



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Teodora Gajo

STARKOVO ŠIRENJE SPEKTRALNIH LINIJA JONIZOVANOG ARGONA U PLAZMI

- *Magistarski rad* -

Mentor:
dr Zoran Mijatović

Novi Sad, 2013.

SADRŽAJ

UVOD	i-ii
-------------------	------

GLAVA I

MEHANIZMI ŠIRENJA SPEKTRALNIH LINIJA.....	1
1.1 Prirodno širenje.....	2
1.2 Dopplerovo širenje.....	3
1.3 Širenje usled pritiska.....	4
1.3.1 Van der Waalsovo širenje.....	8
1.3.2 Rezonantno širenje.....	10
1.3.3. Starkovo širenje	10
1.3.3.1. Starkovo širenje spektralnih linija jonizovanih atoma.....	13

GLAVA II

OPIS APARATURE.....	19
2.1 Luk u impulsnom režimu rada.....	19
2.1.1. Merenje jakostrujnih impulsa.....	21
2.2 Optički i merni sistem.....	23

GLAVA III

OBRADA EKSPERIMENTALNIH PODATAKA.....	27
3.1 Korekcija spektralnih linija na samoapsorpciju.....	27
3.2 Dijagnostika plazme.....	31
3.2.1 Određivanje elektronske koncentracije.....	31
3.2.2 Određivanje elektronske temperature na osnovu ravnotežnog sastava plazme.....	33
3.2.3 Određivanje elektronske temperature na osnovu relativnih intenziteta linija istog jonizacionog stanja.....	35
3.3 Eksperimentalno određivanje oblika, širina i pomeraja spektralnih linija.....	37
3.3.1. Određivanje pomeraja spektralnih linija.....	39

GLAVA IV

	REZULTATI MERENJA.....	41
4.1	Spektralne linije Ar II koje odgovaraju prelazima $3p^4(^3P)4s-3p^4(^3P)4p$	42
4.1.1	Spektralna linija Ar II 484.781 nm: $3p^4(^3P)4s\ ^4P_{3/2} - 3p^4(^3P)4p\ ^4P_{1/2}^o$	42
4.1.2	Spektralna linija Ar II 473.591 nm: $3p^4(^3P)4s\ P_{5/2} - 3p^4(^3P)4p\ P_{3/2}^o$	57
4.1.3	Spektralna linija Ar II 480.602 nm: $3p^4(^3P)4s\ ^4P_{5/2} - 3p^4(^3P)4p\ ^4P_{5/2}^o$	61
4.1.4	Spektralna linija Ar II 493.321 nm: $3p^4(^3P)4s\ ^4P_{3/2} - 3p^4(^3P)4p\ ^4P_{3/2}^o$	67
4.1.5	Spektralna linija Ar II 500.933 nm: $3p^4(^3P)4s\ ^4P_{3/2} - 3p^4(^3P)4p\ ^4P_{5/2}^o$	72
4.1.6	Spektralna linija Ar II 506.204 nm: $3p^4(^3P)4s\ ^4P_{1/2} - 3p^4(^3P)4p\ ^4P_{3/2}^o$	76
4.1.7	Slaganje Starkovih poluširina unutar multiplleta $3p^4(^3P)4s\ ^4P - 3p^4(^3P)4p\ ^4P^o$	81
4.1.8	Spektralna linija Ar II 472.686 nm: $3p^4(^3P)4s\ ^2P_{3/2} - 3p^4(^3P)4p\ ^2D_{3/2}^o$	83
4.1.9	Spektralna linija Ar II 487.986 nm: $3p^4(^3P)4s\ ^2P_{3/2} - 3p^4(^3P)4p\ ^2D_{5/2}^o$	89
4.1.10	Spektralna linija Ar II 496.508 nm: $3p^4(^3P)4s\ ^2P_{1/2} - 3p^4(^3P)4p\ ^2D_{3/2}^o$	94
4.1.11	Slaganje Starkovih poluširina unutar multiplleta $3p^4(^3P)4s\ ^2P - 3p^4(^3P)4p\ ^2D^o$	99
4.1.12	Spektralna linija Ar II 465.790 nm: $3p^4(^3P)4s\ ^2P_{3/2} - 3p^4(^3P)4p\ ^2P_{1/2}^o$	100
4.1.13	Spektralna linija Ar II 476.486 nm: $3p^4(^3P)4s\ ^2P_{1/2} - 3p^4(^3P)4p\ ^2P_{3/2}^o$	104
4.1.14	Slaganje Starkovih poluširina unutar multiplleta $3p^4(^3P)4s\ ^2P - 3p^4(^3P)4p\ ^2P^o$	110
4.1.15	Spektralna linija Ar II 457.935 nm: $3p^4(^3P)4s\ ^2P_{1/2} - 3p^4(^3P)4p\ ^2S_{1/2}^o$	111

4.2	Spektralne linije Ar II koje odgovaraju prelazima $3p^4(^1D)4s-3p^4(^1D)4p$	116
4.2.1	Spektralna linija Ar II 460.957 nm: $3p^4(^1D)4s \ ^2D_{5/2} - 3p^4(^1D)4p \ ^2F_{7/2}^o$	116
4.3	Analiza rezultata.....	122
	ZAKLJUČAK	127
	LITERATURA	131

U V O D

Dijagnostika različitih laboratorijskih, industrijskih i astrofizičkih plazmi se često zasniva na spektroskopskim metodama, pri čemu optička spektroskopija ima značajnu ulogu. Neke od tih metoda se zasnivaju na analizi oblika i karakteristika spektralnih linija atoma i jednostruko ili višestruko naelektrisanih jona. U zavisnosti od uslova koji vladaju u plazmi neki efekti su dominantni dok su drugi zanemarljivi. Na primer u tokamak plazmama na periferiji gde vladaju visoke temperature, ali niske elektronske koncentracije, preovlađuje Dopplerov efekat koji dovodi do širenja spektralnih linija, dok u plazmama viših elektronskih koncentracija i nižih temperatura preovlađuje Starkov efekat koji takođe dovodi do pojave širenja i pomeranja spektralnih linija. Vrlo je čest slučaj da je profil linije kombinacija ova dva ili više efekata. Starkov efekat, koji je posledica mikroelegtričnog polja u plazmi, često se koristi za dijagnostiku plazme, prvenstveno za određivanje elektronske koncentracije. Zbog toga je od izuzetne važnosti poznavanje vrednosti Starkovih parametara širenja. Detaljnije o ovim i drugim efektima širenja biće reči u daljem tekstu.

Argon je često korišćen gas u mnogim laboratorijskim i industrijskim plazmama. Osim toga, argon je prisutan i u astrofizičkim plazmama. Na primer argon je nađen u CVn binarnoj σ^2 Coronae Borealis [1], Chandra X-spektrima mladih supernovih 1998S i 2003bo [2], Be zvezdi Hen 2-90 [3], planetarnim maglinama i H II oblastima u dve patuljaste neregularne galaksije Sextans A i B [4]. Mehanizam Starkovog širenja različitih jonskih linija je dominantan u zvezdama O, B i A tipa [5,6,7]. Spektralne linije jedanput jonizovanog argona u zvezdama B tipa i Maglini Orion su analizirane u [8] i [9].

Argon se vrlo često sreće u različitim laboratorijskim i industrijskim izvorima plazme kao radni gas. Razlog tome je što argon spada u grupu inertnih gasova, hemijski neaktivnih, sa manjom energijom jonizacije u poređenju sa helijumom i neonom, ali značajno nižom cenom od svih drugih inertnih gasova. Relativno niska energija jonizacije omogućava formiranje plazme u gasnim pražnjenjima u kojima je prisutan argon, a istovremeno spektralne linije argona se mogu koristiti i za dijagnostiku takvih plazmi. Tipični izvori industrijskih plazmi koji koriste argon kao radni gas su na primer tinjava pražnjenja, lučni plazma džetovi, induktivno spregnute plazme, itd. [10]. U laboratorijskim izvorima plazme, argon se koristi u izvorima baziranim na različitim tipovima pražnjenja – tinjavog (DC ili

AC), lučnog, laserki proizvedenim plazmama i različitim impulsnim izvorima gde plazma može biti proizvedena udarnim talasima ili jakostrujnim pražnjenjima. Zbog toga izučavanje parametara Starkovog širenja linija neutralnog i jonizovanog argona ima izuzetno veliki značaj.

Izučavanje parametara Starkovog širenja spektralnih linija jonizovanih atoma u laboratorijskim uslovima zahteva primenu izvora plazme koji obezbeđuju dovoljno visoke vrednosti temperature plazme i elektronske koncentracije. U tu svrhu su korišćeni različiti plazmeni izvori u kojima prevladava uglavnom lučni tip pražnjenja ili plazma proizvedena udarnim talasima. Pri određenim uslovima geometrije pražnjenja može se pojaviti i pinč efekat kao dodatak inicijalnom lučnom pražnjenju, što povećava vrednosti elektronske koncentracije i temperature plazme. Poredeći rezultate merenih vrednosti Starkovih parametara linija jonizovanog argona, dobijenih u velikom broju eksperimenata u kojima su korišćeni različiti izvori plazme, dolazi se do zaključka da je neslaganje izuzetno veliko. Sa jedne strane, eksperimenti ne mogu da daju odgovor da li su postojeće teorije koje obrađuju ovu oblast valjane, ili kolika je greška tih teorija, a sa druge strane, nekonzistentnost rezultata različitih eksperimenata dovodi u pitanje i valjanost pojedinih eksperimenata. Ove činjenice otvaraju širok prostor za nove eksperimente koji treba da potvrde ili opovrgnu rezultate teorije i postojećih eksperimentalnih rezultata. Pri izvođenju novih eksperimenata treba obezbediti odgovarajuću stabilnost kod izvora pražnjenja, odnosno reproducibilnost u slučaju impulsnih pražnjenja, eliminisati uticaj hladnih slojeva u plazmi, samoapsorpcije itd. Zatim, mora se obezbediti kvalitetno merenje spektralnih intenziteta; u obradi rezultata adekvatna primena odgovarajuće metode dekonvolucije i Abelove inverzije (ukoliko se radi o nehomogenim, radijalno simetričnim izvorima plazme). Važna je i procena doprinosa drugih mehanizama širenja (rezonantnog, van der Waalsovog, itd.)

Cilj ovog rada bio je da se snime neke linije jedanput jonizovanog argona - Ar II, pri čemu je posebna pažnja bila posvećena tačnosti pri snimanju spektralnih linija, obrade podataka, proveru samoapsorpcije, dijagnostici plazme i korišćenje stabilnog plazmenog izvora.

U ovom radu su mereni Starkovi parametri trinaest spektralnih linija Ar II proizvedenih u plazmi impulsnog luka na atmosferskom pritisku. Sam rad je, osim uvoda i zaključka, podeljen u četiri poglavlja.

U prvom poglavlju izložen je teorijski osnov uzroka širenja spektralnih linija u plazmi.

Drugo poglavlje sadrži opis impulsnog luka kao izvora plazme, sa pratećim sistemima (električni, optički i gasni).

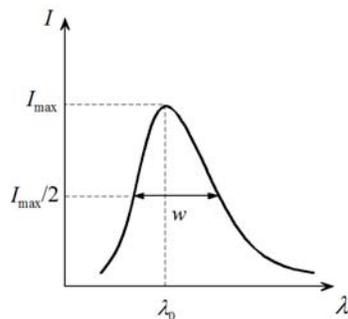
Obrada podataka, provera samoapsorpcije i dijagnostika plazme predstavljeni su u trećem poglavlju.

U četvrtom poglavlju prikazani su rezultati merenja i njihova analiza.

GLAVA I

MEHANIZMI ŠIRENJA SPEKTRALNIH LINIJA

Svaka eksperimentalno merena spektralna linija ima svoj profil, tj. u zračenju posmatrane linije pojavljuju se fotoni talasnih dužina u intervalu $\Delta\lambda$ oko λ_0 (Slika 1.1). Spektralni intenzitet zračenja koji je proporcionalan broju fotona koji se emituju u jedinici vremena ima maksimum u centru linije $\lambda = \lambda_0$ i opada sa udaljenjem od centra i ovaj deo profila predstavlja krila linije.



Slika 1.1. Primer profila spektralne linije

Činjenica da je profil linije $P(\Delta\lambda)$ funkcija konačne širine a nije Dirakova δ -funkcija, što bi bio slučaj za prelaze između neperturbovanih energijskih nivoa, posledica je tri uzroka širenja:

- 1.) konačnost srednjeg vremena života pobuđenih energijskih nivoa – prirodno širenje
- 2.) termalno kretanje emitera – Doplerovo širenje
- 3.) interakcija emitera sa okolnim česticama – širenje usled pritiska

Osnovna karakteristika profila linije je njena poluširina $\Delta\lambda_{1/2}$ koja se definiše kao širina linije na polovini maksimalnog intenziteta. Ostale karakteristike profila su forma krila linije i eventualna asimetrija profila. Spektralna linija može pretrpeti i izvestan pomak koji se karakteriše veličinom $d_\lambda = \lambda_0 - \lambda_0^*$, gde je λ_0 talasna dužina na kojoj intenzitet zračenja dostiže svoj maksimum, a λ_0^* talasna dužina na kojoj bi emitovao izolovan i nepokretan atom.

Postojanje profila konačne širine, njegove asimetrije, kao i pomaka linije svedoče o uslovima koji su vladali u plazmi

1. 1. Prirodno širenje

Prirodno širenje je posledica činjenice da su širine energijskih nivoa između kojih se vrši prelaz u liniji konačne što sledi iz Heisenbergove relacije neodređenosti:

$$\Delta E \Delta \tau \approx \hbar \quad (1.1)$$

gde je ΔE neodređenost energijskog nivoa, $\Delta \tau$ vreme života elektrona na posmatranom energijskom nivou i \hbar redukovana Planckova konstanta.

Profil prirodno proširene linije ima oblik Lorentzovog profila [1]:

$$P(\Delta\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\left(\frac{\gamma}{2}\right)}{\Delta\omega^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \quad (1.2)$$

gde se konstanta γ dobija kao zbir $\gamma = \gamma_u + \gamma_l$, pri čemu je γ_u konstanta za gornji nivo prelaza, a γ_l konstanta za donji nivo. Konstanta γ_u za energijski nivo u zavisi od srednjeg vremena života tog nivoa kao $\gamma_u = \tau_u^{-1}$. Kako je τ_u^{-1} proporcionalan sumi svih verovatnoća prelaza koji dovode do smanjenja populacije nivoa u , može se pisati [1]:

$$\gamma_u = \sum_{\substack{u>u' \\ \text{spontan a} \\ \text{emisija}}} A_{uu'} + \sum_{\substack{u<u' \\ \text{stimulisana} \\ \text{emisija}}} B_{uu'} + \sum_{\substack{u>u' \\ \text{apsorpcija}}} B_{u'u} u_\nu \quad (1.3)$$

gde su $A_{uu'}$, $B_{uu'}$ i $B_{u'u}$ Einsteinovi koeficijenti za spontanu emisiju, stimulisanu emisiju i apsorpciju respektivno, a u_ν spektralna gustina zračenja na frekvenciji ν . U slučaju termodinamičke ravnoteže važi [1]:

$$\gamma_u = \sum_{u>u'} \frac{A_{uu'}}{1 - e^{-\frac{h\nu_{uu'}}{kT}}} + \sum_{u'>u} \frac{g_{u'}}{g_u} \frac{A_{uu'}}{e^{-\frac{h\nu_{uu'}}{kT}}} \quad (1.4)$$

gde su g_u ($g_u = 2J_u + 1$) i $g_{u'}$ ($g_{u'} = 2J_{u'} + 1$) statističke težine nivoa u i u' . Ako donji nivo l posmatranog prelaza nije osnovni nivo atoma, za njega važe iste formule kao i za gornji nivo u , a ukupna konstanta γ se dobija kao zbir $\gamma = \gamma_u + \gamma_l$.

Izraz za prirodnu poluširinu spektralne linije λ_{ul} je:

$$w_P = \frac{\lambda_{ul}^2}{2\pi c} (\gamma_u + \gamma_l) \quad (1.5)$$

U prethodnoj relaciji se, pri određivanju γ_u i γ_l , sumiranje vrši po svim linijama čiji je jedan od nivoa (bilo viši ili niži) zajednički sa posmatranom linijom λ_{ul} .

1.2. Dopplerovo širenje

Doppler-ov efekat je pojava promene frekvencije koju registruje detektor u slučaju kada se detektor i/ili emiter relativno kreću, što znači da je Dopplerovo širenje posledica termalnog kretanja skupa emitera u plazmi.

Ako sa ν_0 označimo frekvenciju zračenja nepokretnog atoma, usled Dopplerovog efekta će frekvencija zračenja duž pravca posmatranja biti:

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{v_r}{c} \right) \quad (1.6)$$

gde je v_r komponenta brzine emitujućeg atoma duž pravca posmatranja.

U slučaju većeg broja emitera koji se haotično kreću u prostoru, intenzitet zračenja u nekom intervalu talasnih dužina će zavistiti od broja emitera koji imaju brzinu v_r .

