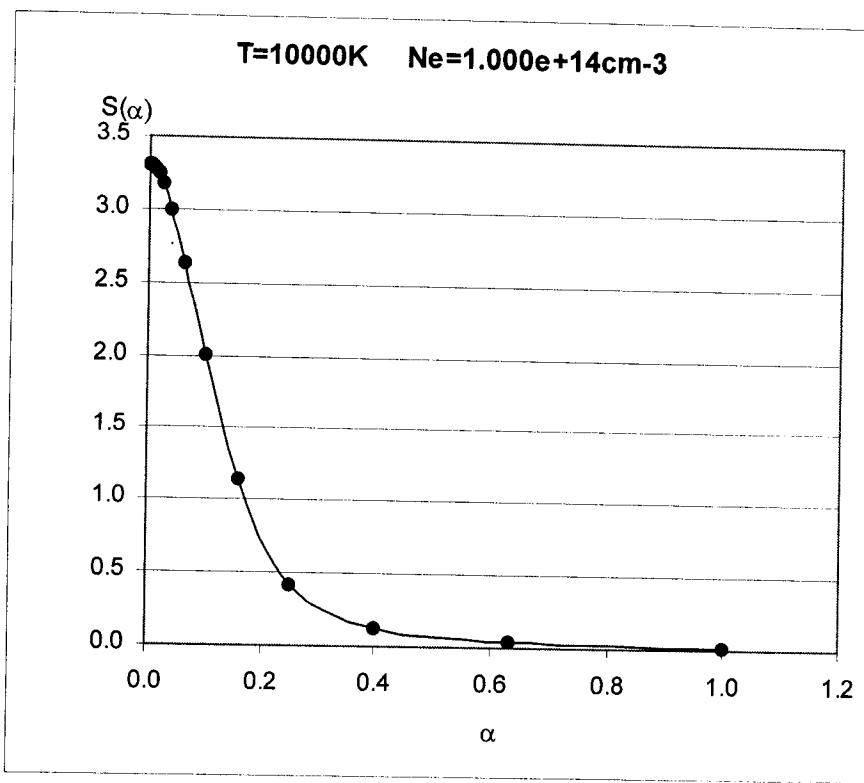
Preko veličine $\tilde{V}_e(t)$ izračunava se autokorelaciona f-ja $C(t)$ čiji Furije transform daje profil linije $I(\omega, \epsilon_i)$.

Ova teorija ne uzima u obzir asimetriju i pomeraj linija, a kao i ostale sudsarne teorije daje prenaglašenu centralnu strukturu linije. Najbolje slaganje VCS teorije i eksperimenta je u oblasti poluširine linije. Poluširine koje daje ova teorija koriste se za određivanje elektronske koncentracije.

VCS teorija, kao i mnoge druge, daje rezultat teorijskih izračunavanja spektralnih profila u obliku tabela u kojima su dati profili spektralnih linija oblika $S(\Delta\alpha)$, gde je $\Delta\alpha \equiv \alpha$. Vrednosti za $\Delta\alpha$, N_e i T_e su date u logaritamskoj skali. Faktor konverzije je F_0 i može se izraziti na isti način kao i kod Grima (28).

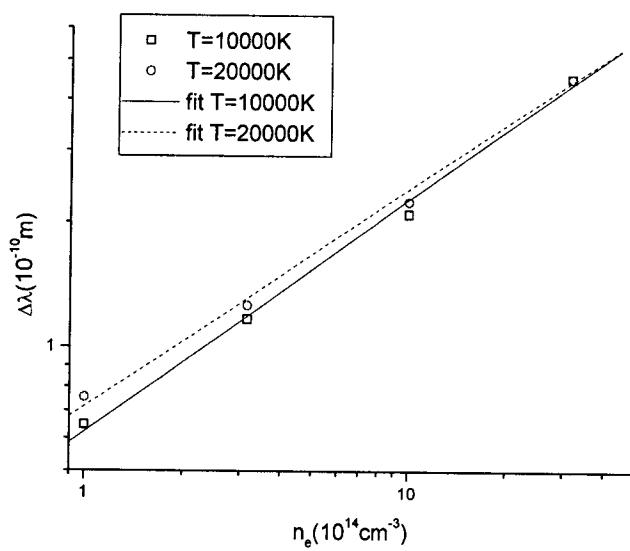
Na slici 4. je prikazan profil i date su vrednosti $S(\alpha)$ za $T_e=10000\text{K}$ i $n_e=10^{14}\text{cm}^{-3}$ kao ilustracija načina na koji VCS teorija daje rezultate.

α	$S(\alpha)$
0	3.302
0.00159	3.301
0.00251	3.3
0.00398	3.298
0.00631	3.293
0.01	3.281
0.01585	3.25
0.02512	3.176
0.03981	3.002
0.0631	2.638
0.1	2.004
0.1585	1.145
0.2512	4.13E-01
0.3981	1.19E-01
0.631	3.62E-02
1	1.16E-02
1.585	3.79E-03
2.512	1.23E-03
3.981	3.96E-04
6.31	1.25E-04
10	3.94E-05
15.85	1.23E-05
25.12	3.85E-06
39.81	1.21E-06
63.1	3.80E-07
100	1.20E-07
158.5	3.77E-08
251.2	1.19E-08
398.1	3.76E-09



Slika 4. Tabela i grafik jednog profila kod VCS teorije

Na slici 5. prikazane su zavisnosti poluširina spektralnih linija u angstremima od elektronske koncentracije u 10^{14}cm^{-3} koje daje VCS teorija.



Slika 5. VCS teorija

2.3. Poređenja rezultata Grimove i VCS teorije

Kod Grima se $\Delta\lambda_{1/2}$ računa direktno na osnovu vrednosti $\alpha_{1/2}$ iz tabele koristeći relaciju (28) i vodeći računa da $\alpha_{1/2}$ predstavlja polovinu vrednosti $\Delta\alpha$ koja figuriše u navedenoj relaciji. Zatim se nacrtaju grafici $\Delta\lambda_{1/2}(n_e)$ za različite temperature (slika 3.). Ose na grafikonu su log-log, tako da se kao rezultat dobija prava linija.

VCS teorija ne daje direktno vrednosti $\alpha_{1/2}$, već su date tabele zavisnosti relativnog intenziteta od α . Za svaku tabelu treba nacrtati polovinu profila, kao što je prikazano na slici 4., a zatim izmeriti $\alpha_{1/2}$ kao polovinu poluširine. Posle toga je postupak isti kao kod Grimove teorije i dobija se grafik prikazan na slici 5.

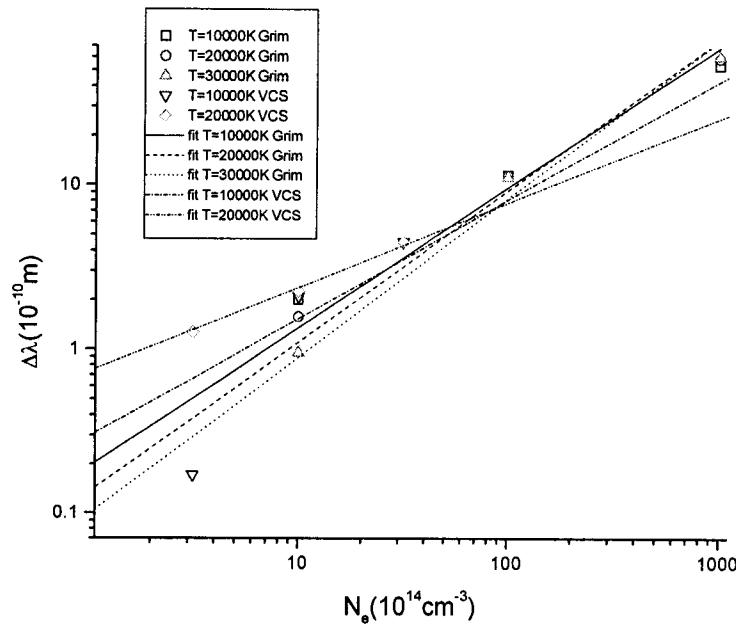
U tabeli 1. date su vrednosti za $\alpha_{1/2}$ koje daju obe teorije za vrednosti temperatura od 10000 i 20000K i za koncentracije 10^{14} , 10^{15} i 10^{16}cm^{-3} .

$n_e(10^{14} \text{ cm}^{-3})$	$\alpha_{1/2}$					
	T=10000K			T=20000K		
	Grim	VCS	$\delta(\%)$	Grim	VCS	$\delta(\%)$
1	0.025	0.120	78.8%	0.018	0.140	87.2%
10	0.080	0.084	4.6%	0.063	0.090	30.0%
100	0.099	0.091	9.1%	0.099	0.091	8.7%

Tabela 1.

Vidi se da je slaganje veoma slabo za niske koncentracije, sa povećenjem koncentracije slaganje je bolje.

Na slici 6. prikazane su zavisnosti poluširina spektralnih linija u angstromima od elektronske koncentracije u 10^{14}cm^{-3} koje daju obe teorija.



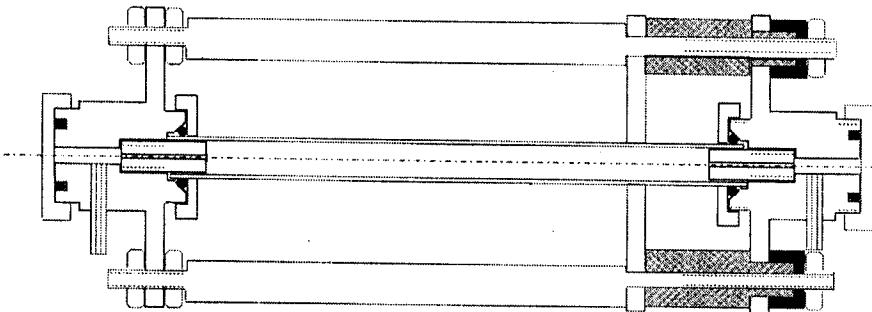
Slika 6. Grafici Grimove i VCS teorije



3. Opis eksperimenta

3.1. Impulsni luk

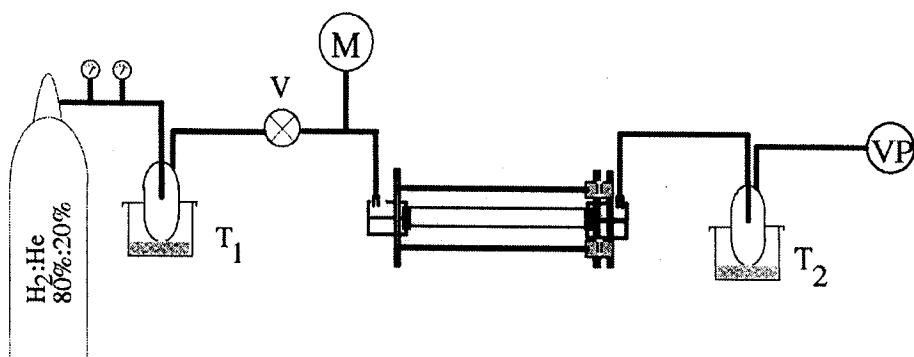
Konstrukcija cevi za pražnjenje prikazana je na slici 7. Samo cev je napravljena od cirkonijumskog stakla dužine 17cm i unutrašnjeg prečnika 8mm. Ovo staklo je izabранo da bi se izbegle eventualne pojave spektralnih linija elemenata koji bi se izbijali iz stakla prilikom pražnjenja. Elektrode za pražnjenje izrađene su od aluminijuma i postavljene na rastojanje od 16cm. Obe elektrode su duž ose probušene čime je omogućeno posmatranje zračenja iz plazme duž ose cevi i prolazak laserskog zraka pri podešavanju položaja samog luka i optičkog sistema. Na krajevima luka su postavljeni prozori od kvarcnog stakla.



Slika 7. Konstrukcija impulsnog luka

3.1.1. Gasni sistem

Na slici 8. prikazana je shema gasnog sistema za uvođenje i izvođenje gasa i kontrolu pritiska u sistemu za električno pražnjenje. Pomoću vakuum pumpe VP sistem se evakuše do pritiska ispod 0.01mbar.

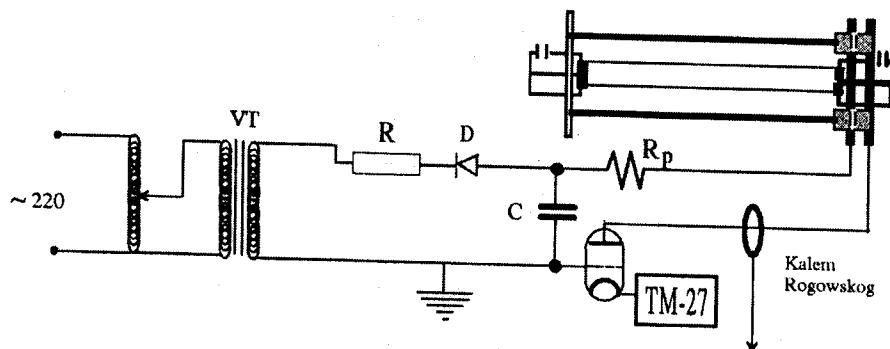


Slika 8. Gasni sistem izvora plazme

U sistem se zatim uvodi gas. Da bi se eliminisale nečistoće iz boce, odnosno uljne pare iz vakuum pumpe, pri ulasku i izlasku iz sistema gas protiče kroz trapove T_1 i T_2 (staklene posude zaronjene u tečni azot) u kojima se nečistoće kondenzuju. Pritisak gasa u sistemu se reguliše pomoću igličastog ventila V, a meri pomoću manometra M.

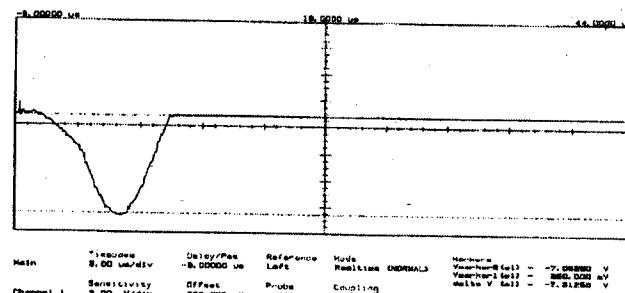
3.1.2. Električni sistem

Visoki napon pražnjenja (4kV) obezbeđuje se pomoću visokonaponskog ispravljača koji se sastoji od visokonaponskog transformatora VT, otpora za ograničavanje struje R i visokonaponske ispravljačke diode D (slika 9.).



Slika 9. Električni sistem izvora plazme

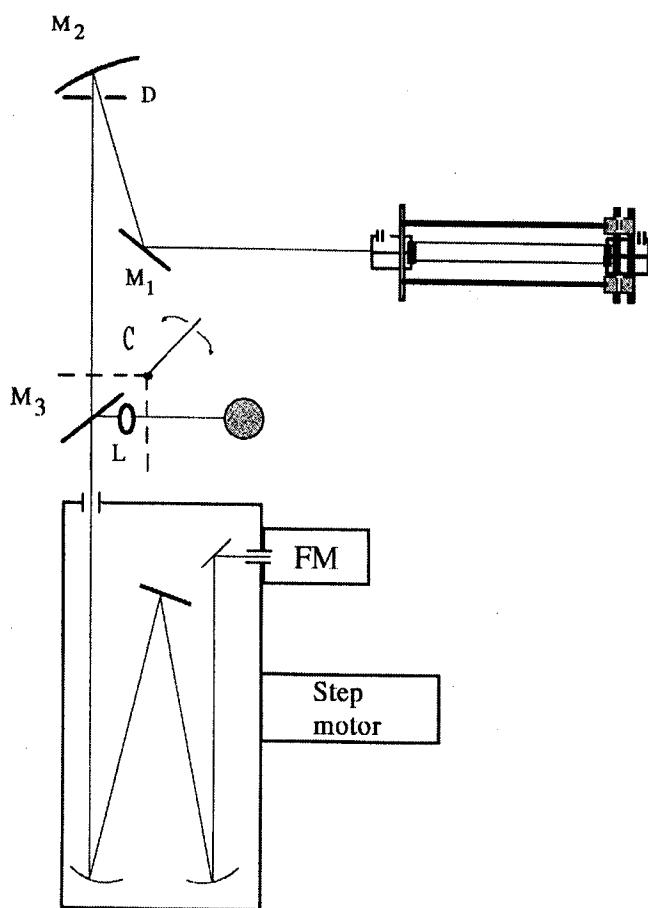
Ispravljenim jednosmernim naponom se puni kondenzator C kapaciteta $25\mu F$, koji se prazni kroz impulsni luk. Kolo za pražnjenje se zatvara pomoću tiratrona T sa uzemljrenom rešetkom. Inicijalni impuls, frekvencije 2Hz, za okidanje tiratrona dovodi se na katodu tiratrona sa jedinice za okidanje TM27. Redno sa impulsnim lukom vezan je otpor R_p za prigušenje oscilacija pražnjenja, tako da je kolo za pražnjenje kritično prigušeno, što se vidi iz talasnog oblika struje pražnjenja prikazanom na slici 10. Reproducibilnost struje pražnjenja je bila u okviru $\pm 2\%$, što implicira i reproducibilnost parametara plazme koja se stvara na taj način. Radi kontrole i praćenja oblika struje pražnjenja oko vodova za pražnjenje postavljen je kalem Rogovskog čiji je signal osim toga služio i za okidanje mernih uređaja korišćenih u ovom eksperimentu.