Pri daljem razmatranju Dopplerovog širenja treba voditi računa o gustini plazme. Ako gustina plazme nije veća od 10^{24} čestica/m³, mogu se koristiti funkcije raspodele, u suprotnom se uvodi teorija difuzije i tada linija proširena Dopplerovim efektom ima Lorentzov profil [1].

Kako se u slučaju laboratorijskih plazmi najčešće postiže stanje delimične termodinamičke ravnoteže kada čestice imaju Maxwellovu raspodelu po brzinama, verovatnoća da emiter ima komponentu brzine v_r u intervalu $(v_r, v_r + dv_r)$ data je izrazom:

$$\frac{dn_\alpha(v_r)}{n_\alpha} = \sqrt{\frac{m_\alpha}{2\pi kT_\alpha}} \cdot e^{-\frac{m_\alpha v_r^2}{2kT_\alpha}} dv_r \quad (1.7)$$

gde je m_α masa čestice vrste α , T_α temperatura čestice vrste α , a n_α ukupna koncentracija čestica vrste α .

Koristeći jednačinu (1.6), dobija se:

$$v_r = c \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \quad \text{i} \quad dv_r = c \frac{d\nu}{\nu_0} \quad (1.8)$$

Kombinujući ove izraze sa jednačinom (1.7) može se odrediti verovatnoća da se frekvencija zračenja emitovanog u pravcu brzine v_r nalazi u intervalu $(\nu, \nu + d\nu)$:

$$\frac{dn_\alpha(\nu)}{n_\alpha} = \sqrt{\frac{m_\alpha}{2\pi kT_\alpha}} \cdot e^{-\frac{m_\alpha c^2 \Delta\nu^2}{2kT_\alpha \nu_0}} \frac{c}{\nu_0} d\nu \quad (1.9)$$

Uzimajući da je $v_{T_\alpha} = \frac{\nu}{c} \cdot \sqrt{\frac{2kT_\alpha}{m_\alpha}}$, za profil emitovanog zračenja dobijamo:

$$P_\alpha(\Delta\nu) = \frac{1}{n_\alpha} \frac{dn_\alpha(\nu)}{d\nu} = \frac{1}{\sqrt{\pi} \cdot \nu_{T_\alpha}} \cdot e^{-\left(\frac{\Delta\nu}{\nu_{T_\alpha}}\right)^2} \quad (1.10)$$

Ovo je simetrični Gaussov profil sa poluširinom:

$$\Delta\nu_D = 2\sqrt{\ln 2} \cdot \nu_{T_\alpha} = \frac{2\sqrt{2k \ln 2}}{c} \cdot \nu_0 \sqrt{\frac{T_\alpha}{m_\alpha}} \quad (1.11)$$

odnosno u skali talasnih dužina:

$$w_D = \frac{c}{\nu_0^2} \Delta\nu_D = \frac{2\sqrt{2k \ln 2}}{c} \cdot \lambda_0 \sqrt{\frac{T_\alpha}{m_\alpha}} \quad (1.12)$$

Prilikom izračunavanja Dopplerove poluširine spektralnih linija jedanput jonizovanog argona u luku na visokim pritiscima za temperaturu emitera se uzima elektronska temperatura (jer su u luku temperatura teških čestica i elektrona jednake [2]), a za masu (u kilogramima; 1 a.j.m. = $1.66 \cdot 10^{-27}$ kg) Ar II se pretpostavlja da je jednaka masi neutralnog argona Ar I. Ako se λ_0 izrazi u (nm), Dopplerova poluširina se dobija u (nm).

Karakteristično za ovaj efekat je da ne dolazi do pomeranja linije ($\lambda_0 = \lambda_0^*$, ukoliko ne postoji makroskopsko kretanje plazme kao celine), a na osnovu (1.12) se zaključuje da je Doppler-ovo širenje dominantno kod spektara lakih atoma u plazmama visoke temperature.

1.3. Širenje usled pritiska

Širenje usled pritiska nastaje kao posledica interakcije emitera sa okolnim česticama. Ovo širenje se prema vrsti perturbatora deli na:

- Van der Waalsovo širenje koje nastaje usled interakcije emitera sa neutralnim atomima.
- Rezonantno širenje koji nastaje usled interakcije emitera sa perturbatorima iste vrste kao i emiter.
- Starkovo širenje, gde do širenja dolazi usled interakcije emitera sa naelektrisanim česticama.

U teorijskom razmatranju širenja usled pritiska polazi se od jednačine za snagu emitovanu od strane kvantno-mehaničkog sistema u obliku dipolnog zračenja. Uključivanje širenja usled pritiska se svodi na analizu sistema koji se sastoji od ne samo atoma/jona-emitera, već i okolnih čestica. U tom slučaju se posmatra početno i krajnje stanje celog sistema, dok je od praktičnog značaja u određivanju profila linije samo doprinos dipolnog momenta spoljašnjeg elektrona emitera, jer elektroni-perturbatori dovode do kontinualnog zračenja.

Cilj teorije je, dakle, nalaženje izraza za spektralnu gustinu zračenja [3]:

$$P(\omega) = \sum_{if\beta} \delta(\omega - \omega_{fi}) \left| \langle \varphi_f | x_\beta | \varphi_i \rangle \right|^2 \rho_i \quad (1.13)$$

gde je $\delta(\omega - \omega_{fi})$ Dirac-ova δ -funkcija koja obezbeđuje očuvanje energije u saglasnosti sa Bohr-ovom relacijom:

$$\hbar\omega_{fi} = E_i - E_f \quad (1.14)$$

$\langle \varphi_f | x_\beta | \varphi_i \rangle$ je matrični element dipolnog momenta prelaza, a ρ_i gustina konačnih stanja čija je energija jednaka:

$$E_{kon} = E_f + \hbar\omega_{fi} = E_i \quad (1.15)$$

Glavni problem pri razmatranju širenja usled pritiska je da ono nastaje usled interakcije emitera sa velikim brojem perturbatora. Do komplikacije dolazi naročito ako se radi o istovremenoj interakciji sa različitim vrstama perturbatora jer se u tom slučaju postavlja pitanje međusobne interferencije njihovih perturbacija. Ova interferencija je različita za različite tipove interakcija. Najjednostavniji slučaj je van der Waalsova interakcija kada je emiter okružen neutralnim atomima. U ovom slučaju se perturbacije sabiraju kao skalari. U drugim slučajevima se perturbujuća polja sabiraju kao vektori, pa i perturbacije ako linearno zavise od polja, kao npr. kod linearnog Starkovog efekta. Kvadratični Starkov efekat zavisi od kvadrata sume polja.

Postoje i interakcije na koje se ne mogu primeniti jednostavne šeme superpozicije, kao u slučaju rezonantne interakcije atoma iste vrste.

Efekat širenja linija usled pritiska se može tretirati na osnovu dva različita pristupa:

- ***Sudarna teorija***

Usled sudara emitera sa okolnim česticama prekida se proces emisije zračenja, a skraćivanjem vremena emisije povećava se neodređenost emitovane energije.

Izraz za spektralnu raspodelu zračenja $P(\omega)$ se dobija primenom metode autokorelacione funkcije, tj. nalaženjem autokorelacione funkcije $\Phi(s)$ koja se definiše kao Fourier-ov transform profila linije [3]:

$$\Phi(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(\omega) e^{-i\omega s} d\omega \quad (1.16)$$

a profil linije se dobija kao:

$$P(\omega) = \text{Re} \left\{ \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \Phi(s) e^{i\omega s} ds \right\} \quad (1.17)$$

Veoma često se pri teorijskim izračunavanjima perturbirani smatraju klasičnim česticama koji se kreću putanjama nezavisnim od trenutnog stanja emitera (aproksimacija klasične putanje). To u slučaju neutralnih emitera znači da se joni i elektroni-perturbera kreću pravolinijski, a u slučaju jonizovanih emitera po hiperbolama. Ovo nije u saglasnosti sa realnom situacijom, pošto perturbirani dovode do promena u sistemu koji emituje, pa dolazi i do određene povratne reakcije na perturbirane. Uticaj emitera na perturbirane se mora uključiti u razmatranje kada se analizira rasejanje perturbiranih ali u slučaju uticaja perturbiranih na emitovanu svetlost to nije neophodno. Takođe, ova pretpostavka sudarne teorije je opravdana ako se korelaciona funkcija određuje za vremena u kojima su sudari sa razmenom energije reda veličine kT malo verovatni. Ovo znači da sudari koji dovode do širenja treba da budu mnogo češći od onih koji dovode do ekscitacije i deekscitacije (adijabatska aproksimacija), što je uvek slučaj kod linija u optičkom delu spektra.

Takođe se, radi izbegavanja problema superpozicije perturbacija, uvodi pretpostavka da perturbirani interaguju sa emiterom jedan za drugim u trenutku kada su najbliži emiteru (sudarna aproksimacija), tj. samo oni perturbirani koji promiču kraj emitera na rastojanju jednakom sudarnom parametru ξ u vremenskom intervalu $[t, t+s]$ doprinose faznom pomeranju emitovanog talasa $\eta(t, t+s)$. Sudarna aproksimacija pretpostavlja da je vreme trajanja sudara

mного kraće od karakterističnog vremena emisije, tj. emiter većinu vremena nije perturbovan i da u toku kratkog vremena sudara interaguje samo sa jednom česticom.

Primenom navedenih aproksimacija izraz za autokorelacionu funkciju se dobija rešavanjem Schrödingerove jednačine emitujućeg elektrona metodom nestacionarnih perturbacija pri čemu se član koji sadrži interakciju svodi na perturbacioni potencijal koji potiče od čestica koji se kreću klasičnim putanjama.

Nalaženjem Furijeovog transformata autokorelacione funkcije dobija se oblik spektralne linije koji se opisuje Lorentzovim profilom [1]:

$$P(\Delta\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{(nv\sigma_r)}{(\Delta\omega - nv\sigma_i)^2 + (nv\sigma_r)^2} \quad (1.18)$$

sa poluširinom:

$$\Delta\omega_{1/2} = 2nv\sigma_r \quad (1.19)$$

i pomeranjem:

$$d = nv\sigma_i \quad (1.20)$$

gde je n koncentracija perturbera, v brzina perturbera, a σ_r i σ_i realni i imaginarni sudarni preseki za čije su izračunavanje neophodne pretpostavke o tipu interakcije i putanjama perturbera. Procena preseka se može prikazati kao:

$$\sigma_r = 2\pi \int_0^{\infty} [1 - \cos(\eta(\xi))] \xi d\xi \quad (1.21)$$

$$\sigma_i = 2\pi \int_0^{\infty} [\sin(\eta(\xi))] \xi d\xi \quad (1.22)$$

gde je $\eta(\xi)$ fazni pomeraj nastao usled sveukupnog sudaranja emitera sa česticama sa sudarnim parametrom ξ . Fazna promena se može izračunati preko izraza:

$$\eta(\xi) = \frac{\chi_p \cdot C_p}{v \cdot \xi^{p-1}} \quad (1.23)$$

gde je C_p konstanta koji figuriše u recipročnom zakonu $\Delta\omega = C_p/r^p$, a χ_p je dato preko:

$$\chi_p = \sqrt{\pi} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{p-1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{p}{2}\right)} \quad (1.24)$$

Za $p=2$, $\chi_2 = \pi$ imamo linearni Starkov efekat, za $p=3$, $\chi_3 = 2$ rezonantnu interakciju, za $p=4$, $\chi_3 = \pi/2$ kvadratični Starkov efekat i za $p=6$, $\chi_3 = 3\pi/8$ van der Waalsovu interakciju.

Granice primenjivosti sudarne teorije se mogu izvesti na osnovu samih pretpostavki teorije. Ako se uvede Weisskopfov radijus ξ_w tako da važi

$$\eta(\xi_w) = 1, \quad \xi_w = \left(\chi_p \cdot C_p / v \right)^{1/(p-1)}, \quad (1.25)$$

iz pretpostavke da je trajanje sudara kratko u poređenju sa vremenom između dva sudara, $\xi_w/v < s$, sledi da se sudarna aproksimacija može primeniti samo na centar linije, tj. u intervalu $\Delta\omega < v/\xi_w$. Druga pretpostavka, da u toku vremena sudara emiter interaguje samo sa jednom česticom nameće gornju granicu za koncentraciju perturbbera: $n\xi_w^3 \ll 1$. To znači da će sudarna aproksimacija imati odlučujuću ulogu pri opisivanju zračenja iz sredine sa malim pritiscima i velikim brzinama čestica i najčešće se primenjuje prilikom razmatranja uticaja elektrona kao perturbbera na širenje spektralnih linija.

- ***Kvazistatička teorija***

Prisustvo okolnih čestica dovodi do pomeranja energijskih nivoa emitera, a time dolazi i do promene frekvencije zračenja.

Glavna pretpostavka kvazistatičke teorije je da je vreme trajanja uticaja perturbbera na emitere mnogo duži od karakterističnog vremena emisije. To znači da se može smatrati da čestice-perturberi miruju u blizini emitera koji emituje na frekvenciji $\omega_0 + \Delta\omega$, odnosno međusobno rastojanje između perturbbera se ne menja. Profil emitovane linije je određen funkcionalnom zavisnošću perturbujućeg polja od rastojanja emiter-perturber.

Kod statičkih teorija problem superpozicije perturbbacija se može izbeći uvođenjem aproksimacije najbližeg suseda, pri čemu se u obzir uzima samo interakcija sa najbližim perturbberom.

Kvazistatičko opisivanje širenja je primenljivo u slučaju kada je kretanje perturbbera relativno sporo tako da se perturbacija može smatrati praktično konstantnom u toku vremena posmatranja koje je reda veličine recipročne vrednosti širine linije (izražene u jedinicama frekvencije).

Ova teorija dobro opisuje jake i sporo promenljive (niskofrekventne, tj. dugotalasne) perturbacije, kao npr. električna polja koja potiču od jona, što će presudno uticati na oblik krila linije.

1.3.1. Van der Waalsovo širenje

Van der Waalsovo širenje je posledica interakcije emitera sa neutralnim perturberima, tj. dipolne interakcije između pobuđenih atoma-emitera i indukovanog dipola neutralnih perturbbera. Sile kojima neutralni perturber deluje na emiter su privlačnog karaktera i kratkog su dometa. Potencijal ove interakcije opada sa šestim stepenom rastojanja između čestica, $U(r) \approx r^{-6}$, tako da će se u zavisnosti od rastojanja menjati i energijska razlika između nivoa emitera, pa su i talasne dužine emitovanih fotona različite. Profil proširene spektralne linije se dobija usrednjavanjem po svim mogućim rastojanjima između emitera i perturbbera.

Kvantnomehaničkom analizom van der Waalsovog širenja se bavio Griem, i dao je procenu za van der Waalsovu poluširinu koja se može napisati u obliku [4]:

$$w_{vw} = 8.18 \cdot 10^{-12} \cdot \lambda_{ul}^2 \cdot (\bar{\alpha} \bar{R}^2)^{2/5} \cdot \left(\frac{T_e}{\mu} \right)^{3/10} \cdot n_p \quad (1.26)$$

gde je T_e elektronska temperatura izražena u (K), $\mu^{-1} = M_{em}^{-1} + M_p^{-1}$ (a.j.m.)⁻¹ recipročna vrednost redukovane masa sistema emiter-perturber, $\bar{\alpha}$ (cm⁻³) srednja polarizibilnost neutralnih perturbbera, \bar{R}^2 (bezdimenziona veličina) razlika kvadrata vektora položaja elektrona na gornjem (u) i donjem (l) energijskom nivou posmatranog prelaza, a n_p (m⁻³) koncentracija perturbbera. Ako se talasna dužina posmatranog prelaza izrazi u (cm), van der Waalsova poluširina se dobija u (cm).

Srednja polarizibilnost se može proceniti na osnovu izraza [4]:

$$\bar{\alpha} = \frac{9}{2} a_o^3 \cdot \left(\frac{3E_H}{4E_{2p}} \right)^2 \quad (1.27)$$

U ovom izrazu je $a_o = 5.3 \cdot 10^{-11}$ m Bohrov radijus, $E_H = 13.6$ eV je energija jonizacije atoma vodonika, a E_{2p} (eV) je energija prvog ekscitovanog nivoa perturbera koja se u slučaju degenerisanih nivoa određuje pomoću relacije:

$$E_{2p} = \frac{\sum_{i=1}^n E_i g_i}{\sum_{i=1}^n g_i} \quad (1.28)$$

gde g_i označavaju stepen degeneracije datog terma u slučaju LS sprege i određuju na osnovu relacije: $g = 2J + 1$.

Razlika kvadrata vektora položaja elektrona na gornjem (u) i donjem (l) energijskom nivou posmatranog prelaza:

$$\bar{R}^2 = \bar{R}_u^2 - \bar{R}_l^2 \quad (1.29)$$

u Coulombovoj aproksimaciji se \bar{R}_j^2 za određeni energijski nivo određuje na osnovu:

$$\bar{R}_j^2 = \frac{n_j^{*2}}{2} \cdot \left[5n_j^{*2} + 1 - 3\ell_j(\ell_j + 1) \right] \quad j = u, l \quad (1.30)$$

gde je ℓ_j orbitalni kvantni broj, a n_j^* efektivni kvantni broj odgovarajućeg nivoa:

$$n_j^* = Z \cdot \sqrt{\frac{E_H}{E_{ion} - E_j}} \quad j = u, l \quad (1.31)$$

gde Z označava jonizaciono stanje emitera, E_{ion} (eV) energiju jonizacije atoma emitera, a E_j (eV) energiju gornjeg (u) ili donjeg (l) nivoa posmatranog prelaza.