Slika 10. Primer oblika struje pražnjenja

3.2. Optički sistem

U ovom eksperimentu posmatrano je zračenje emitovano duž ose luka. Centralni deo impulsnog luka je pomoću ravnog M_1 i konkavnog M_2 ogledala (slika 11.), žižne duljine 1.2m, fokusiran 1:1 kroz delimično propusno (reflektujuće) ogledalo M_3 , na ulaznu pukotinu 1m monohromatora sa rešetkom od 1200nareza/mm. Difrakciona rešetka monohromatora se pomera step motorom sa direktnim prenosom na zavrtanj maksimalne rezolucije od 36000koraka/obrtaju.



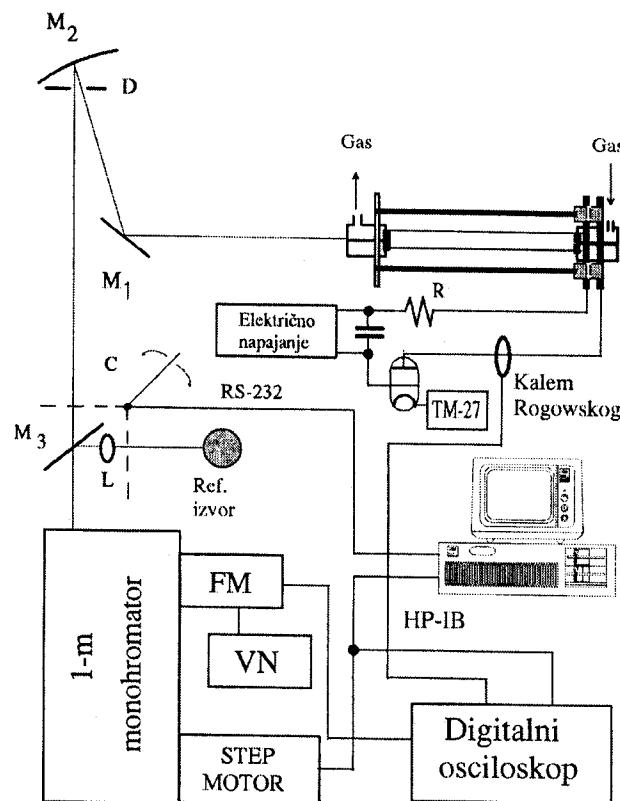
Slika 11. Shema optičkog sistema

Istovremeno, na ulaznu pukotinu monohromatora se pomoću sočiva S fokusira i centralni deo referentnog izvora zračenja R. Kao referentni izvor Štarkovski neproširenih i nepomerenih spektralnih linija korišćena je Gajslerova cev za pražnjenje. Odnos koeficijenta refleksije i transparencije ogledala M_3 je određen tako da spektralni intenziteti iz oba izvora svetlosti budu zadovoljavajući. Pomoću svetlosnog prekidača C, na slici 11., moguće je alternativno birati izvor svetlosti koji se posmatra (izvor plazme ili referentni izvor), a da se pri tome ne menja talasna dužina koja je nameštena na monohromatoru.

Na izlaznu pukotinu monohromatora postavljen je fotomultiplikator za pretvaranje optičkih signala u električne. Osim za određivanje položaja nepomerene spektralne linije, profili linija snimljeni iz referentnog izvora, s obzirom da su samo prirodno prošireni, korišćeni su i za određivanje instrumentalne širine.

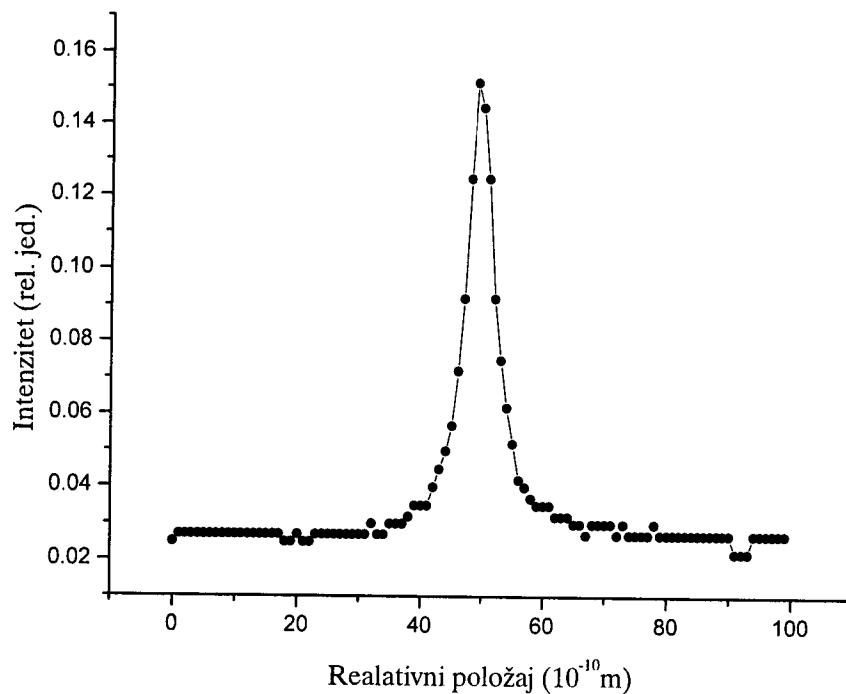
3.3. Merni sistem

Shematski prikaz kompletног mernog sistema dat je na slici 12. Izlaz fotomultiplikatora je povezan sa digitalnim osciloskopom radi registracije signala i njegovog razlaganja po vremenu. Osciloskop se okida pomoću signala sa kalema Rogovskog (slika 12.), a referentna tačka za merenje vremena je bilo vreme koje odgovara maksimumu struje pražnjenja. Jedna od bitnih prednosti digitalnog osciloskopa nad analognim je mogućnost usrednjavanja signala. Talasni oblici signala (kao i referentna tačka za merenje vremena) prikupljeni su pomoću personalnog računara koji je potpuno kontrolisao rad osciloskopa. Spektralni intenziteti, na osnovu kojih se kasnije rekonstruiše profil linije, mereni su na vremenima od 21, 23, 25, 27 i 29 μ s posle maksimalne struje pražnjenja. Signali primljeni iz referentnog izvora osim usrednjavanja po broju, usrednjavani su i po vremenu duž vremenskog intervala od 100 μ s, koji čine 500 tačaka na ekranu osciloskopa (horizontalna rezolucija).



Slika 12. Shematski prikaz mernog sistema

Osim osciloskopa pomoću računara upravljan je i radom kontrolera step motora i svetlosnog prekidača. Korak pomeranja difrakcione rešetke tokom merenja je iznosio 0.1nm u slučaju snimanja vodonikove H_γ linije. Profil H_γ linije za $\tau=25\mu\text{s}$ dat je na slici 13.



Slika 13. Profil H_γ linije

Optičko zračenje plazme posmatrano je duž ose cevi za pražnjenje, tako da je optički put koji prelazi zračenje relativno veliki (praktično jednak dužini plazmenog stuba). Efekti samoapsorpcije zračenja mogu imati nepoželjni uticaj na oblik registrovanih spektralnih linija. Na sreću, pokazalo se da je samoapsorpcija vodonikove H_γ linije zanemarljiva.

4. Interferometrijski metod

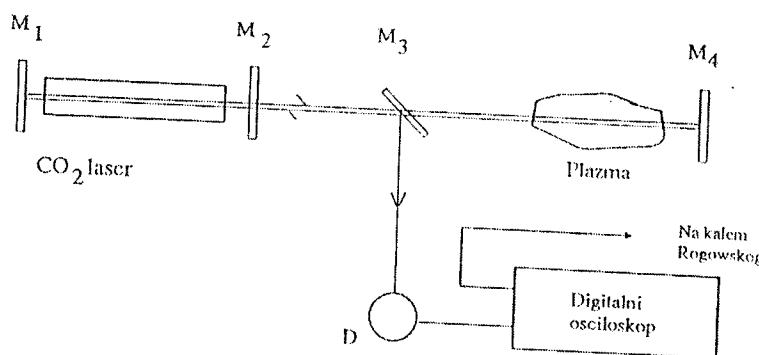
Indeks prelamanja plazme zavisi od njenog sastava. Pri promeni koncentracije čestica-konstituenata plazme, menja se i indeks prelamanja plazme, a time i dužina optičkog puta zračenja talasne dužine λ , koje prolazi kroz takvu sredinu. Indeks prelamanja plazme (vodonik i helijum) se može izraziti kao:

$$n = 1 - 4.49 \cdot 10^{-14} \cdot \lambda^2 \cdot n_e \quad (38)$$

Gde je λ talasna dužina zračenja koje se prostire kroz plazmu, a n_e elektronska koncentracija. To znači da je merenje dovoljno izvršiti na jednoj talasnoj dužini. Pri prolasku elektromagnetskih talasa kroz plazmu dolazi do faznog pomeraja talasa u odnosu na prostiranje u vakuumu:

$$\frac{\Delta\phi}{2\pi} = \frac{L}{\lambda} (1 - n) = 4.49 \cdot 10^{-14} \cdot \lambda \cdot n_e \cdot L \quad (39)$$

gde je L dužina plazme. Ova formula predstavlja osnovu na kojoj se zasniva rad interferometra kao instrumenta za određivanje elektronske koncentracije. S obzirom da je zračenje lasera približno monohromatsko i koherentno, laser je najpogodniji izvor zračenja za ovakva merenja. Shematski prikaz interferometra koji je korišćen u ovom radu dat je na slici 14.



Slika 14. Shema laserskog interferometra

Sa promenom elektronske koncentracije u plazmi dolazi do promene dužine optičkog puta laserskog zraka u plazmi, što dovodi do pojave interferencije između direktnog laserskog zraka (zrak 1) i zraka koji je prošao kroz plazmu, odbio se od ogledala M_4 i vratio do polupropusnog ogledala M_3 (zrak 2). Interferencija ova dva zraka se manifestuje preko pojave interferencionalih maksimuma i minimuma koji se smenjuju tokom vremenskog intervala u kom se menja elektronska koncentracija u plazmi i koji se detektuju detektorom D. Veza između broja interferencionalih maksimuma i promene indeksa prelamanja, odnosno elektronske koncentracije plazme, data je izrazom:

$$f = \frac{\Delta n \cdot 2 \cdot L}{\lambda} \quad (40)$$

gde je Δn indeks prelamanja plazme.

$$\Delta n_e = \frac{f}{4.49 \cdot 10^{-14} \cdot 2 \cdot L \cdot \lambda} \quad (41)$$

Vidi se da promena elektronske koncentracije po jednom interferencionom maksimumu opada sa povećanjem talasne dužine zračenja, a da sa druge strane rezolucija merenja raste. Korišćen je CO₂ laser čije je zračenje talasne dužine 10.6μm, a kao detektor zračenja korišćen je infracrveni PbSnTe detektor hlađen tečnim azotom. Signali sa detektora, radi vremenskog razlaganja, zajedno sa signalom sa kalema Rogovskog, koji je inače korišćen za okidanje osciloskopa tokom svih merenja, vođeni su na digitalni osciloskop u kom su memorisani i/ili iscrtavani na papir i kasnije obrađivani.

Sad treba još proceniti grešku interferometrijskog metoda. Na osnovu (41) možemo pisati:

$$\Delta n_e \sim \frac{1}{L} \quad (42)$$

Kako je:

$$(\Delta(\Delta n_e))^2 = \left(\frac{\partial(\Delta n_e)}{\partial L} \right)^2 (\Delta L)^2 \quad (43)$$

Na osnovu (42) možemo pisati:

$$\Delta(\Delta n_e) = \frac{1}{L^2} \Delta L \Rightarrow \Delta(\Delta n_e) = \frac{1}{L} \frac{\Delta L}{L} \quad (44)$$

Na kraju se dobija:

$$\delta(\Delta n_e) = \frac{\Delta L}{L} \quad (45)$$

Kao je L=16cm, a ΔL ima vrednosti između 8 i 16mm, za relativnu grešku elektronske koncentracije za ovu metodu dobijaju se vrednosti od 0.05 do 0.1 (5 do 10%).

5. Određivanje n_e iz $\Delta\lambda$ (iz H_γ linije)

5.1. O vodonikovoj H_γ liniji

Talasna dužina ove linije iznosi $\lambda=434.1\text{nm}$, pripada Balmerovoj seriji i nalazi se u vidljivom delu spectra (ljubičasta). Kao što je poznato, na osnovu Borovog modela atoma, recipročna vrednost talasne dužine emitovanog fotona pri prelasku sa m-tog na n-ti nivo data je formulom:

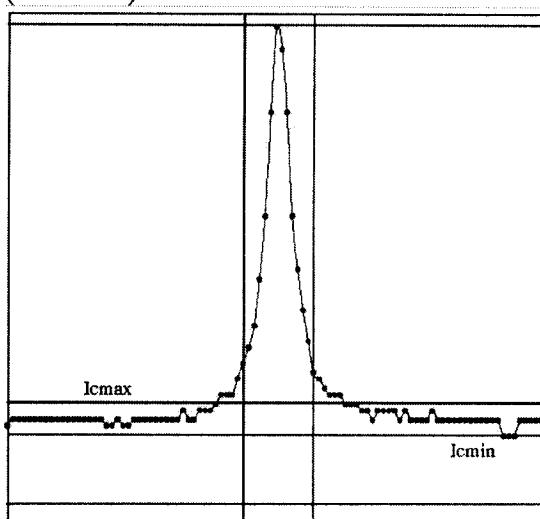
$$\frac{1}{\lambda} = R \cdot \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (46)$$

Gde je $R=1.097 \cdot 10^7 \text{m}^{-1}$ Ridbergova konstanta. Za Balmerovu seriju je $m=2$, a za H_γ liniju je $n=5$.

Tabele Štarkovog širenja za vodonik odnose se na četiri prve linije Lajmanove i Balmerove serije, pa to znači da ova teorija funkcioniše i za H_γ liniju.

5.2. Određivanje poluširina spektralnih linija i greške merenja

Za određivanje poluširine spektralnih linija korišćen je program čiji su listing i interfejs dati u dodatku A. Jedan od problema je bio kako odrediti grešku merenja. Naime, kod svake linije kontinuum nije jednoznačno određen što svaki put uslovjava merenje poluširine ne različitom mestu (kod iste linije). Maksimalna greška se može proceniti tako što se izmere poluširine za najveću i najmanju vrednost kontinuma (slika 15.).