1.3.2. Rezonantno širenje

Rezonantno širenje nastaje kada gornji ili donji nivo posmatranog prelaza ima dozvoljen dipolni prelaz na osnovno stanje i kada je emiter okružen sličnim atomima u osnovnom stanju. Ako sa A^* označimo emiter u pobuđenom stanju sa koga je dozvoljen prelaz na osnovno stanje, a sa A identičan atom u osnovnom stanju, pored radijativne deekscitacije emitera u

osnovno stanje ($A^* \leftrightarrow A + h\nu$), konkurentan je i proces u kome se jedan atom deeksituje i pobudi drugi ($A^* + A \leftrightarrow A + A^*$). Postojanje i ove druge mogućnosti značajno skraćuje vreme života emitera u pobuđenom stanju, usled čega se, na osnovu relacije neodređenosti, povećava neodređenost pobuđenog stanja, što rezultuje širenjem spektralne linije.

Izraz za poluširinu spektralne linije usled rezonantnog širenja izveli su Ali i Griem [5,6] i ona se obično računa pomoću relacije:

$$w_R(\text{cm}) = 8.6 \cdot 10^{-14} \cdot \left(\frac{g_o}{g_r} \right)^{1/2} \cdot (\lambda_{ul})^2 \cdot \lambda_{ro} \cdot f_{ro} \cdot n_p \quad (1.32)$$

gde su λ_{ul} talasna dužina posmatranog prelaza i λ_{ro} talasna dužina rezonantnog prelaza izražene u (cm), g_o i g_r su statičke težine osnovnog i rezonantnog pobuđenog stanja, f_{ro} jačina oscilatora za posmatrani rezonantni prelaz, a n_p koncentracija perturbirera.

1.3.3. Starkovo širenje

Ovaj efekat je najčešće najizraženiji efekat širenja linija u plazmi. Ispoljava se u promeni energije i cepanju energijskih nivoa atoma emitera pod dejstvom promenljivog mikroelektričnog polja plazme, pri čemu dolazi do širenja i pomeranja spektralnih linija.

Kod atoma vodonika i vodoniku sličnih jona dominantan je linearni Starkov efekat kada je veličina razdvajanja energijskih nivoa srazmerna jačini električnog polja. U slučaju atoma nevodoničnog tipa specifičan je kvadratični Starkov efekat, tj. postoji kvadratna zavisnost veličine razdvajanja energijskih nivoa od jačine električnog polja. Kod kvadratičnog Starkovog efekta primetno je kako širenje, tako i pomeranje, za razliku od linearnog efekta gde je pomeranje veoma malo.

Teorije Starkovog širenja razvile su se u dva pravca. Jedna grupa teorija razmatra posebno centar linije primenom sudarne (elektronske) aproksimacije, i posebno krila linije pomoću kvazistatičke (jonske) aproksimacije. Na taj način se razdvaja uticaj elektrona od uticaja jona na profil linije. Ovakve aproksimacije su opravdane velikom razlikom između vremena interakcije jona i elektrona sa emiterom. Profil proširene linije se gradi kao funkcija koja se u centru i na krilima poklapa sa odgovarajućim izrazima koje daju sudarna i kvazistatička aproksimacija. Prednost ovih teorija je da dobro opisuju delove profila za koje važe.

Unificirane teorije razmatraju profil linije kao celinu i daju dobre rezultate za linije koje se ne mogu aproksimirati prostim, Lorentzovim profilom. Unificirani metod je najpogodniji u

uslovima kada efekti dinamike jona postaju značajni, jer omogućuje ravnomerno tretiranje i elektronskih i jonskih efekata.

U plazmi se atomi ili joni-emiteri nalaze u električnom polju relativno brzih elektrona i sporih jona. Problem nalaženja profila linije se može svesti na sledeći postupak: prvo se zanemari kretanje jona i primenjuje se sudarna aproksimacija da bi se izračunalo širenje usled uticaja elektrona-perturbera, a zatim se usrednjava po svim mogućim konfiguracijama jonskog polja, što zahteva poznavanje funkcije raspodele jonskog polja $W(F)$.

Sudarna teorija daje profil Lorentzovog tipa:

$$P(\Delta\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\left(\Delta\omega_{\frac{1}{2}}\right)}{\left(\Delta\omega - d\right)^2 + \left(\Delta\omega_{\frac{1}{2}}\right)^2} \quad (1.33)$$

sa poluširinom $\Delta\omega_{\frac{1}{2}}$ i pomerajem d , koji su, ako samo gornji nivo prelaza $|u\rangle$ interaguje sa elektronima-perturberima, određeni sledećim izrazom [7]:

$$\Delta\omega_{\frac{1}{2}} + i \cdot d = n_p \int_0^\infty W(v) dv \int_0^\infty 2\pi\xi d\xi \frac{2\hbar^2}{3m^2 v^2 \xi^2} \sum_{n_k, \ell_k, m_k} \sum_{\alpha} \frac{\left| \langle u | r_{\alpha_k} | k \rangle \right|^2}{a_o^2} \cdot C(Z_{uk}) \quad (1.34)$$

gde su r_{α_k} ($\alpha_k = 1,2,3$) koordinate elektrona emitera u stanju $|k\rangle$, $W(v)$ funkcija raspodele elektrona-perturbera po brzinama, a v i ξ brzina i sudarni parameter elektrona-perturbera. Sumiranje se vrši po α i po svim dozvoljenim prelazima na stanje $|k\rangle$ okarakterisano kvantnim brojevima: n_k (glavni kvantni broj), $\ell_k = \ell_u \pm 1$ (orbitalni kvantni broj), m_k (magnetni orbitalni kvantni broj). Z_{uk} je bezdimenziona veličinana i jednaka je:

$$Z_{uk} = \omega_{uk} \cdot \frac{\xi}{v} \quad (1.35)$$

$C(Z_{uk})$ se može razdvojiti na realan deo $A(Z_{uk})$ koji uzima u obzir prelaze uzrokovane neelastičnim sudarima emitera sa elektronima, i imaginarni deo $B(Z_{uk})$ koji opisuje efekte elastičnih sudara [9]. Time se uočava da je pomak linije d u potpunosti određen sa $B(Z_{uk})$, što znači da nastaje usled elastičnih sudara, tako da $B(Z_{uk})/\xi$ predstavlja doprinos elastičnih sudara sa parametrom ξ pomaku linije. Širenje linije je rezultat neelastičnih efekata određenih

sa $A(Z_{uk})$, tako da $A(Z_{uk})/\xi$ predstavlja doprinos neelastičnih sudara sa parametrom ξ širenju linije.

Profil linije koji se dobija sudarnom aproksimacijom dobro opisuje jonske linije. Međutim, linije neutralnih atoma su uglavnom asimetrične i za opisivanje ovih profila u račun se mora uzeti i uticaj jona. Za rezultujući profil se u tom slučaju dobija [3]:

$$P(\Delta\omega) = \frac{w_{se}}{\pi} \int \frac{W(F)dF}{(\Delta\omega - d_{se} + C \cdot F^2)^2 + (w_{se})^2} \quad (1.36)$$

gde je $C = C_4/e$ (C_4 je konstanta kvadratičnog Starkovog efekta), a w_{se} i d_{se} su poluširina i pomeraj linije uzrokovani sudarima emitera sa elektronima čije su vrednosti tabelirane za određene elemente i njihove jone u [3].

Uvođenjem redukovane talasne dužine:

$$x = \frac{\omega - \omega_{ul} - d_{se}}{w_{se}} = \frac{\lambda - \lambda_{ul} - d_{se}}{w_{se}} \quad (1.37)$$

i bezdimenzionih parametara:

$$\beta = \frac{F}{F_o} \quad (1.38)$$

$$A = \left(\frac{CF_o^2}{w_{se}} \right)^{3/4} \text{ i} \quad (1.39)$$

gde je $F_o = Z \cdot e / 4\pi\epsilon_o \cdot r_o^2$ normalna jačina električnog mikropolja, dobija se tzv. $j(x)$ -profil [3]:

$$j(x) = \frac{1}{\pi} \int \frac{W(\beta)d\beta}{\left(x - A^{4/3} \cdot \beta^2\right)^2 + 1} \quad (1.40)$$

Ukupna teorijska poluširina i pomeraj u maksimumu profila se mogu izraziti kao [3]:

$$w_{th} = w_{se} + 1.75 \cdot A \cdot (1 - 0.75 \cdot R) \cdot w_{se} \quad (1.41)$$

$$d_{th} = d_{se} \pm 2.00 \cdot A \cdot (1 - 0.75 \cdot R) \cdot w_{se} \quad (1.42)$$

Parametar A daje doprinos jonskog širenja, a parametar R karakteriše Debyeovo ekraniranje i jonsko-jonske korelacije:

$$R = (36\pi)^{1/6} \cdot \sqrt{\frac{e^2}{kT_e}} \cdot N_e, \quad (1.43)$$

Zbog asimetrije se pomeraj linije na polovini maksimuma d'_{th} malo razlikuje od pomeraja maksimuma d_{th} . Razlika je samo u brojnom koeficijentu u (1.42), koji se u slučaju određivanja d'_{th} zamenjuje sa 3.20 [8].

Primena izraza (1.41) i (1.42) je ograničena uslovima [3]:

$$R \leq 0.8 \quad \text{i} \quad 0.05 \leq A \leq 0.5 \quad (1.44)$$

Za vrednosti $A \leq 0.05$, prilikom razmatranja interakcije emitera sa perturbirima treba uzeti u obzir i kvadrupolne efekte, a vrednosti $A \geq 0.5$ odgovaraju uslovima kada je dominantan linearni Starkov efekat i tada se u jednačinama (1.41) i (1.42) za A uzima vrednost $A = 0.5$.

Ograničenje za vrednost parametra R je zadovoljeno kod većine termalnih plazmi.

1.3.3.1. Starkovo širenje spektralnih linija jonizovanih atoma

Primena teorije Starkovog širenja pri analizi jonskih spektralnih linija daje nešto drugačije rezultate od onih kod neutralnih linija, što se ogleda, između ostalog, i u simetričnosti jonskih profila. To je posledica i činjenice da su u ovom slučaju emiteri jonizovani atomi, tj. naelektrisane čestice.

Pri teorijskoj analizi u slučaju jonskih linija u kvazistatičkoj aproksimaciji funkcije raspodele jonskog polja treba da budu korigovane na odbijanje između jona emitera i jona-perturbera, dok u sudarnoj aproksimaciji umesto pravolinijskog, treba uzeti hiperbolične putanje perturbirera. Zanimajući povratnu reakciju na perturbere usled promene stanja u emitujućem jonu, putanja perturbirera je određena jednačinom kretanja elektrona u Coulombovom polju (jedanput) naelektrisanog jona.

Uticao kvazistatičkog polja jona na širenje i pomeranje jonskih linija se obično smatra zanemarljivo malim u poređenju sa elektronskim sudarima, tako da se Starkovi profili mogu aproksimirati Lorentzovim profilima sa širinama koje su određene širenjem usled sudara sa elektronima.

Starkova polu-poluširina se može izračunati pomoću Griemove semiempirijske formule [10] koja je dobijena primenom aproksimacije klasične putanje i adijabatske aproksimacije:

$$w_{se} = N_e \frac{8\pi}{3} \frac{\hbar^2}{m^2} \left(\frac{2m}{\pi k T_e} \right)^{1/2} \frac{\pi}{\sqrt{3}} \cdot \left[\sum_{u'} R_{u,u'}^2 \cdot \tilde{g}_{se} \left(\frac{E}{\Delta E_{uu'}} \right) + \sum_{l'} R_{l,l'}^2 \cdot \tilde{g}_{se} \left(\frac{E}{\Delta E_{ll'}} \right) \right] \quad (1.45)$$

gde je N_e elektronska koncentracija, $R_{jj'}$ matricni elementi operatora prelaza koji se može odrediti kao u izrazima (1.29) i (1.30), \tilde{g}_{se} kvantno-mehanički korekcionni množitelj, tzv. Gauntov faktor koji zavisi od početne i krajnje energije prelaza, tj. od odnosa $E/\Delta E_{jj'}$, a slabo zavisi od elektronske temperature, $E = 3kT_e/2$ energija elektrona-perturbera, a $\Delta E_{jj'} = |E_{j'} - E_j|$ energetska razlika između gornjeg ($j = u$), odnosno donjeg nivoa prelaza ($j = l$) i njihovih perturbacionih nivoa¹ ($j' = u', l'$). Vrednosti Griemovog semiempirijskog Gaunt faktora za različite vrednosti odnosa $E/\Delta E_{jj'}$ se mogu naći u [10].

Modifikovanu Griemovu formulu za Starkovu širinu izveli su Dimitijević i Konjević. Pri izvođenju ove formule razdvaja se doprinos širini linije usled prelaza sa $\Delta n = 0$ (gde do prelaza dolazi između stanja sa različitim orbitalnim kvantnim brojevima ℓ , tj. j) od doprinosa usled prelaza sa $\Delta n \neq 0$ (gde se pri prelazu menja glavni kvantni broj).

Modifikovana semiempirijska formula za poluširinu (izraženu u jedinicama frekvencije) je data izrazom:

$$\begin{aligned} w_{mse} = N_e \frac{8\pi}{3} \frac{\hbar^2}{m^2} \left(\frac{2m}{\pi k T_e} \right)^{1/2} \frac{\pi}{\sqrt{3}} & \left[R_{\ell_u, \ell_u+1}^2 \cdot \tilde{g}_{mse} \left(\frac{E}{\Delta E_{\ell_u, \ell_u+1}} \right) + \right. \\ & + R_{\ell_u, \ell_u-1}^2 \cdot \tilde{g}_{mse} \left(\frac{E}{\Delta E_{\ell_u, \ell_u-1}} \right) + R_{\ell_l, \ell_l+1}^2 \cdot \tilde{g}_{mse} \left(\frac{E}{\Delta E_{\ell_l, \ell_l+1}} \right) + \\ & + R_{\ell_l, \ell_l-1}^2 \cdot \tilde{g}_{mse} \left(\frac{E}{\Delta E_{\ell_l, \ell_l-1}} \right) + \sum_{u'} (R_{uu'}^2)_{\Delta n \neq 0} \tilde{g}_{se} \left(\frac{E}{\Delta E_{n_u, n_u+1}} \right) + \\ & \left. + \sum_{l'} (R_{ll'}^2)_{\Delta n \neq 0} \tilde{g}_{se} \left(\frac{E}{\Delta E_{n_l, n_l+1}} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.46)$$

gde je \tilde{g}_{mse} modifikovani Gaunt faktor za širinu čije se vrednosti za određen stepen jonizacije

¹ Nivoi sa kojih je dozvoljen dipolni prelaz na gornji ili donji nivo posmatranog prelaza.

emitera pri različitim vrednostima odnosa $E/\Delta E_{jj'}$ mogu naći u [11]. Energijska razlika nivoa prelaza i najbližih perturbacionih nivoa u slučaju $\Delta n \neq 0$ se procenjuje pomoću izraza [11]:

$$\Delta E_{n_j, n_{j+1}} \approx \frac{2Z^2 E_H}{n^3} \quad (1.47)$$

Zbog poteškoća koje stvara nepotpunost atomskih podataka o višim perturbacionim nivoima, kod prelaza sa $\Delta n = 0$ računate su samo dva matrična elementa: jedan za prelaznu šemu $\ell \rightarrow \ell + 1$, i drugi za $\ell \rightarrow \ell - 1$ prema formuli [11]:

$$R_{\ell, \ell'}^2 = \left(\frac{3n}{2Z} \right)^2 \cdot \frac{\max(\ell, \ell')}{2\ell + 1} \cdot [n^2 - \max^2(\ell, \ell')] \cdot \phi^2 \quad (1.48)$$

gde je ϕ Bates-Damgaardov korekcionni faktor.

Suma matričnog elementa za prelaze sa $\Delta n \neq 0$ se računa koristeći Coulombovu aproksimaciju:

$$\sum_j (R_{jj'}^2)_{\Delta n \neq 0} = \left(\frac{3n_j^*}{2Z} \right)^2 \cdot \frac{1}{9} \cdot [n_j^{*2} + 3\ell_j \cdot (3\ell_j + 1) + 11], \quad j = u, l \quad (1.49)$$

Griemova semiempirijska formula za pomeraj jonske linije je data jednačinom [10]:

$$d_{se} = -N_e \frac{8\pi}{3} \frac{\hbar^2}{m^2} \left(\frac{2m}{\pi k T_e} \right)^{1/2} \frac{\pi}{\sqrt{3}} \cdot \left[\sum_{u'} \frac{\Delta E_{uu'}}{|\Delta E_{uu'}|} R_{u,u'}^2 \cdot \tilde{g}'_{se} \left(\frac{E}{\Delta E_{uu'}} \right) - \sum_{l'} \frac{\Delta E_{ll'}}{|\Delta E_{ll'}|} R_{l,l'}^2 \cdot \tilde{g}'_{se} \left(\frac{E}{\Delta E_{ll'}} \right) \right] \quad (1.50)$$

gde \tilde{g}'_{se} označava Griemov Gaunt faktor za pomeraj linije čije vrednosti za različite vrednosti odnosa $E/\Delta E_{jj'}$ se mogu naći u [10].