Slika 15. Određivanje greške kod merenja poluširine spektralne linije

Za liniju OHG25.PRN ($\tau=25\mu\text{s}$), na osnovu dobijenih vrednosti $\Delta\lambda_{1/2}$ za $I_{c\min}$ i $I_{c\max}$ maksimalnu relativnu grešku možemo proceniti na oko 10%. Ostaje da procenimo grešku za n_e . Na osnovu (28) i (30) možemo pisati:

$$n_e \sim \Delta\lambda_{1/2}^{3/2} \quad (47)$$

Ako je Δn_e greška sa kojom određujemo koncentraciju, tada važi:

$$\Delta n_e^2 = \left(\frac{\partial n_e}{\partial (\Delta\lambda_{1/2})} \right)^2 (\Delta(\Delta\lambda_{1/2}))^2 \quad (48)$$

Kako smo videli relativna greška za poluširinu je oko 10%, pa je apsolutna greška $\Delta(\Delta\lambda_{1/2})=0.1 \Delta\lambda_{1/2}$. Zato, možemo pisati:

$$\Delta n_e = \frac{3}{2} \cdot \Delta\lambda_{1/2}^{1/2} \cdot 0.1 \cdot \Delta\lambda_{1/2} \quad (49)$$

Kad se ovo malo dotera, a vodeći računa o (30) konačno dobijamo:

$$\Delta n_e = \frac{3}{2} \cdot 0.1 \cdot \Delta\lambda_{1/2}^{3/2} \Rightarrow \frac{\Delta n_e}{n_e} \approx 0.15 \quad (50)$$

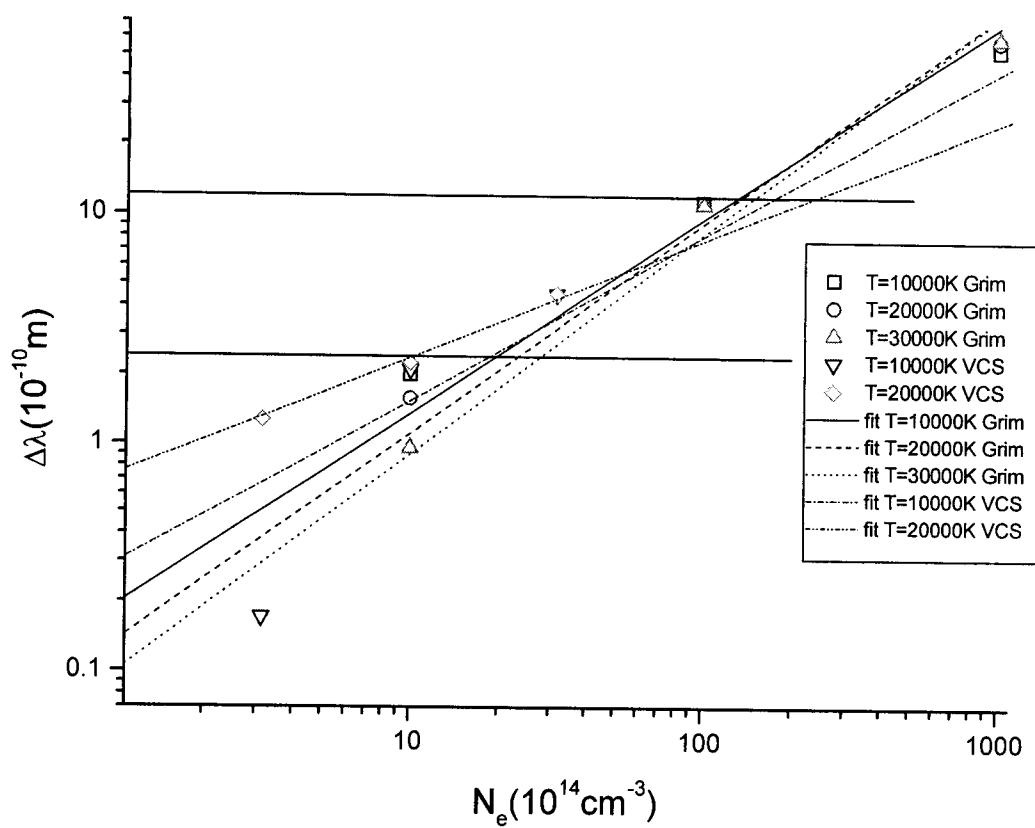
Dakle, relativna greška kod određivanja koncentracije iznosi oko 15%. Greška je stalna i ne zavisi od poluširine i data je kako za Grimovu, tako i za VCS metodu. U računu se ne uzima u obzir greška za $\Delta\alpha$.

Poluširine spektralnih linija dobijene iz Grimove i VCS teorije, zajedno sa apsolutnim greškama, kao i njihova relativna odstupanja, date su u sledećoj tabeli (iz H_γ linije):

Ime fajla	$\tau(\mu\text{s})$	$\Delta\lambda_{1/2}(10^{-10}\text{m})$	Grim	VCS	$\delta(\%)$
			$n_e(10^{15}\text{cm}^{-3})$	$n_e(10^{15}\text{cm}^{-3})$	
OHG1.PRN	21	8.49	8.7 (± 1.3)	10.3 (± 1.6)	18.4
OHG3.PRN	23	6.39	6.4 (± 1.0)	6.3 (± 1.0)	1.6
OHG25.PRN	25	4.97	4.5 (± 0.7)	4.1 (± 0.6)	8.9
OHG27.PRN	27	4.12	3.7 (± 0.6)	2.9 (± 0.4)	21.6
OHG29.PRN	29	2.93	2.5 (± 0.4)	1.6 (± 0.2)	36.0

Tabela 2.

U poslednjoj koloni date su vrednosti za n_e dobijene na osnovu Grimove i VCS teorije (sa grafikona $n_e(\Delta\lambda)$). Ove dve teorije, kao što se vidi na slici 6. ne pokazuju baš dobro slaganje. Srećom, u oblasti u kojoj se nalaze izmerene vrednosti $\Delta\lambda_{1/2}$ slaganje ove dve teorije je veoma dobro, posebno za $T_e=10000\text{K}$ (slika 16.).



Slika 16. Oblast slaganja Grimove i VCS teorije

6. Upoređivanje vrednosti dobijenih iz H_{γ} linije i interferometrijskom metodom

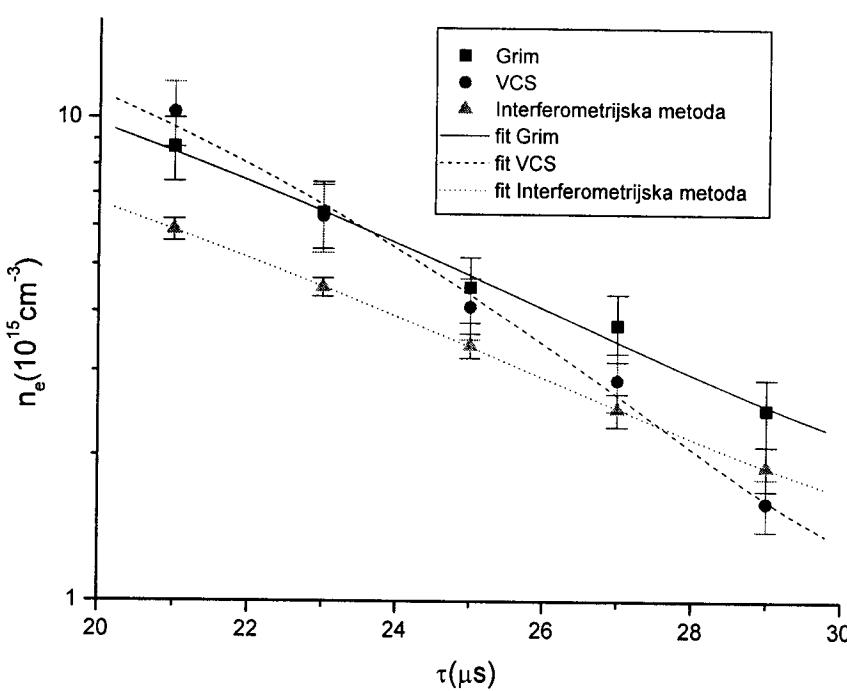
Poređenje rezultata dobijenih na osnovu Grimove i VCS teorije (iz H_{γ} linije) sa vrednostima elektronske koncentracije dobijenih interferometrijskom metodom praktično možemo smatrati za poređenje teorijskih i eksperimentalnih vrednosti. Naime, na osnovu programski dobijenih poluširina H_{γ} spektralnih linija, elektronske koncentracije dobijamo iz grafika za Grimovu ili VCS teoriju, a kod interferometrijske metode dobijamo eksperimentalne rezultate na drugi način i ne koristimo gore nevedene teorije.

U tabeli 3. date su vrednosti koncentracija (n_e) dobijene interferometrijskom metodom, sa apsolutnim i relativnim greškama (δn_e).

$\tau(\mu\text{s})$	$n_e(10^{15}\text{cm}^{-3})$	δn_e
21	5.9 (± 0.3)	0.05
23	4.5 (± 0.2)	0.045
25	3.4 (± 0.2)	0.06
27	2.5 (± 0.2)	0.08
29	1.9 (± 0.2)	0.10

Tabela 3.

Grafik na slici 17. prikazuje kako se elektronska koncentracija menja sa vremenom.



Slika 17. Zavisnost n_e od τ

Grafik (prikazan na slici 17.) pokazuje da postoji sistematsko odstupanje između eksperimentalnih i vrednosti dobijenih iz Grimove teorije. To se vidi i iz tabele 4. jer su relativna odstupanja veoma slična, što se lako može uočiti i sa grafika jer su nagibi ove dve krive približno isti. Što se tiče VCS teorije slaganje sa eksperimentalnim vrednostima je veoma dobro za malu oblast koncentracija (otprilike od 1 do $4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Sa povećanjem koncentracije (do 10^{16} cm^{-3}) dolazi do sve većih odstupanja. Može se uočiti da u oblasti gde obe teorije daju slične vrednosti za elektronsku koncentraciju odstupanje od eksperimentalnih vrednosti je oko 40%.

U tabelama 4. i 5. data su relativna odstupanja koncentracija dobijenih iz H_{γ} linije na osnovu Grimove i VCS teorije i interferometrijske metode.

Grim	Interferometrijska metoda	
$n_e(10^{15} \text{ cm}^{-3})$	$n_e(10^{15} \text{ cm}^{-3})$	Relativna odstupanja
8.7	5.9	47.5%
6.4	4.5	42.2%
4.5	3.4	32.4%
3.7	2.5	48.0%
2.5	1.9	31.6%

Tabela 4.

VCS	Interferometrijska metoda	
$n_e(10^{15} \text{ cm}^{-3})$	$n_e(10^{15} \text{ cm}^{-3})$	Relativna odstupanja
10.3	5.9	74.6%
6.3	4.5	40.0%
4.1	3.4	20.6%
2.9	2.5	16.0%
1.6	1.9	15.8%

Tabela 5.

Dakle, možemo zaključiti da, što se tiče H_{γ} linije, Grimova teorija daje sistematsku grešku od oko 40% i ova tendencija pokazuje značajnu pravilnost za istraživanu oblast koncentracija (od 10^{15} do 10^{16} cm^{-3}), dok se kod VCS teorije vidi da relativna odstupanja rastu od 15 do 75% sa povećanjem elektronske koncentracije.

Iz ovoga je jasno da u navedenoj oblasti elektronskih koncentracija i temperatura plazme za H_{γ} liniju Grimova teorija daje pouzdanoje rezultate i zato je treba koristiti kod procene elektronskih koncentracija preko merenja poluširina spektralnih linija (vodeći računa o sistematskoj grešci).

Zaključak

Cilj ovog rada je bio poređenje teorijskih vrednosti širenja H_{γ} linije dobijenih iz Grimove i VCS teorije sa eksperimentalnim vrednostima koje su dobijene interferometrijskom metodom.

Prvo su merenjem dobijeni profili spektralnih linija za različita vremena (rezultati se čuvaju ASCII fajlovima).

Zatim su, na osnovu podataka koje daju Grimova i VCS teorija, nacrtani grafici $\Delta\lambda_{1/2}(n_e)$ za različite temperature. Nakon toga su, korišćenjem programa za određivanje poluširina, određene poluširine spektralnih linija snimljanih za različita vremena (τ) i na osnovu ovih podataka iz grafika očitane elektronske koncentracije i procenjena greška koja u ovom slučaju potiče od neodređenosti kontinuma.

Eksperimentalne vrednosti elektronske koncentracije za ova vremena dobijene su i interferometrijskom metodom, a greška ove metode potiče od greške u proceni dužine luka.

Poređenjem ove dve metode jasno se pokazalo da kod Grimove teorija postoji sistematska greška od oko 40%, ali da je ona približno ista u celoj oblasti elektronskih koncentracija u kojoj su merenja vršena, dok se kod VCS teorije ova greška menja od 15 do 75% i raste sa povećanjem elektronske koncentracije. Zaključak je, dakle, da je za navedenu oblast elektronskih koncentracija i temperatura plazme za H_{γ} liniju Grimova teorija pouzdanija.

Dodatak A

Listing i interfejsi programa za određivanje poluširine spektralnih linija

```
Public fajl, ime_fajla As  
Variant  
Public ymax, ymin As Double  
Public broj As Single  
Public k As Integer  
Dim X(100), Y(100),  
x1(100), y1(100) As Single  
Dim Sl(100), Ic(100) As  
Single  
Public act As Integer  
' Deklaracije za spline  
Public ns As Integer 'broj  
tacaka  
Dim g1(2000), g2(2000),  
g3(2000) As Single  
Dim z3(2001) As Single  
Dim xs(2000), xsc(2000),  
ysc(2000) As Single

Private Sub  
Command1_Click()  
k = k + 1  
Line8.Visible = False  
Cls  
Label1.Caption = ""  
Label2.Caption = ""  
Label5.Caption = ""  
Label6.Caption = ""  
Drive1.Visible = True  
Dir1.Visible = True  
File1.Visible = True  
End Sub

Private Sub  
Command10_Click()  
act = 1  
Line4.y1 = Line4.y1 + 10  
Line4.Y2 = Line4.Y2 + 10  
End Sub

Private Sub  
Command11_Click()  
Command12.Enabled = True  
' RS je relativna  
polusirina linije u  
pikselima  
RS = Line3.x1 - Line2.x1  
' US je ukupna sirina  
linije u pikselima  
US = x1(100) - X(1)  
' USA je ukupna sirina  
linije u angstromima  
USA = 100  
' SL je polusirina linije u  
angstromima  
Sl(k) = (RS * USA) / US  
Label2.Caption =  
"Poluširina linije u  
angstromima: " &  
Format(Sl(k), "#.##")  
End Sub

Private Sub  
Command12_Click()  
Command12.Enabled = False  
Write #2, ime_fajla, Sl(k),  
Ic(k)  
End Sub

Private Sub  
Command13_Click()  
' Zatvara se fajl u koji se  
upisuju podaci  
Close #2  
' Kraj programa  
End  
End Sub

Private Sub  
Command14_Click()
```

```

Command12.Enabled = True
Ic(k) = (ymax * (Line1.y1 -
Line5.y1) / (Line4.y1 -
Line5.y1))
Label5.Caption =
"Intenzitet kontinuuma:"
Label6.Caption = "Ic= " &
Format(Ic(k), "0.#####")
End Sub

Private Sub
Command2_Click()
act = 2
Line2.x1 = Line2.x1 - 10
Line2.X2 = Line2.X2 - 10
End Sub

Private Sub
Command3_Click()
act = 2
Line2.x1 = Line2.x1 + 10
Line2.X2 = Line2.X2 + 10
End Sub

Private Sub
Command4_Click()
act = 2
Line3.x1 = Line3.x1 - 10
Line3.X2 = Line3.X2 - 10
End Sub

Private Sub
Command5_Click()
act = 2
Line3.x1 = Line3.x1 + 10
Line3.X2 = Line3.X2 + 10
End Sub

Private Sub
Command6_Click()
act = 1
Line1.y1 = Line1.y1 - 10
Line1.Y2 = Line1.Y2 - 10
End Sub

Private Sub
Command7_Click()