Modifikovana semiempirijska formula za pomeraj data je jednačinom [12]:

$$\begin{aligned}
 d_{mse} = N_e \frac{4\pi}{3} \frac{\hbar^2}{m^2} \left(\frac{2m}{\pi k T_e} \right)^{1/2} \frac{\pi}{\sqrt{3}} & \left\{ R_{\ell_u, \ell_u+1}^2 \cdot \tilde{g}'_{mse} \left(\frac{E}{\Delta E_{\ell_u, \ell_u+1}} \right) - \right. \\
 & - R_{\ell_u, \ell_u-1}^2 \cdot \tilde{g}'_{mse} \left(\frac{E}{\Delta E_{\ell_u, \ell_u-1}} \right) - R_{\ell_l, \ell_l+1}^2 \cdot \tilde{g}'_{mse} \left(\frac{E}{\Delta E_{\ell_l, \ell_l+1}} \right) + \\
 & + R_{\ell_l, \ell_l-1}^2 \cdot \tilde{g}'_{mse} \left(\frac{E}{\Delta E_{\ell_l, \ell_l-1}} \right) + \sum_{u'} (R_{uu'}^2)_{\Delta n \neq 0} \tilde{g}'_{se} \left(\frac{E}{\Delta E_{n_u, n_u+1}} \right) - \\
 & - 2 \sum_{\substack{u' \\ \Delta E_{uu'} < 0}} \left[(R_{uu'}^2)_{\Delta n \neq 0} \tilde{g}'_{se} \left(\frac{E}{\Delta E_{u'u}} \right) \right] - \sum_{l'} (R_{ll'}^2)_{\Delta n \neq 0} \tilde{g}'_{se} \left(\frac{E}{\Delta E_{n_l, n_l+1}} \right) + \\
 & \left. + 2 \sum_{\substack{l' \\ \Delta E_{ll'} < 0}} \left[(R_{ll'}^2)_{\Delta n \neq 0} \tilde{g}'_{se} \left(\frac{E}{\Delta E_{l'l}} \right) \right] + \sum_k \delta_k \right\} \quad (1.51)
 \end{aligned}$$

gde je \tilde{g}'_{mse} modifikovani Gaunt faktor za pomeraj čije se vrednosti za određen stepen jonizacije emitera pri različitim vrednostima odnosa $E/\Delta E_{jj'}$ mogu naći u [12].

Suma $\sum_k \delta_k$ je različita od nule samo u slučaju kada postoje perturbacioni nivoi za koje ne važi aproksimacija (1.46), tj. kada je:

$$\Delta E_{j,j'} \ll 2Z^2 E_H / n^3 \quad (1.52)$$

Doprinosi takvih nivoa ukupnom pomeraju se računaju na osnovu izraza:

$$\delta_j = \pm \varepsilon_j R_{jj'} \left[\tilde{g}'_{se} \left(\frac{E}{\Delta E_{j,j'}} \right) \mp \tilde{g}'_{se} \left(\frac{E}{\Delta E_{n_j, n_j+1}} \right) \right] \quad (1.53)$$

gde donji predznak odgovara $\Delta E_{j,j'} < 0$, a ε_j je:

$$\varepsilon_j = \begin{cases} +1 & j = u \\ -1 & j = l \end{cases} \quad (1.54)$$

Iz ovih razmatranja sledi da se pri spektroskopskoj analizi plazme elektronska koncentracija može direktno odrediti iz parametara širenja jonskih linija, jer ovi parametri linearno zavise od nje.

Druga veličina koja direktno utiče na širenje jonskih linija je temperatura plazme, međutim zavisnost od ovog parametra je mnogo manja, $\sim T_e^{-1/2}$.

Spektralna analiza zračenja plazme može poslužiti i u obrnutom smeru, za proveru valjanosti teorije. Naime, tačno određivanje elektronske koncentracije obezbeđuje izračunavanje parametara širenja pomoću formula (1.45) i (1.50) ili (1.46) i (1.51) i njihovo upoređivanje sa eksperimentalno dobijenim vrednostima.

Međutim, teorija Starkovog širenja nije do kraja završena, što se posebno odnosi na vrednosti parametara širenja spektralnih linija. Različiti eksperimenti u kojima su mereni Starkovi parametri ne pokazuju međusobno slaganje što onemogućava potpunu potvrdu teorijskih parametara, a time ni korekcija teorije nije moguća.

GLAVA II

OPIS APARATURE

Za ispitivanje Starkovih parametara spektralnih linija jedanput jonizovanog argona kao izvor plazme korišćen je zidom stabilisan luk u impulsnom režimu rada na atmosferskom pritisku.

Ovaj izvor je veoma pogodan za merenja Starkovih parametara spektralnih linija zbog svoje stabilnosti tokom rada i reproducibilnosti rezultata merenja.

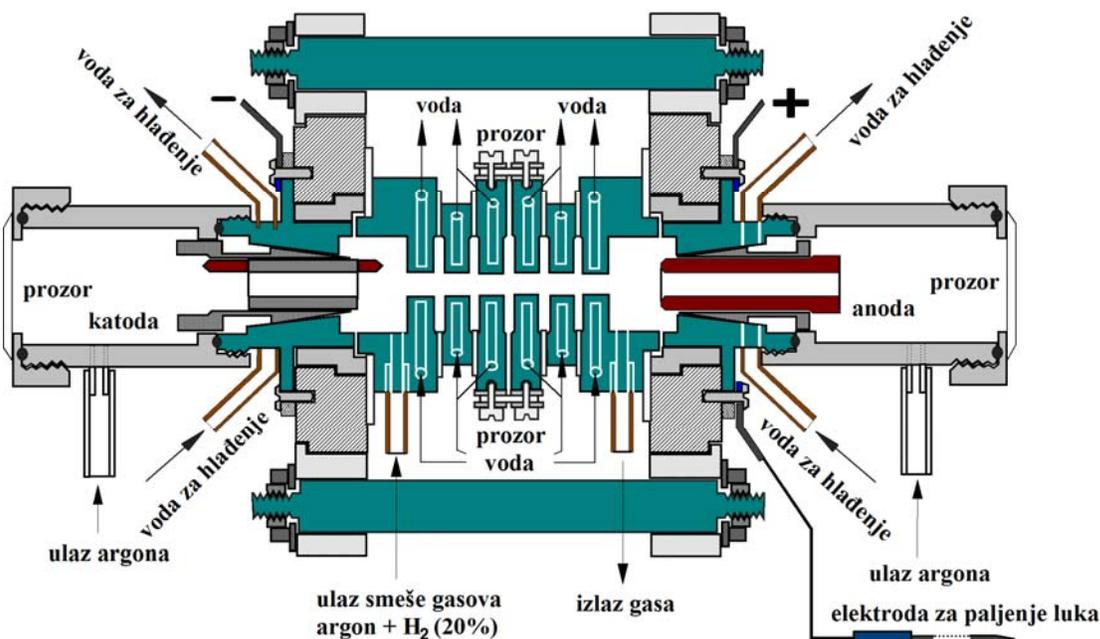
2.1. Luk u impulsnom režimu rada

Konstrukcija zidom stabilisanog luka je prikazana na slici 2.1. Unutrašnji kanal luka za održavanje pražnjenja je formiran od šest bakarnih diskova koji su probušeni u sredini, a međusobno su električno izolovani teflonom. Unutrašnji prečnik kanala je 6 mm. Kroz diskove su probušeni kanali kroz koje protiče voda za hlađenje. Na krajevima kanala, na međusobnom rastojanju od 60 mm, se nalaze nosači elektroda. Katoda je zašiljena da bi se tokom rada izbeglo šetanje električnog pražnjenja po površini katode. Anoda je povezana sa pomoćnom elektrodom koja služi za paljenje luka. Obe elektrode su probušene radi spektroskopskog posmatranja plazme. Na krajevima luka su postavljeni prozori od kvarcnog stakla.

Radni gas je argon koji se uvodi u luk sa oba kraja, dok se mešavina gasova (80% Ar + 20% H₂) koji se koristi u dijagnostičke svrhe uvodi u centralni deo luka. Protok čistog argona je oko 50 puta veći od protoka mešavine, što znači da je udeo vodonika u sastavu plazme manji od 4%. Izvodi za gasove su smešteni ispred elektroda čime se smanjuje samoapsorpcija spektralnih linija, tj. izbegava se da se emiteri nađu u oblasti hladnih slojeva oko elektroda.

Zidom stabilisani luk se obično koristi u jednosmernom režimu rada. U tom slučaju se za električno napajanje luka koristi stabilisani jednosmerni izvor struje. Zbog negativnog nagiba V-A karakteristike lučnog pražnjenja redno sa lukom je vezan balastni otpornik od

1.5Ω . Maksimalna jačina struje u kontinualnom režimu rada je 30 A . Pomoću elektrode za paljenje luka se uspostavi kratak spoj između anode i katode, pri čemu se zbog velike jačine struje one praktično trenutno zagreju do usijanja. Time su stvoreni uslovi za pojavu termoelektronske emisije. Na taj način se nakon razdvajanja elektroda odmah uspostavlja lučno pražnjenje između njih. Izvlačenjem pomoćne elektrode luk se razvlači duž kanala za pražnjenje.



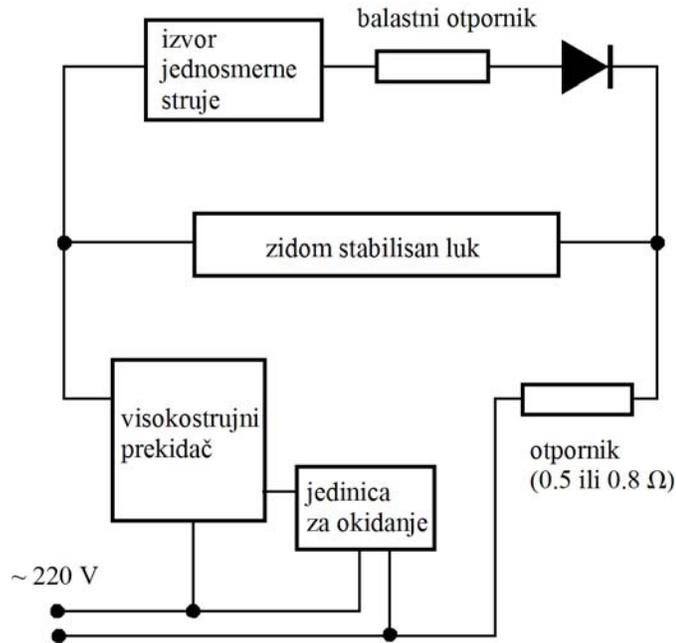
Slika 2.1. Uzdužni presek zidom stabilisanog luka.

Pri uslovima jednosmernog režima rada postižu se elektronske temperature od oko 10000 K i koncentracije reda veličine 10^{22} m^{-3} . U tom slučaju se mogu posmatrati samo spektralne linije neutralnih elemenata. Radi spektroskopskih merenja parametara linija jonizovanih elemenata potrebno je obezbediti veće vrednosti elektronske temperature i koncentracije što zahteva i veće struje pražnjenja.

Zidom stabilisani luk u impulsnom režimu rada se može jednostavno realizovati superponiranjem jakostrujnih impulsa dobijenih iz gradske mreže naizmenične struje ($U \approx 220\text{ V}$, $\nu = 50\text{ Hz}$) na jednosmernu struju koja teče kroz luk. Šema električnog kola data je na slici 2.2.

U zavisnosti od vrednosti otpora koji ograničava jačinu impulsne struje i koja može da bude 0.8Ω ili 0.5Ω , impulsna struja dostiže maksimalnu vrednost od 180 A i 240 A . Na ovaj način de dobija ukupna maksimalna struja luka od 210 A i 270 A . Otpori su realizovani

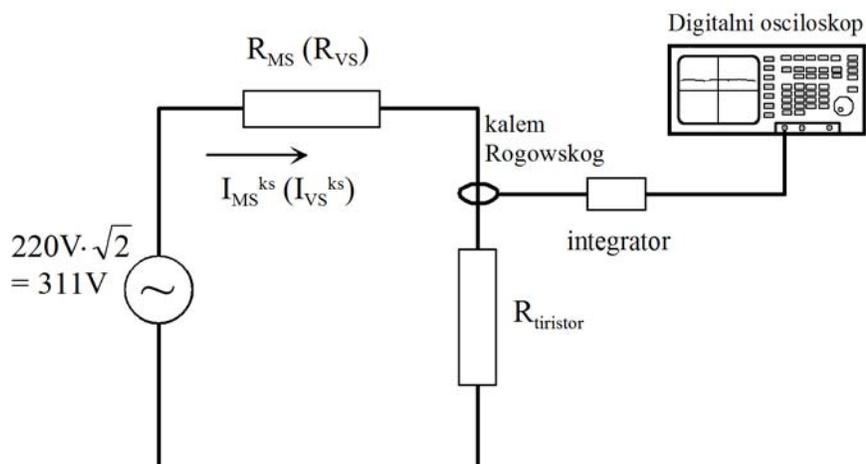
pomoću grejača vezanih paralelno. Pomoću preklopnika je moguće birati između dve vrednosti otpornika. Jednosmerni izvor napajanja je vezan za luk preko diode koja služi za zaštitu izvora od jakostrujnih impulsa. Kao visokostrujni prekidač korišćen je tiristor, a pomoću elektronskog kola za okidanje se može regulisati frekvencija impulsa koja je u ovom eksperimentu iznosila 3 Hz. Zbog niske frekvencije visokostrujnih impulsa temperatura zida luka se nije značajno povećala, tako da se hlađenje vršilo na uobičajen način.



Slika 2.2. Šema električnog kola za rad luka u impulsnom režimu.

2.1.1. Merenje jakostrujnih impulsa

Jačina impulsne struje merena je pomoću kalema Rogowskog. Pre početka merenja kalem je trebalo kalibrisati, tj. naći kalibracioni faktor f (A/mV). Kako otpor luka pri većim vrednostima struja nije bio poznat, kalibracioni faktor kalema smo odredili kratko spajajući luk. Blok šema postavke merenja je prikazana na slici 2.3. R_{MS} i R_{VS} su otpornici za ograničavanje impulsne struje, $R_{tiristor}$ je otpor tiristora, I_{MS}^{ks} i I_{VS}^{ks} su mala, odnosno velika struja pri kratko spojenim lukom.



Slika 2.3. Šematski prikaz merenja jačine impulsne struje.

Kako kalem Rogowskog daje signal koji je proporcionalan sa promenom struje po vremenu ($\sim \frac{di}{dt}$), taj signal se pre prikazivanja na osciloskopu propušta kroz integrator koji je realizovan pomoću kondenzatora $C = 0.74\mu\text{F}$ i otpornika $R = 100\text{ k}\Omega$.

Sa slike 2.3. se vidi da važe jednačine:

$$311\text{V} = I_{MS}^{ks} \cdot (R_{MS} + R_{tiristor}) = f \cdot U_{MS}^{osc.} \cdot (R_{MS} + R_{tiristor}) \quad \text{i}$$

$$311\text{V} = I_{VS}^{ks} \cdot (R_{VS} + R_{tiristor}) = f \cdot U_{VS}^{osc.} \cdot (R_{VS} + R_{tiristor})$$

gde je f kalibracioni faktor, a $U_{MS}^{osc.}$ i $U_{VS}^{osc.}$ su naponski signali koji se registruju na osciloskopu. Kako otpori R_{MS} i R_{VS} imaju male vrednosti, radi dobijanja preciznih rezultata, oni su mereni digitalnim multimetrom Agilent 34405A.

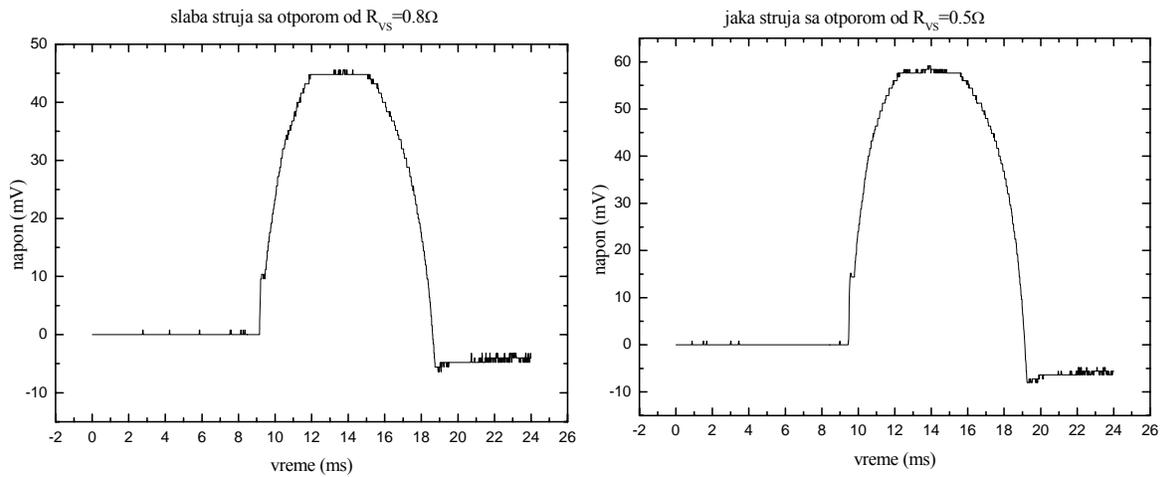
Otpor tiristora se dobija kao:

$$R_{tiristor} = \frac{U_{VS}^{osc.} \cdot R_{VS} - U_{MS}^{osc.} \cdot R_{MS}}{U_{MS}^{osc.} - U_{VS}^{osc.}},$$

a kalibracioni faktor kalema Rogowskog:

$$f = \frac{311\text{V}}{U_{MS}^{osc.} \cdot (R_{MS} + R_{tiristor})}.$$

Nakon kalibracije kalema, pristupa se snimanju signala U_{MS} i U_{VS} u slučaju kada je luk serijski vezan u kolo sa tiristorom. Izgled jakostrujnih impulsa je prikazan na slici 2.4.