```

```

act = 1
Line1.y1 = Line1.y1 + 10
Line1.Y2 = Line1.Y2 + 10
End Sub

Private Sub
Command8_Click()
Line8.Visible = True
ys = (Line4.y1 + Line1.y1)
/ 2
Line8.x1 = 100
Line8.X2 = 8415
Line8.y1 = ys
Line8.Y2 = ys
' Line (100, ys)-(9600, ys)
End Sub

Private Sub
Command9_Click()
act = 1
Line4.y1 = Line4.y1 - 10
Line4.Y2 = Line4.Y2 - 10
End Sub

Private Sub Dir1_Change()
ChDir Dir1.Path
File1.Path = Dir1.Path
End Sub

Private Sub Drive1_Change()
ChDrive Drive1.Drive
Dir1.Path = Drive1.Drive
File1.Path = Dir1.Path
End Sub

Private Sub File1_Click()
' Fajl u koji se upisuju
podaci podaci o liniji
Label3.Caption = "Fajl u
koji se upisuju podaci:
sirlin" & broj & ".txt"
ime_fajla = File1.FileName
fajl = Dir1.Path + "\"
+ ime_fajla
Drive1.Visible = False

```

```

Dir1.Visible = False
File1.Visible = False
Cls
n = 100
Open fajl For Input As #1
For i = 1 To n
Input #1, X(i), Y(i)
Next i
Close #1
ymax = 0
For i = 1 To n
If ymax > Y(i) Then GoTo 1
ymax = Y(i)
1 Next i
ymin = ymax
For i = 1 To n
If ymin < Y(i) Then GoTo 2
ymin = Y(i)
2 Next i
xmax = 0
For i = 1 To n
If xmax > X(i) Then GoTo 3
xmax = X(i)
3 Next i
xmin = xmax
For i = 1 To n
If xmin < X(i) Then GoTo 4
xmin = X(i)
4 Next i
For i = 1 To n
x1(i) = 100 + 8300 * (X(i) - xmin) / (xmax - xmin)
y1(i) = 6500 - 6200 * (Y(i) - ymin) / (ymax - ymin)
FillStyle = Solid
FillColor = QBColor(12)
Circle (x1(i), y1(i)), 35, QBColor(12)
Next i

' Nulti nivo intenziteta
predstavljen crvenom
linijom
Line5.y1 = 6500 + 6200 * ymin / (ymax - ymin)
Line5.Y2 = 6500 + 6200 * ymin / (ymax - ymin)

Line5.Visible = True
Label4.Visible = True

' Program za provlacenje
spline funkcije kroz zadate
tacke

' X(i) - x kolona
' y(i) - y kolona
'n - broj tacaka
' ns - broj tacaka na ekranu
' ymax maksimalna vrednost
od Pik

ns = 2000

'Racunanje x pozicija spline
tacaka
For i = 1 To ns
xs(i) = X(1) + (i - 1) *
(X(n) - X(1)) / ns
Next i
xs(1) = xs(1) - 0.002
xs(ns) = xs(ns) + 0.002

'Spline
spl:
g3(1) = X(2) - X(1)
g2(2) = (Y(2) - Y(1)) /
g3(1)
For j = 2 To n - 1
g3(j) = X(j + 1) - X(j)
g1(j) = 2 * (g3(j - 1) +
g3(j))
g2(j + 1) = (Y(j + 1) -
Y(j)) / g3(j)
g2(j) = g2(j + 1) - g2(j)
Next j
g1(1) = -g3(1)
g1(n) = -g3(n - 1)
g2(1) = 0
g2(n) = 0
g2(1) = g2(3) / (X(4) -
X(2)) - g2(2) / (X(3) -
X(1))

```

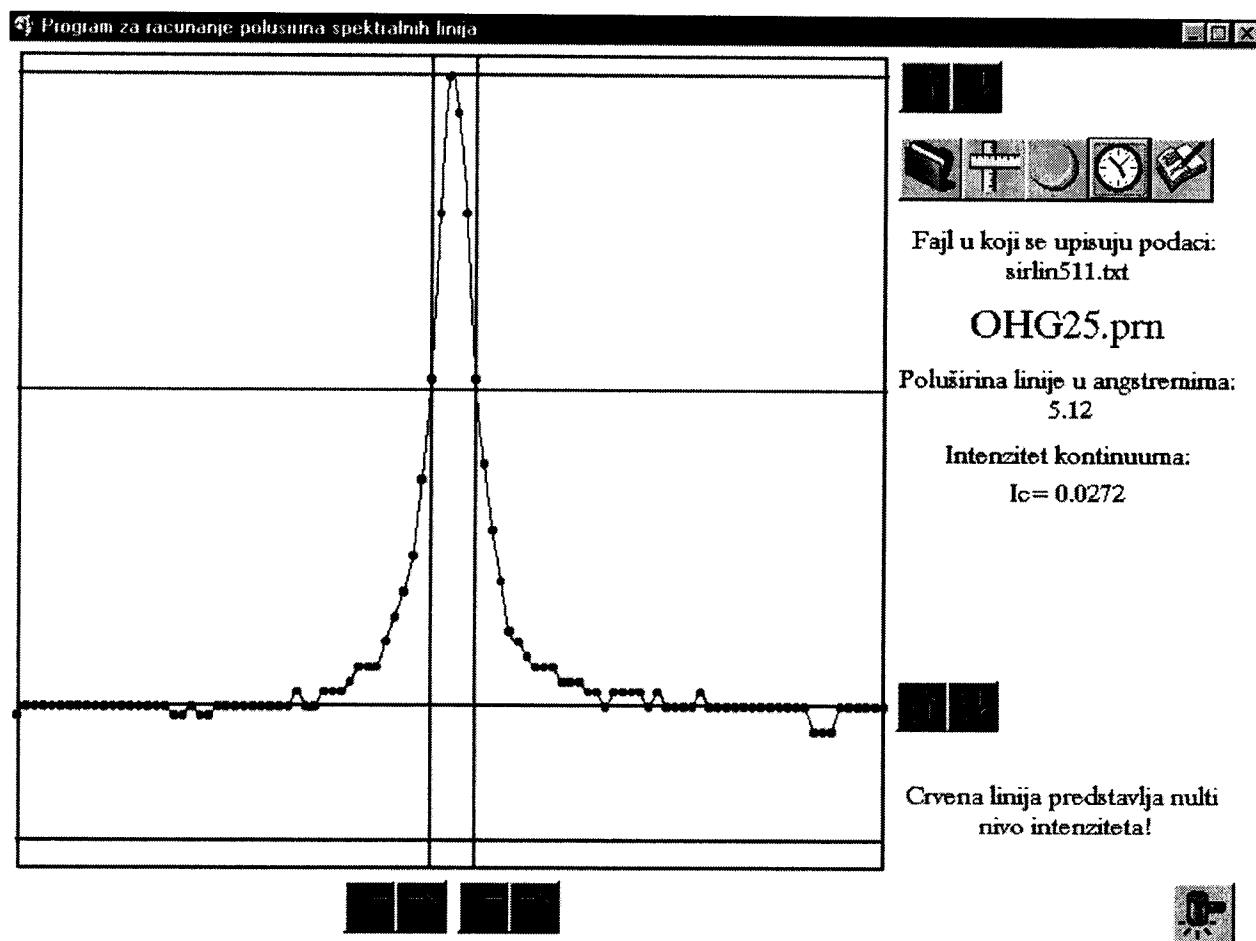
Određivanje elektronske koncentracije plazme impulsnog luka

```
g2(n) = g2(n - 1) / (X(n) -  
X(n - 2)) - g2(n - 2) /  
(X(n - 1) - X(n - 3))  
g2(1) = g2(1) * g3(1) ^ 2 /  
(X(4) - X(1))  
g2(n) = -g2(n) * g3(n - 1)  
^ 2 / (X(n) - X(n - 3))  
For j = 2 To n  
l2 = g3(j - 1) / g1(j - 1)  
g1(j) = g1(j) - l2 * g3(j - 1)  
g2(j) = g2(j) - l2 * g2(j - 1)  
Next j  
g2(n) = g2(n) / g1(n)  
For j = n - 1 To 1 Step -1  
g2(j) = (g2(j) - g3(j) *  
g2(j + 1)) / g1(j)  
Next j  
g1(n) = (Y(n) - Y(n - 1)) /  
g3(n - 1) + g3(n - 1) *  
(g2(n - 1) + 2 * g2(n))  
For j = 1 To n - 1  
g1(j) = (Y(j + 1) - Y(j)) /  
g3(j) - g3(j) * (g2(j + 1)  
+ 2 * g2(j))  
g3(j) = (g2(j + 1) - g2(j))  
/ g3(j)  
g2(j) = 3 * g2(j)  
Next j  
g2(n) = 3 * g2(n)  
g3(n) = g3(n - 1)  
  
For s = 1 To ns  
z2 = xs(s)  
l3 = 1  
If z2 < X(13) Then GoTo sp1  
If z2 <= X(13 + 1) Then  
GoTo sp3  
sp1:  
l3 = 1  
l1 = n + 1  
sp2:  
l0 = Int((l3 + l1) / 2)  
If z2 < X(l0) Then l1 = l0  
Else l3 = l0  
  
If l1 > 13 + 1 Then GoTo  
sp2  
sp3:  
l2 = z2 - X(13)  
z3(s) = Y(13) + l2 *  
(g1(13) + l2 * (g2(13) + l2  
* g3(13)))  
Next s  
c12 = 4  
  
'Crtanje Spline funkcije  
For i = 1 To ns  
xsc(i) = 100 + 8300 *  
(xs(i) - xmin) / (xmax -  
xmin)  
ysc(i) = 6500 - 6200 *  
(z3(i) - ymin) / (ymax -  
ymin)  
PSet (xsc(i), ysc(i))  
If i > 1 Then  
Line (xsc(i), ysc(i))-  
(xsc(i - 1), ysc(i - 1))  
End If  
Next i  
  
Label1.Caption = ime_fajla  
Command11.Enabled = True  
Command14.Enabled = True  
End Sub  
  
Private Sub Form_Load()  
'Zadavanje pocetne  
vrednosti za redni broj  
polusirine linije  
k = 0  
' Generisanje slucajnog  
broja od 1 do 1000 koji ide  
u ime fajla sirlin+broj  
Randomize Val(Right$(Time$,  
2))  
broj = Int(Rnd * 1000)  
' Otvara se fajl u koji ce  
biti upisani podaci  
fajl_podaci = "c:\My  
Documents\sirlin" & broj &  
.txt"
```

```

Open fajl_podaci For Output      Line1.Y2 = Y
As #2                           End If
End Sub                          Case 2
                                If Button = 1 Then
Private Sub                   Line2.x1 = X
Form_MouseUp(Button As        Line2.X2 = X
Integer, Shift As Integer,    End If
X As Single, Y As Single)     If Button = 2 Then
Select Case act                 Line3.x1 = X
Case 1                           Line3.X2 = X
If Button = 1 Then             End If
Line4.y1 = Y                     End Select
Line4.Y2 = Y                     End Sub
End If
If Button = 2 Then
Line1.y1 = Y

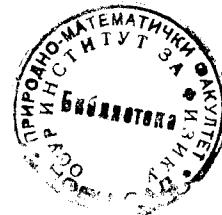
```