Slika 2.4. Izgled malog i velikog strujnog impulsa pri $R_{MS} = 0.8\Omega$ i $R_{VS} = 0.5\Omega$.

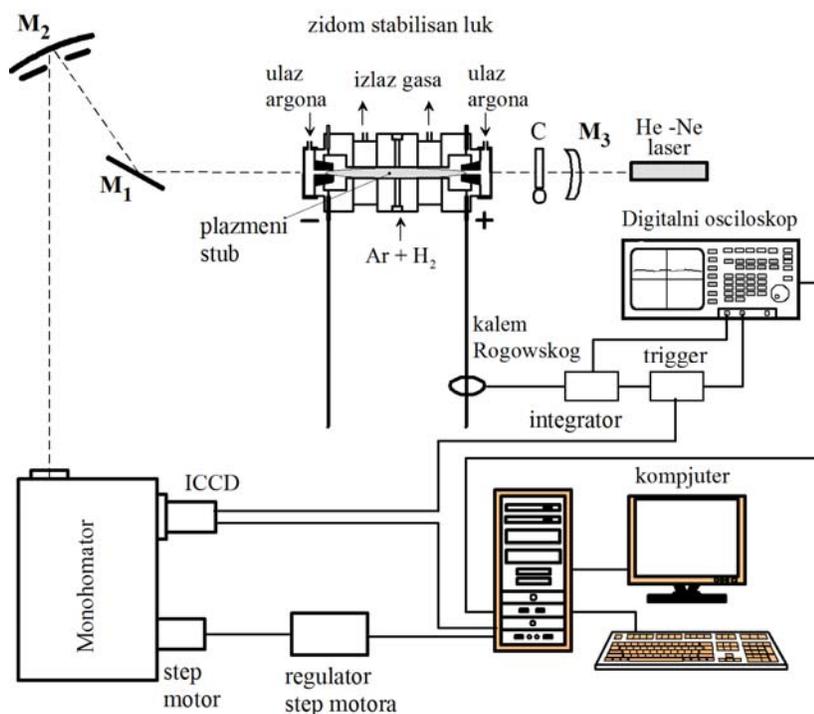
Jačine impulsne struje I_{MS} i I_{VS} se dobijaju kada se amplitude signala U_{MS} i U_{VS} pomnože sa kalibracionim faktorom f . Maksimalne vrednosti struja su $I_{MS} = 180\text{ A}$ i $I_{VS} = 240\text{ A}$.

2.2. Optički i merni sistem

Šema eksperimentalne postavke mernog sistema je prikazana na slici 2.5.

Spektroskopska posmatranja su vršena duž ose luka. Snop zraka iz luka se pomoću ogledala M_1 i M_2 fokusira na ulaznu pukotinu monohromatora proizvođača McPherson sa optičkom rešetkom sa 1200 zareza po milimetru. Širina otvora ulazne pukotine je tokom svih merenja iznosila $30\mu\text{m}$. Položaj rešetke se menja step motorom. Na izlazu monohromatora je, kao detektor, postavljena ICCD kamera 4QuikEdig, proizvođača Stanford Computer Optics.

Ogledalo M_3 služi za određivanje samoapsorpcije snimljenih spektralnih linija i ono je u toku ostalih eksperimentalnih merenja pomoću zastora C izbačeno iz sistema. He-Ne laser je korišćen za optičko poravnavanje sistema. Signal sa kalema Rogowskog preko integratora je služio za okidanje kamere i osciloskopa koji je služio za monitoring struje u impulsnom režimu. Za upravljanje kamerom i očitavanje snimaka u izvršenim eksperimentima, korišćen je računarski program 4 Spec, koji je deo kompleta kamere.



Slika 2.5. Šematski prikaz eksperimentalne postavke.

Parametri kamere koji se zadaju pre početka snimanja su vreme kašnjenja t_{delay} , vreme ekspozicije t_{exp} i pojačanje (napon na mikrokanalnoj ploči) U_{MCP} . Vreme kašnjenja je vreme koje protekne između pojave signala za okidanje kamere i početka snimanja optičkih signala. Vrednost $t_{delay} = 2.5 \text{ ms}$ je izabran tako da se optički signal snimi u trenutku kada njegova vrednost dostigne maksimum koju zadržava neko izvesno vreme pre nego što počinje da opada. Izbor parametara t_{exp} i U_{MCP} je ujedno i najkritičniji deo rada sa ovakvim kamerama, jer ako su pojačanje i vreme ekspozicije suviše veliki, može doći do trajnih oštećenja kamere. S druge strane, ako nisu dovoljno veliki, signal sa kamere će biti mali, a odnos signal/šum veoma loš.

Analizom eksperimentalnih profila pri različitim vrednostima U_{MCP} [13], utvrđeno je da postoji izvesno odstupanje eksperimentalnog profila od Gausovog i ovo odstupanje raste sa porastom napona na mikrokanalnoj ploči, dok promena vremena ekspozicije ne utiče na oblik profila. Dakle, nameće se zaključak da je u cilju manje asimetrije snimljenog profila zadovoljavajućeg intenziteta preporučljivo koristiti veće vrednosti ekspozicije u kombinaciji sa manjim naponima na MCP-u [13]. Pri snimanju spektralnih linija jonizovanog argona izabrana optimalna kombinacija ovih parametara je bila: $t_{exp} = 4 \mu\text{s}$ i $U_{MCP} = 750 \text{ V}$. Budući da su intenziteti linija korišćeni u procesu određivanja elektronske temperature plazme, vrednosti t_{exp} i U_{MCP} se nisu menjali tokom snimanja. Referentne linije su, međutim, snimljene pri različitim

vrednostima ovih parametara jer je pri određivanju pomeraja ispitivanih linija Ar II bitan samo položaj maksimuma referentnih linija.

Takođe je utvrđeno [13], snimanjem nekoliko spektralnih linija emitovanih iz šupljih katoda, da postoji zavisnost poluširine instrumentalne linije od njenog položaja na čipu. Naime, idući od centra ka krajevima čipa, instrumentalni profili su sve širi, a odstupanja od Gausovog profila sve veća.

Zavisnost poluširine spektralne linije neutralnog olova talasne dužine 405.78 nm od njenog položaja na čipu pri datom položaju optičkog sistema je prikazana na slici 2.6.

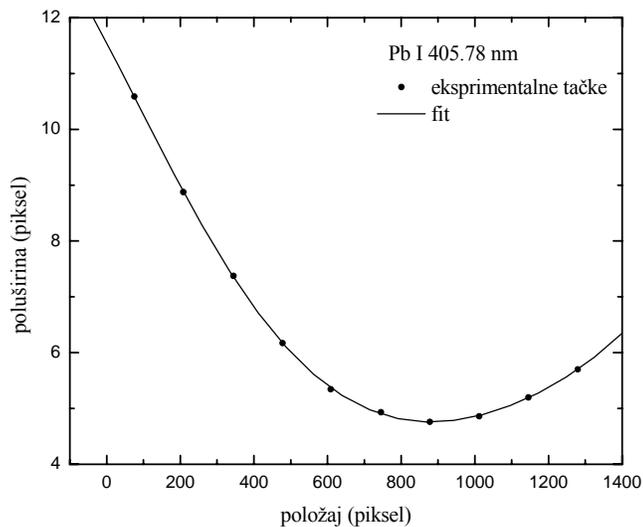
Ova zavisnost se može fitovati polinomom petog stepena oblika:

$$\Delta\lambda_{1/2} = a + bx + cx^2 + dx^3 + ex^4 + fx^5 \quad (2.1)$$

gde je x položaj centra linije na CCD čipu dat u pikselima. a, b, c, d, e, f su koeficijenti. Kao rezultat ovakvog fitovanja dobijaju se koeficijenti sledećih vrednosti:

$$\begin{aligned} a &= 11.55091 \\ b &= -0.01252 \\ c &= -5.71402 \cdot 10^{-6} \\ d &= 2.50041 \cdot 10^{-8} \\ e &= -1.78036 \cdot 10^{-11} \\ f &= 4.33347 \cdot 10^{-15} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Dati polinom petog stepena je na slici 2.6 prikazan punom linijom.



Slika 2.6. Poluširina instrumentalne linije u zavisnosti od položaja na CCD čipu.

Zavisnost poluširine instrumentalnog profila od položaja na CCD čipu pokazuje minimum. Sa slike 2.3. se vidi da se ova oblast minimuma prostire, otprilike, od 750. do 950. piksela. Pri snimanju uskih spektralnih profila je najuputnije koristiti upravo ovu oblast. U toj oblasti je instrumentalna poluširina minimalna i njena vrednost se kreće između 0.053nm i 0.054nm .

Svaka spektralna linija je snimljena prikupljanjem 100 frejmova na osnovu kojih se vršilo usrednjavanje.

Takođe, pre svakog snimanja spektra, snima se „background“ koji predstavlja signal koji kamera detektuje u odsustvu zračenja izvora. „Background“ je u stvari šum koji potiče od pozadinskog svetla i šum koji potiče od same kamere. Pri snimanju spektara se onda vrši automatska korekcija snimaka na „background“. Da bi se dobio spektar zračenja, nakon snimanja je potrebno očitati dobijene fotografije, odnosno dobiti zavisnost intenziteta od horizontalne pozicije piksela, kojima se kasnije pridružuju odgovarajuće talasne dužine. Visinski interval CCD čipa u kojem se vršilo očitavanje fotografija je bio između 440. – 515. piksela. Ovaj pojas je izabran zato što na taj interval CCD čipa pada svetlost iz centra luka, tako da se odabirom tog intervala svetlost iz hladnih slojeva luka (u blizini zidova) isključuje. Takođe, u tom intervalu intenzitet spektralnih linija je približno konstantan.

Preračunavanje položaja piksela u odgovarajuće vrednosti talasnih dužina date u angstromima se vrši pomoću jednačine [14]:

$$\lambda_A = (\lambda_p - 680.5) \cdot (0.1186 - 5 \cdot 10^{-7} \cdot R - 2.7 \cdot 10^{-10} \cdot R^2) + R \quad (2.3)$$

gde je λ_A talasna dužina izražena u angstromima, λ_p talasna dužina očitana sa snimka (u pikselima), R položaj difrakcione rešetke (u angstromima) pri kome je vršeno snimanje i očitavanje sa monohromatora.

Nakon snimanja spektara, potrebno ih je obraditi na spektralnu osetljivost optičkog sistema, kako bi se dobili pravilni odnosi intenziteta snimljenih linija u spektru. U postupku određivanja osetljivosti sistema je snimljen spektar kalibrisane standardne lampe sa volframskim vlaknom [14]. Osetljivost sistema, na pojedinačnim talasnim dužinama, se izračunava kao odnos snimljenih intenziteta standardne lampe i intenziteta kalibracionog spektra te lampe, na tim talasnim dužinama.

Korekcija snimljenih spektara na osetljivost sistema se vrši deljenjem eksperimentalno dobijenih intenziteta (na određenoj talasnoj dužini) sa osetljivošću sistema, na istoj talasnoj dužini.

Oblici profila snimljenih spektralnih linija su dati u glavi IV.

GLAVA III

OBRADA EKSPERIMENTALNIH PODATAKA

Pre analize eksperimentalnih podataka i merenja eksperimentalne vrednosti poluširine ili pomeraja spektralnih linija, neophodno je testirati izvor zračenja na samoapsorpciju. Kako izvor ima konačne dimenzije, zračenje pre dolaska do spektralnog uređaja prolazi kroz slojeve u kojima se takođe nalaze atomi, odnosno joni iste vrste kao emiteri posmatranog zračenja. U tom slučaju može doći do apsorpcije zračenja, a kako se ponovna emisija na istoj talasnoj dužini kao i posmatrano zračenje vrši spontanom emisijom, tj. u prostorni ugao od 4π , gubi se deo zračenja koji bi se registrovao spektralnim uređajem da nema samoapsorpcije. Ovaj efekat dovodi do smanjenja intenziteta posmatrane spektralne linije, kao i do deformisanja i proširenja profila posmatranih linija. Uzrok tome je što je samoapsorpcija najizraženija u centru spektralne linije jer je verovatnoća prelaza najveća na toj talasnoj dužini, tj. najveći broj atoma, odnosno jona emituje, pa i apsorbuje na talasnoj dužini centra linije.

Kod spektralnih linija jona je u našem slučaju samoapsorpcija manje izražena nego kod neutrala. To je posledica činjenice da je koncentracija jona u plazmi manja od koncentracije atoma, tako da pri prolasku zračenja koje potiče od jonizovanih emitera efekat samoapsorpcije manje izražen. Postoje različite metode za utvrđivanje prisustva samoapsorpcije i otklanjanje njenih uzroka, odnosno za korekciju snimljenog profila. Ovde je primenjen metod zadnjeg ogledala [15,16].

3. 1. Korekcija spektralnih linija na samoapsorpciju

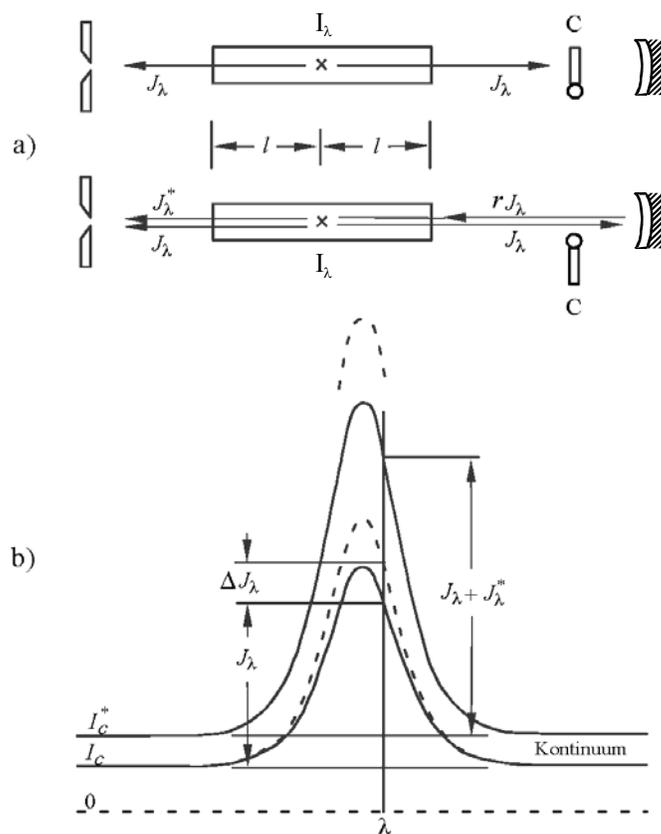
Postojanje samoapsorpcije se mora proveravati za svaku snimljenu talasnu dužinu spektralne linije, međutim, pošto je samoapsorpcija najveća u centru linije, dovoljno je proveriti samo za centar spektralne linije. Ako se pokaže da samoapsorpcija postoji, potrebno je korigovati eksperimentalni profil spektralne linije ili, ako je to nemoguće, treba ukloniti ili umanjiti uzroke koji dovode do samoapsorpcije.

Da bi se mogla izvršiti korekcija snimljenog profila na samoapsorpciju, treba da bude zadovoljen uslov optički tanke plazme:

$$\tau_\lambda = k_\lambda \cdot l \leq 1 \quad (3.1)$$

gde je τ_λ optička debljina plazme, k_λ koeficijent absorpcije, a l debljina plazme.

Za korekciju profila na samoapsorpciju korišćen je metod zadnjeg ogledala [15,16]: iza izvora plazme postavljeno je konkavno ogledalo na rastojanju jednak dvostrukoj žižnoj daljini od centra izvora zračenja. Snima se zračenje iz plazme sa i bez povratnog zračenja odbijenog od ogledala. Slučaj bez povratnog zračenja se postiže postavljanjem zastora C (slika 3.1.) na optički put između ogledala i izvora plazme.



Slika 3.1. Šematski prikaz prolaska zračenja kroz plazmu (a) i prikaz odgovarajućih intenziteta zračenja na primeru jedne spektralne linije (b).