Slika 18. Interfejs programa za određivanje poluširine spektralnih linija

Literatura

- [1.] Z. Mijatović: Uticaj dinamike jona na oblik i pomeraj spektralnih linija atomskog helijuma, ugljenika i kiseonika u plazmi (doktorska disertacija); Beograd 1995.
- [2.] S. Đurović: Štarkovo širenje i pomeranje spektralnih linija neutralnih halogenih elemenata u plazmi stabilisanog električnog luka (doktorska disertacija); Beograd 1989.
- [3.] M. Dimitrijević, S. Konjević: Savremena istraživanja u fizici I; Institut za fiziku; Beograd 1981.
- [4.] I. Supek: Teorijska fizika i struktura materije; Školska knjiga; Zagreb 1988.
- [5.] Đ. Mušicki: Statistička fizika; Šip; Beograd 1975.
- [6.] J. Slivka, M. Terzić: Obrada rezultata fizičkih eksperimenata; Stylos; Novi Sad 1995.
- [7.] M. Kirćan: Proračun oblika spektralnih linija neutralnog vodonika u aproksimaciji najbližeg suseda (diplomski rad); Novi Sad 2000.
- [8.] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/atomic/broaden.html>
- [9.] <http://scienceworld.wolfram.com/physics/LorentzianLineshape.html>
- [10.] <http://scienceworld.wolfram.com/physics/Lineshape.html>
- [11.] http://www.sat.uni-bremen.de/projects/pressure_broadening/



Kratka biografija



Egić Aleksandar je rođen 20.02.1964. u Kikindi, Vojvodina, Republika Srbija. Osnovnu školu je završio u Radičeviću (opština Bečeј), a srednju školu u Bečeju. Prirodno - matematički fakultet, smer diplomirani fizičar upisao je 1982. godine, a od oktobra 1982. do septembra 1983. bio je u vojsci u Đakovu i Našicama (tada SR Hrvatska). Od marta 1989. do septembra 2003. radio je u školama u Temerinu, Bečeju i Radičeviću gde je predavao fiziku i držao različite kurseve iz informatike.

Egić Aleksandar

Novi Sad, 20.02.2004.

Egić Aleksandar

**UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
KLJUČNA DOKUMENTACIONA INFORMACIJA**

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije: Monografska dokumentacija

TD

Tip zapisa: Tekstualni štampani materijal

TZ

Vrsta rada: Diplomski rad

VR

Autor: Egić Aleksandar; br. dos. 198/82

AU

Mentor: prof. dr. Mijatović Zoran, vanredni profesor PMF-a, Novi Sad

MN

Naslov rada: Određivanje elektronske koncentracije plazme impulsnog luka

NR

Jezik publikacije: srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda: s/e

JI

Zemlja publikacije: Srbija i Crna Gora

ZP

Uže geografsko područje: Vojvodina

UGP

Godina: 2004

GO

Izdavač: Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa: PMF, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

MA

Fizički opis rada: (broj poglavlja/broj strana/broj lit. citata/broj tabela/broj slika/broj grafika/broj priloga): (6/34/11/5/20/9/1)

FO

Naučna oblast: Fizika

NO

Naučna disciplina: Fizika plazme

ND

Ključne reči: spektralne linije, širenje H_{γ} linije, Grimova teorija, VCS teorija, interferometrijski metod

PO

UDK:

Čuva se: Biblioteka instituta za fiziku, PMF, Novi Sad
ČU

Važna napomena: nema

VN

Izvod:

Cilj ovog rada je poređenje vrednosti elektronskih koncentracija dobijenih iz H_{γ} spektralne linije i interferometrijskom metodom

IZ

Datum prihvatanja teme od strane NN veća: 25.02.2004.

DP

Datum odbrane: 02.03.2004.

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik: Dr Darko Kapor, redovni profesor PMF-a u Novom Sadu

Član: Dr Zoran Mijatović, vanredni profesor PMF-a u Novom Sadu

Član: Dr Radomir Kobilarov, redovni profesor PMF-a u Novom Sadu

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCES
KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type: Monograph type

DT

Type of record: Printed text

TR

Contents code: Final paper

CC

Author: Egić Aleksandar, 198/82

AU

Mentor: Prof. dr. Mijatović Zoran, associated professor

MN

Title: Electron density determination of pulsed arc plasma

TI

Language of text: Serbian

LT

Language of abstract: Serbian/English

LA

Country of publication: Serbia and Montenegro

CP

Locality of publication: Vojvodina

LP

Publication year: 2004

PY

Publisher: Author's reprint

PU

Publ. place: Faculty of sciences

PP

Physical description: (chapters / pages / literature / tables / pictures / graphics / additional lists): (6/34/11/5/20/9/1)

PD

Scientific field: Physics

SF

Scientific discipline: Physics of plasma

SD

Key words: spectral lines, H_γ line broadening, Griem's theory, VCS theory, interferential method

KW

UC:

Holding data: Institute of physics library

HD

Note: none

N

Abstract:

Point of this work is a comparison of electron density value obtained from H_γ spectral line and by interferometric method

AB

Accepted by the Scientific Board on: 25.02.2004.

ASB

Defended: 02.03.2004.

DE

Thesis defend board:

DB

President: Dr Darko Kapor, full professor, Faculty of Sciences, Novi Sad

Member: Dr Zoran Mijatović, associate professor, Faculty of Sciences, Novi Sad

Member: Dr Radomir Kobilarov, full professor, Faculty of Sciences, Novi Sad