Na slici 3.1.(a) šematski je prikazan prolazak zračenja kroz plazmu u slučaju direktnog zračenja (J_λ) i u slučaju kada postoji i reflektovano zračenje (J_λ^*). Na slici 3.1.(b) prikazani su odgovarajući intenziteti zračenja na primeru jedne spektralne linije, pri čemu je isprekidanom linijom označen neapsorbovani profil linije, a punom linijom apsorbovani profil.

Ako se sa I_λ označi intenzitet zračenja na datoj talasnoj dužini bez samoapsorpcije, tada će nakon prolaska kroz plazmu optičke debljine $\tau_\lambda = k_\lambda \cdot l$, na ulaznu pukotinu spektralnog uređaja stići intenzitet:

$$J_\lambda = I_\lambda e^{-k_\lambda l} \quad (3.2)$$

Intenzitet reflektovanog zračenja koji pada na pukotinu spektralnog uređaja nakon prolaska kroz celu dužinu plazme je:

$$J_\lambda^* = I_\lambda^* e^{-2k_\lambda l} = r J_\lambda e^{-2k_\lambda l} = r I_\lambda e^{-3k_\lambda l} \quad (3.3)$$

gde je I_λ^* neapsorbovani intenzitet reflektovanog zračenja, a r koeficijent refleksije ogledala i može se izraziti kao odnos neapsorbovanih intenziteta zračenja na nekoj talasnoj dužini λ u intervalu talasnih dužina spektralne linije:

$$r = \frac{I_\lambda^*}{I_\lambda}, \quad (3.4)$$

a praktično se određuje pomoću intenziteta zračenja na kontinuumu gde nema apsorpcije:

$$r = \frac{I_c^* - I_c}{I_c} \quad (3.5)$$

Na osnovu oznaka na slici 3.1.(b), gde su sa ΔJ_λ i ΔJ_λ^* označene odgovarajuće korekcije na samoapsorpciju, mogu se napisati sledeće relacije:

$$I_\lambda = J_\lambda + \Delta J_\lambda \quad (3.6)$$

$$I_\lambda^* = J_\lambda^* + \Delta J_\lambda^* \quad (3.7)$$

Na osnovu izraza (3.7) imamo:

$$\Delta J_\lambda^* = I_\lambda^* - J_\lambda^* \quad (3.8)$$

Uvrštajući $I_\lambda^* = r \cdot I_\lambda$ iz (3.4) i I_λ iz (3.6), dobijamo:

$$\Delta J_\lambda^* = r(J_\lambda + \Delta J_\lambda) - J_\lambda^* \quad (3.9)$$

a koristeći relacije (3.2) za $I_\lambda = r \cdot J_\lambda \cdot e^{k_\lambda l}$ i (3.3) za $J_\lambda^* = r \cdot J_\lambda \cdot e^{-2k_\lambda l}$, imamo:

$$\Delta J_\lambda^* = I_\lambda^* - J_\lambda^* = rJ_\lambda \left(e^{k_\lambda l} - \frac{1}{(e^{k_\lambda l})^2} \right) \quad (3.10)$$

Zamenom $e^{k_\lambda l} = I_\lambda / J_\lambda$ iz izraza (3.2), dobija se:

$$\Delta J_\lambda^* = rJ_\lambda \left(\frac{I_\lambda}{J_\lambda} - \frac{J_\lambda^2}{I_\lambda^2} \right) = r \cdot I_\lambda - r \cdot \frac{J_\lambda^3}{I_\lambda^2} = r \cdot \frac{I_\lambda^3 - J_\lambda^3}{I_\lambda^2} = r \cdot \frac{(J_\lambda + \Delta J_\lambda)^3 - J_\lambda^3}{(J_\lambda + \Delta J_\lambda)^2} \quad (3.11)$$

Izjednačavanjem izraza (3.9) i (3.11) dobijamo:

$$J_\lambda + \Delta J_\lambda = \sqrt{r \cdot \frac{J_\lambda^3}{J_\lambda^*}} = J_\lambda \cdot \sqrt{r \cdot \frac{J_\lambda}{J_\lambda^*}} \quad (3.12)$$

Ako iz prethodne jednačine izrazimo

$$\Delta J_\lambda = J_\lambda \left[\left(r \frac{J_\lambda}{J_\lambda^*} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (3.13)$$

koristeći relaciju (3.6), za traženi intenzitet dobijamo sledeći izraz:

$$I_\lambda = J_\lambda \left(r \frac{J_\lambda}{J_\lambda^*} \right)^{1/2} \quad (3.14)$$

koji predstavlja jednačinu za rekonstrukciju apsorbovanog profila na mestu talasne dužine λ . Računajući I_λ za različite pozicije može se rekonstruisati ceo profil spektralne linije.

Da bi se izveo uslov $\tau_\lambda = k_\lambda \cdot l \leq 1$, iz jednačine (3.2) izražavamo $k_\lambda l$ kao:

$$\tau_\lambda = k_\lambda l = \ln \frac{I_\lambda}{J_\lambda} = \ln \left(r \cdot \frac{J_\lambda}{J_\lambda^*} \right)^{1/2} = \frac{1}{2} \ln \left(r \frac{J_\lambda}{J_\lambda^*} \right) \quad (3.15)$$

Praktično je korekcija na samoapsorpciju snimljenih linija rađena koristeći računarski program razvijen u laboratoriji za fizičku elektroniku.

3. 2. Dijagnostika plazme

Za istraživanja bilo kakvih procesa koji se dešavaju u plazmi neophodno je prvo izvršiti dijagnostiku, tj. odrediti elektronsku temperaturu T_e i koncentraciju elektrona N_e . Time se određuju uslovi pri kojima se posmatrani procesi odigravaju. Dijagnostika se najčešće vrši putem analitičke atomske spektroskopije, tj. analizom profila i parametara spektralnih linija.

Postoje razne metode određivanja parametara plazme. U ovom radu je elektronska koncentracija određivana na osnovu poluširine vodonikove H_β linije, a elektronska temperatura na osnovu ravnotežnog sastava plazme [17], kao i pomoću relativnih intenziteta linija (Boltzmann plot).

3.2.1. Određivanje elektronske koncentracije

Određivanje elektronske koncentracije na osnovu profila vodonikovih linija iz Balmerove serije, naročito H_β linije (486.13 nm), je jedan od najzastupljenijih dijagnostičkih metoda zbog dostupnosti teorijskih profila, i jer ne zahteva postojanje LTR, a sama procedura je relativno jednostavna.

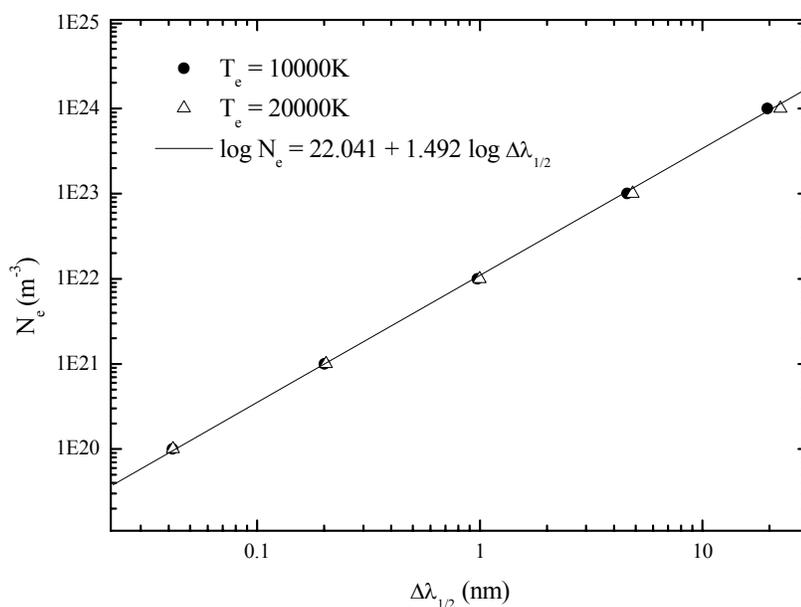
Istraživanjem oblika Starkovski proširenih linija vodonika bavili su se mnogi autori, a jedna od prvih teorija koja je dobro opisivala profile je Griemova teorija. Kod vodonika dolazi do izražaja linearni Starkov efekat koji je izazvan električnim poljem jona, dok je uticaj električnog polja elektrona znatno manji. U Griemovoj teoriji se u obzir uzimaju oba ova mehanizma širenja tako što se disperzioni profil linije u sudarnoj aproksimaciji usrednjava po vrednostima jačine jonskog polja F , čija je raspodela data funkcijom $W(F)$. Teorijska izračunavanja Starkovih profila vodonikovih linija predstavljena su tabelarno u obliku funkcije [3]:

$$S(\alpha) = P(\Delta\omega) \left| \frac{d\Delta\omega}{d\alpha} \right| \cong \frac{2\pi c F_o}{\lambda_o^2} P(\Delta\omega) \quad (3.16)$$

gde je $\alpha = \frac{\Delta\lambda}{F_o} \cong \frac{\Delta\omega\lambda_o^2}{2\pi c F_o}$ redukovano rastojanje od centra linije, $P(\Delta\omega)$ karakteriše profil linije,

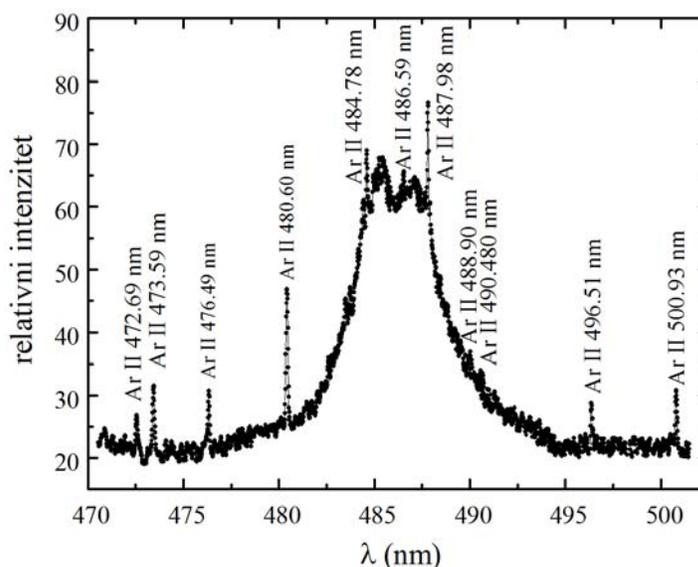
a $F_o = 1.25 \cdot 10^{-9} \cdot N_e^{2/3}$ je Holtsmarkova jačina mikroelektričnog polja.

Na slici 3.2. prikazana je teorijska zavisnost [3] elektronske koncentracije od poluširine $\Delta\lambda_{1/2}$ H_β linije za elektronske temperature $T_e = 10000\text{ K}$ i 20000 K .



Slika 3.2. Zavisnost elektronske koncentracije od poluširine H_β linije (Griemova teorija).

U ovom radu su elektronske koncentracije određivane merenjem poluširine eksperimentalnog profila H_β linije (slika 3.3.) i očitavanjem odgovarajuće vrednosti N_e sa grafika prikazanog na slici 3.2.



Slika 3.3. Profil H_β linije pri uslovima struje pražnjenja jačine $I = 210\text{ A}$.

Vrednost elektronske koncentracije za malu struju pražnjenja ($I = 210 \text{ A}$) je $1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, a za veliku struju pražnjenja ($I = 270 \text{ A}$) $1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

3.2.2. Određivanje elektronske temperature na osnovu ravnotežnog sastava plazme

Poznavanjem sastava plazme može se doći do zavisnosti elektronske koncentracije od elektronske temperature, pa poznavanjem jednog parametra lako se određuje drugi. Određivanje temperature, sem poznavanja koncentracije, zahteva i postojanje lokalne termodinamičke ravnoteže. Kriterijum za lokalnu termodinamičku ravnotežu izveo je Griem [18] i može se predstaviti jednačinom [1]:

$$N_e (\text{m}^{-3}) \geq 10^{18} \cdot \sqrt{T_e} \cdot (E_u - E_l)^3 \quad (3.18)$$

gde su E_u i E_l energije gornjeg i donjeg nivoa posmatranog prelaza izražene u eV, a temperatura T_e je elektronska temperatura izražena u K. U ovom radu su ispitivane spektralne linije jedanput jonizovanog argona, kod kojih je maksimalna vrednost energijske razlike prelaza $E_u - E_l \approx 3 \text{ eV}$. Najveća vrednost elektronske temperature određene pomoću Boltzmann plota iznosi $T_e = 14200 \text{ K}$, pa uslov (3.18) daje $N_e \geq 3.2 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Kako je elektronska koncentracija reda veličine 10^{23} m^{-3} , uslov za LTR je u našem slučaju zadovoljen.

Stanje LTR se uspostavlja u plazmi u kojoj dominiraju sudarni procesi (jonizacija elektronom i tročestična rekombinacija, fotorekombinacija i fotojonizacija, ekscitacija i deekscitacija slobodnim elektronima, kao i teškim česticama). Ovi procesi su u ravnoteži sa svojim inverznim procesima prema principu detaljne ravnoteže, dok radijativni procesi nisu. To znači da slobodni elektroni imaju Maxwellovu raspodelu po brzinama, odnos naseljenosti atomskih stanja se opisuje Boltzmannovom raspodelom, odnos naseljenosti jonskih stanja je dat jednačinom Saha-Eggerta, dok zračenje plazme u stanju LTR se ne pokorava Planckovom zakonu zračenja. Takav sistem čestica ima određenu kinetičku temperaturu koja se ne poklapa sa temperaturom apsolutno crnog tela. Sa spektroskopske tačke gledišta ovo predstavlja prednost, jer je plazma optički tanka u velikom opsegu talasnih dužina, pa je moguće snimiti spektar zračenja.

U slučaju čisto argonske plazme, kada je plazma sačinjena od neutralnih atoma argona, jednostruko i dvostruko jonizovanih atoma argona, kao i slobodnih elektrona sa ravnotežnim koncentracijama $N_{Ar,1}$, $N_{Ar,2}$, $N_{Ar,3}$ i N_e , redom, ravnotežni sastav plazme se može naći primenjujući jednačinu idealnog gasa:

$$p = kT \left(N_e + \sum_j \sum_z N_{j,z} \right), \quad (3.19)$$

zakon održanja naelektrisanja i nepromenljivosti broja teških čestica:

$$N_e = \sum_j \sum_{z \geq 2} (z-1) N_{j,z} \quad \text{i} \quad (3.20)$$

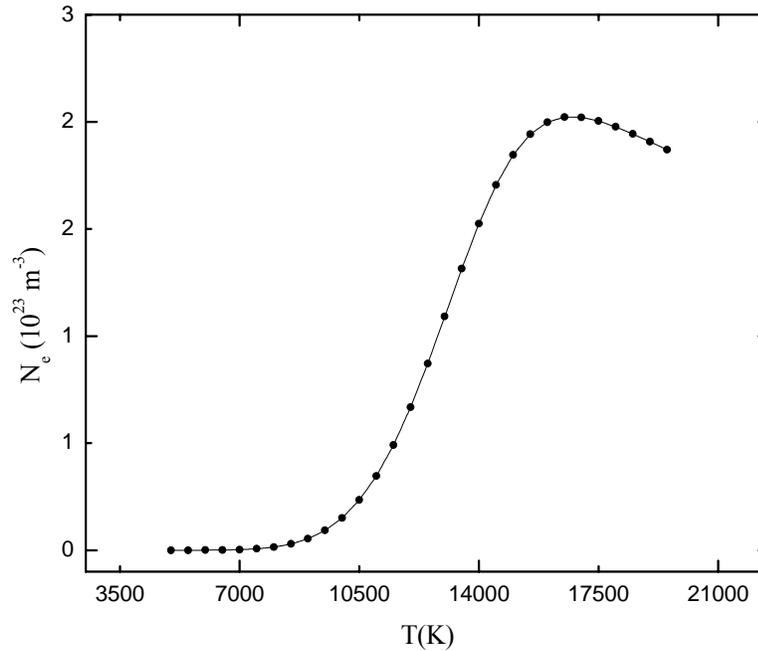
$$N_j^o = \sum_z N_{j,z} \quad (3.21)$$

i Saha-Eggertovu jednačinu:

$$\frac{N_e N_{j,z+1}}{N_{j,z}} = 2 \frac{Z_{j,z+1}(T)}{Z_{j,z}(T)} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{E_{j,z,\infty} - \Delta E_z}{kT} \right) \quad (3.22)$$

gde indeksi j, z označavaju atomsku vrstu i jonizaciono stanje, a ΔE_z je smanjenje energije jonizacije $E_{j,z,\infty}$ atoma plazme usled njihove interakcije sa okolnim česticama.

Proračun za čisto argonsku plazmu pri atmosferskom pritisku izveli su Popenoe i Shumaker [17] i njihovi rezultati prikazani su na slici 3.4.



Slika 3.4. Grafički prikaz elektronske koncentracije u zavisnosti od temperature čisto argonske plazme.

Kako se u našem slučaju u argonsku plazmu uvodi i mešavina argona i vodonika, čiji je udeo manji od 4%, radi određivanja elektronske koncentracije, treba utvrditi da li vodonik bitno utiče na ravnotežni sastav plazme. U radu [19] je izvršen proračun ravnotežnog sastava plazme u slučaju čisto argonske plazme i argon vodonične plazme (96% Ar + 4% H₂) za temperaturni opseg 7000 – 12000 K i utvrđeno je da je zanemarivanje vodonika opravdano.

Vrednosti temperatura dobijene na osnovu grafika 3.4. za određene koncentracije prikazane su u tabeli 3.1.

Tabela 3.1. Vrednosti temperature za određene koncentracije.

N_e [m ⁻³]	T_e [K]
$1.27 \cdot 10^{23}$	13400
$1.60 \cdot 10^{23}$	14200

3.2.3. Određivanje elektronske temperature na osnovu relativnih intenziteta linija istog jonizacionog stanja

Kada u plazmi postoji LTR broj pobuđenih stanja u jedinici zapremine čija je energija ekscitacije E_u , dat je Boltzmannovom jednačinom:

$$N_u = \frac{g_u}{g_o} N_o e^{-\frac{E_u}{kT_e}} \quad (3.23)$$

gde su g_u i g_o statističke težine pobuđenog i osnovnog stanja emitera, a N_o koncentracija emitera u osnovnom stanju.

Intenzitet spektralne linije frekvencije ν_{ul} nastale prelazima iz stanja u u stanja l u optički tankoj plazmi dužine L je [20]:

$$J_{ul} = \frac{1}{4\pi} A_{ul} N_u h \nu_{ul} L \quad (3.24)$$

gde je A_{ul} Einsteinov koeficijent za spontanu emisiju.

Kombinujući jednačine (3.23) i (3.24) i uzimajući da je u slučaju nižih temperatura $g_o \approx Z_o$, gde je [20]:

$$Z_o = \sum_i g_i \cdot e^{-\frac{E_i}{kT_e}} \quad (3.25)$$

particiona funkcija, sledi:

$$J_{ul} = \frac{1}{4\pi} A_{ul} N_0 h \nu_{ul} l \frac{g_u}{Z_0} e^{-\frac{E_u}{kT_e}} \quad (3.26)$$

Relativni intenzitet spektralnih linija istog stepena jonizacije napisan u odnosu na osnovni nivo je:

$$J^* = \frac{N_0}{Z_0} \frac{g_u A_{ul}}{\lambda_{ul}} e^{-\frac{E_u}{kT_e}} \quad (3.27)$$

Sređivanjem prethodnog izraza:

$$\frac{J^* \lambda_{ul}}{g_u A_{ul}} = \frac{N_0}{Z_0} e^{-\frac{E_u}{kT_e}} \quad (3.28)$$

i njenim logaritmovanjem dobijamo jednačinu Boltzmannove prave:

$$\log\left(\frac{J^* \lambda_{ul}}{g_u A_{ul}}\right) = \log\left(\frac{N_0}{Z_0}\right) - \frac{E_u}{kT_e} \log e \quad (3.29)$$

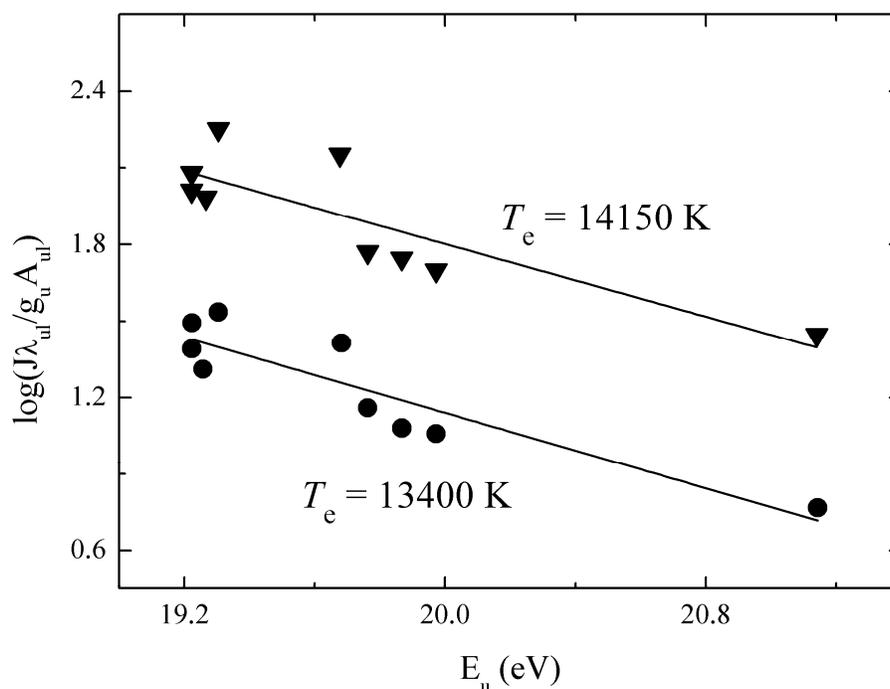
čiji koeficijent pravca određuje elektronsku temperature u plazmi:

$$tg \alpha = -\frac{\log e}{kT_e} \quad (3.30)$$

Tačnost određivanja temperature raste sa povećanjem energijskog intervala ΔE_n ekscitovanih energija korišćenih spektralnih linija. Takođe, plazma mora da zadovolji

kriterijum za postojanje LTR. Grešku merenja temperature može da poveća i greška određivanja relativnog intenziteta linije, koji je proporcionalan površini ispod profila.

Za određivanje temperature u ovom radu korišćeno je 9 snimljenih linija Ar II (473.591 nm, 480.602 nm, 484.781 nm, 500.933 nm, 472.686 nm, 487.986 nm, 476.486 nm, 457.935 nm, 460.956 nm). Boltzmann plotovi dobijeni na osnovu njih i odgovarajuće temperature su prikazane na slici 3.5.



Slika 3.5. Određivanje elektronske temperature pri strujama pražnjenja $I = 210$ A i $I = 270$ A .

Vrednost elektronske temperature za malu struju pražnjenja je 13420 K , a za veliku struju pražnjenja 14150 K . Greška određivanja elektronske temperature dobijena iz fita iznosi 17 % za malu struju i 23 % za veliku struju pražnjenja.

3. 3. Eksperimentalno određivanje oblika, širina i pomeraja spektralnih linija

Nakon dobijanja eksperimentalnih profila snimljenih spektralnih linija pristupa se fitovanju tih profila. U ovom radu su snimane jonske linije Ar II, tako da je za fitovanje

korišćen Voigtov profil koji je konvolucija Gaussovog i Lorentzovog profila. Voigtova raspodela je data jednačinom [21a]:

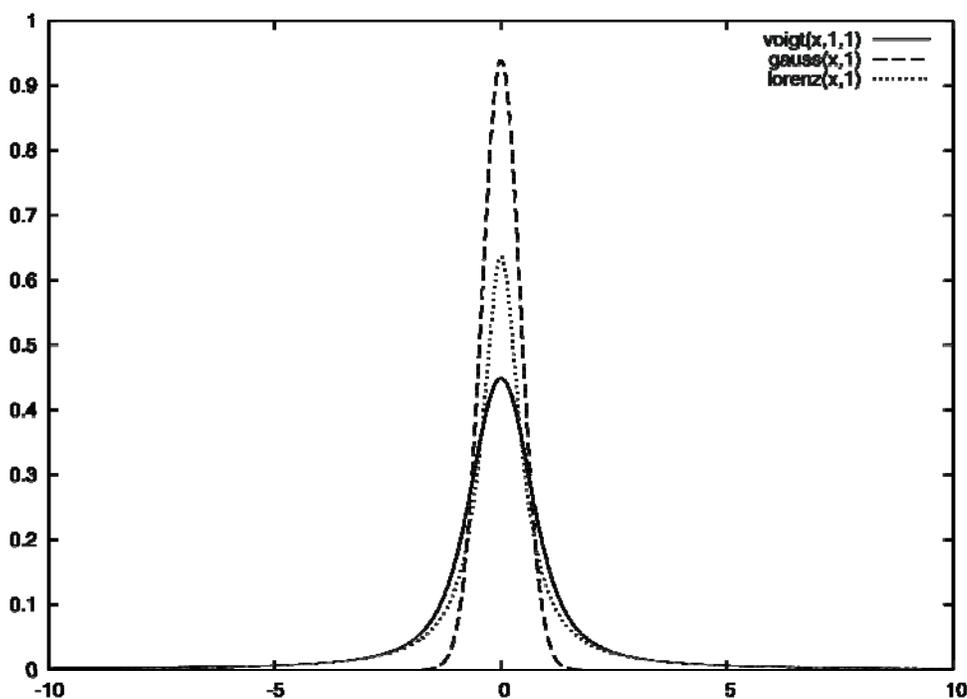
$$V(x) = \frac{2 \ln 2}{\pi^{3/2}} \cdot \frac{w_L}{w_G^2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{\left(\frac{w_L}{w_G} \sqrt{\ln 2}\right)^2 + \left(\frac{x-x_0}{w_G} \sqrt{4 \ln 2} - t\right)^2} dt \quad (3.31)$$

gde su w_L i w_G Lorentzova i Gaussova poluširina, a x_0 rastojanje od centra linije.

Poluširina Voigtovog profila w_V se može izraziti preko Lorentzove w_L i Gaussove w_G poluširine [21b]:

$$w_V = \frac{w_L}{2} + \sqrt{\left(\frac{w_L}{2}\right)^2 + w_G^2} \quad (3.32)$$

Na slici 3.6 dat je primer konvolucije Gaussovog i Lorentzovog profila u Voigtov profil pri $w_L = w_G$. Gaussovu raspodelu karakterišu spore promene intenziteta u blizini centra linije i brzi pad intenziteta na krilima linije, dok je kod Lorentzove raspodele obrnut slučaj.



Slika 3.6. Konvolucija Gaussovog i Lorentzovog profila u Voigtov profil pri $w_L = w_G$.

Iz poluširine Voigtovog profila dobijene fitovanjem potrebno je izdvojiti različite doprinose širenja.

Gaussova poluširina potiče od Dopplerovog širenja i instrumentalne širine:

$$w_G = \sqrt{w_D^2 + w_i^2} \quad (3.33)$$

Instrumentalna i Dopplerova poluširina je izdvojena prilikom samog procesa fitovanja. Vrednost Dopplerove poluširine je iznosila oko $6 \cdot 10^{-3}$ nm, dok je vrednost instrumentalne poluširine bila oko 0.05 nm. Primenjujući jednačinu (3.32) vidi se da je doprinos Dopplerovog širenja Gaussovoj poluširini zanemarljiva, tj. w_G se svodi na w_i . Vrednost Gaussove poluširine se kretala u intervalu od 0.053 nm i 0.054 nm.

Uglavnom se kod opisivanja spektralnih linija Voigtovim profilom Lorentzova poluširina w_L prikazuje kao superpozicija četiri doprinosa: prirodnog širenja sa poluširinom w_P , Van der Waalsovog širenja sa poluširinom w_{VW} , rezonantnog širenja sa poluširinom w_R i kvadratičnog Starkovog širenja sa poluširinom w_S . Ovi doprinosi se sabiraju kao skalari, dajući Lorentzovu poluširinu:

$$w_L = w_P + w_{VW} + w_R + w_S \quad (3.34)$$

3.3.1. Određivanje pomeraja spektralnih linija

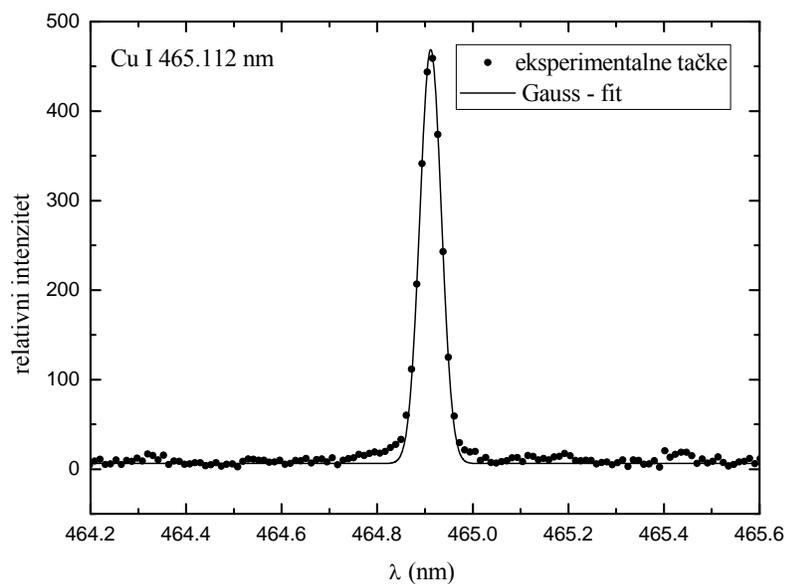
Merenje pomeraja spektralnih linija se svodi na upoređivanje položaja posmatranog profila linije iz plazme sa položajem odgovarajuće linije iz referentnog izvora zračenja. Referentni izvori su izvori zračenja koji rade na niskom pritisku, obično u režimu tinjavog pražnjenja, kao u ovom slučaju. To su npr. Geisslerova cev ili šuplja katoda. Iz referentnog izvora se emituje ista ili neka linija bliska posmatranoj liniji iz plazme. Kako je referentni izvor na niskom pritisku u režimu tinjavog pražnjenja, emitovane linije su nepomerene i praktično samo prirodno proširene, što omogućuje merenje pomeraja.

U ovom radu su kao referentni izvori korišćene šuplje katode različitih elemenata. U tabeli 3.2 prikazane su snimljene spektralne linije Ar II i odgovarajuće referentne linije korišćene za merenje pomeraja.

Tabela 3.2. Ar II i referentne linije za merenje pomeraja.

λ_{ArII} (nm)	λ_{0REF} (nm)
480.602	Cd I 479.99
493.321	-
473.591	-
484.781	Ca I 487.813
500.933	Mo I 499.991
506.204	Cd I 508.582
487.986	Ca I 487.813
472.686	-
496.508	-
465.789	Cu I 465.112
476.486	-
457.935	-
460.956	-

Na slici 3.7 je, kao primer, dat eksperimentalni i fitovani profil referentne linije Cu I 465.112 nm.



Slika 3.7. Eksperimentalni i fitovani Gaussov profil referentne linije Cu I 465.112 nm.

GLAVA IV

REZULTATI MERENJA

U ovom radu su merene poluširine i pomeraji 13 spektralnih linija jedanput jonizovanog argona. Snimljene linije sa odgovarajućim konfiguracijama prelaza prikazani su u tabeli 4.1.

Tabela 4.1. Snimljene Ar II linije.

Prelaz	Multiplet	Talasna duž. (nm)
$3p^4(^3P)4s - 3p^4(^3P)4p$	$^4P - ^4P^{\circ}$	473.591
		480.602
		484.781
		493.321
		500.933
		506.204
	$^2P - ^2D^{\circ}$	472.686
		487.986
		496.508
	$^2P - ^2P^{\circ}$	465.789
		476.486
	$^2P - ^2S^{\circ}$	457.935
	$3p^4(^1D)4s - 3p^4(^1D)4p$	$^2D - ^2F^{\circ}$

Detaljna obrada podataka biće prikazana na primeru Ar II 484.781 nm linije, dok će kod ostalih spektralnih linija biti prikazani krajnji rezultati.

Kod svake spektralne linije prikazani su eksperimentalni profili fitovani Voigtovim profilom pri uslovima male i velike struje pražnjenja. Zatim su određene vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije i izdvojena je Starkova poluširina. Takođe, kod linija kod kojih je bilo moguće odrediti Starkov pomeraj, prikazano je određivanja pomeraja. Na kraju su eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara upoređeni sa vrednostima dobijenim u radovima drugih autora kao i sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12].

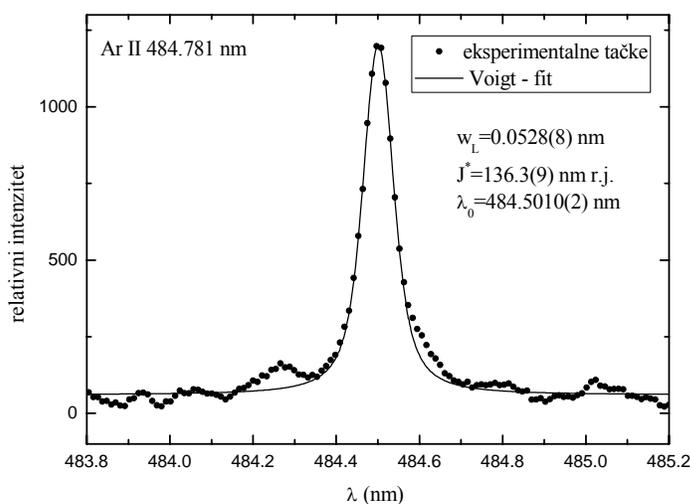
Nakon rezultata za spektralne linije iz istog multiplleta, data je i ilustracija slaganja njihovih Starkovih poluširina unutar datog multiplleta.

4. 1. Spektralne linije Ar II koje odgovaraju prelazima

$3p^4(^3P)4s-3p^4(^3P)4p$

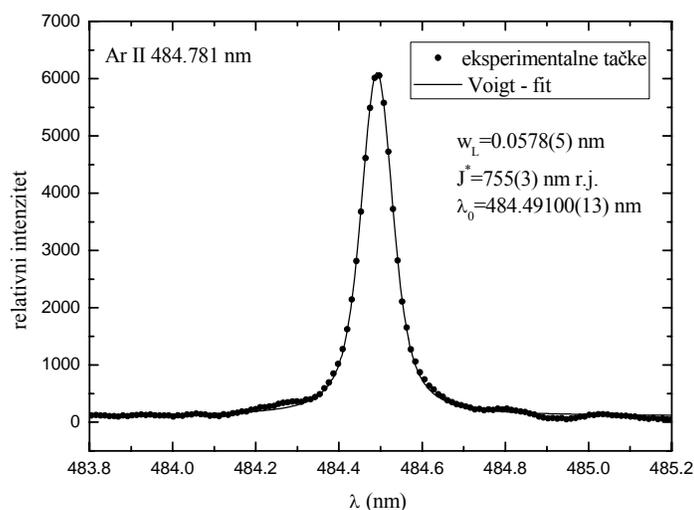
4. 1. 1. Spektralna linija Ar II 484.781 nm: $3p^4(^3P)4s\ ^4P_{3/2} - 3p^4(^3P)4p\ ^4P_{1/2}^o$

Na slikama 4.1. i 4.2. prikazani su eksperimentalni i fitovani (Voigtovi) profili spektralne linije Ar II 484.78 nm pri maloj i velikoj struji pražnjenja, kao i parametri fita značajni za dalju obradu podataka (w_L - Lorentzova poluširina, J^* - intenzitet linije i λ_0 - talasna dužina centra linije).



Slika 4.1. Profil Ar II 484.781 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji

$$N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3} \text{ i temperaturi } T_e = 13400 \text{ K.}$$



Slika 4.2. Profil Ar II 484.781 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

Određivanje prirodne poluširine Ar II 484.781 nm linije:

Pri određivanju prirodne poluširine spektralne linije traže se sve linije kojima je jedan od nivoa (bilo viši ili niži) zajednički sa posmatranom linijom.

Donji nivo prelaza pri kojem nastaje spektralna linija Ar II 484.78 nm ($3p^4(^3P)4sP_{3/2}^o$, $g_l = 4$)

ima sledeće dozvoljene prelaze:

a.) $l > l'$: $3p^5\ ^2P_{1/2}^o - 3p^4(^3P)4s^4P_{3/2}^o$ sa talasnom dužinom 74.82 nm i verovatnoćom prelaza

$$A_{ll'} = 5.9 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$$

b.) $l < l'$:

$$3p^4(^3P)4s^4P_{3/2}^o - 3p^4(^3P)4p^2S_{1/2}^o, \lambda_{ll'} = 384.46 \text{ nm}, A_{ll'} = 3.00 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}, g_{l'} = 2$$

$$3p^4(^3P)4s^4P_{3/2}^o - 3p^4(^3P)4p^4S_{3/2}^o, \lambda_{ll'} = 385.06 \text{ nm}, A_{ll'} = 3.87 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}, g_{l'} = 4$$

$$3p^4(^3P)4s^4P_{3/2}^o - 3p^4(^3P)4p^2P_{3/2}^o, \lambda_{ll'} = 397.45 \text{ nm}, A_{ll'} = 2.00 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}, g_{l'} = 4$$

$$3p^4(^3P)4s^4P_{3/2}^o - 3p^4(^3P)4p^2D_{3/2}^o, \lambda_{ll'} = 411.28 \text{ nm}, A_{ll'} = 1.10 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}, g_{l'} = 4$$

$$3p^4(^3P)4s^4P_{3/2}^o - 3p^4(^3P)4p^2D_{5/2}^o, \lambda_{ll'} = 422.82 \text{ nm}, A_{ll'} = 1.31 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}, g_{l'} = 6$$

$$3p^4(^3P)4s^4P_{3/2}^o - 3p^4(^3P)4p^4D_{1/2}^o, \lambda_{ll'} = 428.29 \text{ nm}, A_{ll'} = 1.32 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}, g_{l'} = 2$$

$$3p^4(^3P)4s^4P_{3/2}^o - 3p^4(^3P)4p^4D_{3/2}^o, \lambda_{ll'} = 433.12 \text{ nm}, A_{ll'} = 5.74 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}, g_{l'} = 4$$

Koristeći relaciju (1.4), pri čemu je $\frac{hc}{kT} = 1.01 \cdot 10^{-6} \text{ m} = 1.01 \cdot 10^3 \text{ nm}$ za temperaturu

$T_e = 14200 \text{ K}$, određuje se γ_l :

$$\gamma_l = \left(\frac{5.9 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}}{1 - \exp\left(-\frac{1.01 \cdot 10^3 \text{ nm}}{74.82 \text{ nm}}\right)} \right) + \left(\frac{2}{4} \cdot \frac{3 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}}{\exp\left(\frac{1.01 \cdot 10^3 \text{ nm}}{384.46 \text{ nm}}\right)} + \frac{4}{4} \cdot \frac{3.87 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}}{\exp\left(\frac{1.01 \cdot 10^3 \text{ nm}}{385.06 \text{ nm}}\right)} + \right. \\ \left. + \frac{4}{4} \cdot \frac{2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}}{\exp\left(\frac{1.01 \cdot 10^3 \text{ nm}}{397.45 \text{ nm}}\right)} + \frac{4}{4} \cdot \frac{1.1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}}{\exp\left(\frac{1.01 \cdot 10^3 \text{ nm}}{411.28 \text{ nm}}\right)} + \frac{6}{4} \cdot \frac{1.31 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}}{\exp\left(\frac{1.01 \cdot 10^3 \text{ nm}}{422.82 \text{ nm}}\right)} + \right. \\ \left. + \frac{2}{4} \cdot \frac{1.32 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}}{\exp\left(\frac{1.01 \cdot 10^3 \text{ nm}}{428.29 \text{ nm}}\right)} + \frac{4}{4} \cdot \frac{5.74 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}}{\exp\left(\frac{1.01 \cdot 10^3 \text{ nm}}{433.12 \text{ nm}}\right)} \right) = 1.166 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$$

Istim postupkom se određuje γ_u , pri čemu se dobija vrednost $\gamma_u = 2.12 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$.

Prirodna poluširina se dobija pomoću relacije (1.5):

$$w_p = \frac{(484.78 \cdot 10^{-9} \text{ m})^2}{2\pi \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}} (2.12 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} + 1.17 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}) \\ \underline{w_p = 2.79 \cdot 10^{-14} \text{ m} = 2.79 \cdot 10^{-5} \text{ nm}}$$

Određivanje Dopplerove poluširine Ar II 484.781 nm linije:

Koristeći relaciju (1.12) i uzimajući za temperaturu emitera elektronsku temperaturu (koja je za veću struju pražnjenja $T_e = 14200 \text{ K}$), a za masu Ar II masu neutralnog argona Ar I ($m(\text{Ar II}) \approx m(\text{Ar I}) = 39.95 \text{ a.j.m.}$), za Dopplerovu poluširinu se dobija:

$$\begin{aligned}
 w_D &= \frac{2\sqrt{2 \cdot 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K} \cdot \ln 2}}{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}} \cdot 484.781 \text{ nm} \cdot \sqrt{\frac{14200 \text{ K}}{39.95 \cdot 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}}} = \\
 &= 7.157 \cdot 10^{-7} \cdot 484.781 \text{ nm} \cdot \sqrt{\frac{14200 \text{ K}}{39.95}} \\
 &\quad \underline{w_D = 6.54 \cdot 10^{-3} \text{ nm}}
 \end{aligned}$$

U slučaju male struje pražnjenja, kada je $T_e = 13400 \text{ K}$, Dopplerova poluširina je $w_D = 6.35 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$.

Određivanje Van der Waalsove poluširine Ar II 484.781 nm linije:

Ova spektralna linija odgovara prelazu $3p^4(^3P)4s^4P_{3/2} - 3p^4(^3P)4p^4P_{1/2}^o$, iz čega sledi da su orbitalni kvantni brojevi gornjeg i donjeg nivoa prelaza: $\ell_u = 1$ i $\ell_l = 0$, a energije nivoa su: $E_u = 19.31 \text{ eV}$ i $E_l = 16.75 \text{ eV}$.

Pri računanju redukovane mase sistema emiter-perturber uzima se da je masa neutralnog argona jednaka masi jedanput jonizovanog argona ($m(\text{Ar II}) \approx m(\text{Ar I}) = 39.95 \text{ a.j.m.}$) i iznosi:

$$\mu^{-1} = \frac{2}{m(\text{Ar I})} = \frac{2}{39.98 \text{ a.j.m.}} = 0.05 (\text{a.j.m.})^{-1}$$

Koncentracija perturbera, u našem slučaju to je koncentracija atoma neutralnog argona, se uzima iz rada [17] za date temperature. U slučaju npr. velike struje pražnjenja, temperatura iznosi $T_e = 14200 \text{ K}$, a $n_p = 1.6 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3} = 1.6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Za određivanje srednje polarizibilnosti neutralnih perturbera $\bar{\alpha}$ potrebno je znati energiju ekscitacije perturbera u prvo pobuđeno stanje. Na osnovu [22] vidimo da je to konfiguracija $3s^2 3p^5(^2P_{3/2}^o)4s$ sa dva nivoa energija 11.548 eV i 11.624 eV , tako da za E_{2p} dobijamo sledeću vrednost:

$$E_{2p} = \frac{E_1 g_1 + E_2 g_2}{g_1 + g_2} = \frac{11.548 \text{ eV} \cdot (2 \cdot 2 + 1) + 11.624 \text{ eV} \cdot (2 \cdot 1 + 1)}{(2 \cdot 2 + 1) + (2 \cdot 1 + 1)} = 11.576 \text{ eV}$$

Srednja polarizibilnost neutralnih perturbera će biti:

$$\bar{\alpha} = \frac{9}{2} (5.3 \cdot 10^{-11} \text{ m})^3 \cdot \left(\frac{3 \cdot 13.60 \text{ eV}}{4 \cdot 11.576 \text{ eV}} \right)^2 = 5.2 \cdot 10^{-31} \text{ m}^3 = 5.2 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^3$$

Kako je energija jonizacije Ar II $E_{ion} = 27.63 \text{ eV}$, efektivni kvantni broj gornjeg i donjeg nivoa prelaza je:

$$n_u^* = 2 \cdot \sqrt{\frac{13.6 \text{ eV}}{27.63 \text{ eV} - 19.31 \text{ eV}}} = 2.56$$

$$n_l^* = 2 \cdot \sqrt{\frac{13.60 \text{ eV}}{27.63 \text{ eV} - 16.75 \text{ eV}}} = 2.24,$$

a kvadrat vektora položaja elektrona na gornjem i donjem energijskom nivou je:

$$\bar{R}_u^2 = \frac{(2.56)^2}{2} \cdot [5 \cdot (2.56)^2 + 1 - 3 \cdot 1 \cdot (1+1)] = 90.99,$$

$$\bar{R}_l^2 = \frac{(2.24)^2}{2} \cdot [5 \cdot (2.24)^2 + 1 - 3 \cdot 0 \cdot (0+1)] = 65.44,$$

pa je:

$$\bar{R}^2 = 90.99 - 65.44 = 25.55.$$

Ako se talasna dužina izrazi u (cm), za Van der Waalsovnu poluširinu se dobija:

$$w_{VW} = 8.18 \cdot 10^{-12} \cdot (484.78 \cdot 10^{-7} \text{ cm})^2 \cdot (5.2 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^3 \cdot 25.55)^{2/5} \cdot (14200 \text{ K} \cdot 0.05)^{3/10} \cdot 1.6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

$$\underline{w_{VW} = 1.56 \cdot 10^{-11} \text{ cm} = 1.56 \cdot 10^{-4} \text{ nm}}$$

U slučaju male struje pražnjenje, kada je $T_e = 13400 \text{ K}$, a $n_p = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3} = 1.27 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, Van der Waalsova poluširina je:

$$\underline{w_{VW} = 1.24 \cdot 10^{-4} \text{ nm}.$$

Određivanje rezonantne širine Ar II 484.781 nm linije:

Osnovno stanje jedanput jonizovanog argona je $3s^23p^5\ ^2P_{3/2}^o$ i $3s^23p^5\ ^2P_{1/2}^o$ sa energijama $0.00eV$ i $0.177eV$, redom. Na osnovu pravila izbora se utvrđuje da li gornji ($3p^4(^3P)4p\ ^4P_{1/2}^o$) ili donji ($3p^4(^3P)4s\ ^4P_{3/2}$) nivoi spektralne linije imaju dozvoljen prelaz na osnovni nivo.

Laportovo pravilo (dozvoljeni su prelazi samo između termova različitih parnosti) isključuje prelaze između gornjeg nivoa i osnovnog stanja, a pravilo za J (dozvoljeni su prelazi za koje važi: $\Delta J = 0, \pm 1$, osim prelaza $J = 0 \leftrightarrow J = 0$) dozvoljava prelaze između donjeg nivoa i oba nivoa osnovnog stanja. To znači da do rezonantnog širenja ove spektralne linije dolazi usled dva prelaza:

a.) $3s^23p^5\ ^2P_{3/2}^o - 3p^44s^4P_{3/2}$ sa stepenima degeneracije $g_o = 4$ i $g_l = 4$ koji dovodi do nastanka linije talasne dužine $\lambda_{ro} = 74.03\text{ nm}$ i jačinom oscilatora $f_{lo} = 2.5 \cdot 10^{-3}$. Primenjujući jednačinu (1.32), dobija se:

$$w_{Ra} = 8.6 \cdot 10^{-14} \cdot \left(\frac{4}{4}\right)^{1/2} \cdot (484.78 \cdot 10^{-7}\text{ cm})^2 \cdot 74.03 \cdot 10^{-7}\text{ cm} \cdot 2.5 \cdot 10^{-3} \cdot 1.6 \cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$$

$$\underline{w_{Ra} = 5.98 \cdot 10^{-13}\text{ cm} = 5.98 \cdot 10^{-6}\text{ nm}}$$

b.) $3s^23p^5\ ^2P_{1/2}^o - 3p^44s^4P_{3/2}$ sa stepenima degeneracije $g_o = 2$ i $g_l = 4$ koji dovodi do nastanka linije talasne dužine $\lambda_{ro} = 74.82\text{ nm}$ i jačinom oscilatora $f_{lo} = 9.9 \cdot 10^{-4}$. Rezonantna poluširina je:

$$w_{Rb} = 8.6 \cdot 10^{-14} \cdot \left(\frac{2}{4}\right)^{1/2} \cdot (484.78 \cdot 10^{-7}\text{ cm})^2 \cdot 74.82 \cdot 10^{-7}\text{ cm} \cdot 9.9 \cdot 10^{-4} \cdot 1.6 \cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$$

$$\underline{w_{Rb} = 1.69 \cdot 10^{-13}\text{ cm} = 1.69 \cdot 10^{-6}\text{ nm}}$$

Koncentracija perturbera (u našem slučaju to je koncentracija atoma Ar II) se uzima iz rada [17] za date temperature.

Prethodni račun je rađen za slučaj velike struje pražnjenja, kada temperatura iznosi $T_e = 14200\text{ K}$, a $n_p = 1.6 \cdot 10^{23}\text{ m}^{-3} = 1.6 \cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$.

U slučaju male struje pražnjenja, kada je $T_e = 13400\text{ K}$, a $n_p = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3} = 1.27 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, rezonantne poluširine su:

$$\underline{w_{Ra} = 4.75 \cdot 10^{-6} \text{ nm}} \text{ i } \underline{w_{Rb} = 1.34 \cdot 10^{-6} \text{ nm}}.$$

Prilikom izdvajanja doprinosa rezonantnog širenja ukupnoj poluširinu spektralne linije u slučaju kada postoji više rezonantnih prelaza, uzima se veća vrednost rezonantne poluširine.

Određivanje eksperimentalnih vrednosti Starkovih parametara

Ar II 484.781 nm linije:

Eksperimentalna vrednost Starkovih parametara se dobija nakon fitovanja eksperimentalnih profila snimljenih jonskih linija Voigtovim profilom. Parametri fita od značaja su Gaussova i Lorentzova poluširina, w_G i w_L , talasna dužina maksimalnog intenziteta spektralne linije λ_0 , i površina ograničena profilom linije, tj. relativni intenzitet spektralne linije J^* . Eksperimentalni profili pri manjoj i većoj struji pražnjenja spektralne linije Ar II 484.781 nm zajedno sa fitovanim profilom i parametrima fita prikazani su na slikama 4.1 i 4.2.

Prilikom određivanja Starkove širine, iz poluširine Voigtovog profila potrebno je izdvojiti različite doprinose širenja. Instrumentalna i Dopplerova poluširina je izdvojena prilikom samog procesa fitovanja.

Kako se Lorentzova poluširina w_L prikazuje kao skalarni sabirak prirodne poluširine w_p , Van der Waalsove poluširine w_{vW} , rezonantne poluširine w_R i Starkove poluširine w_S , (3.34), eksperimentalna vrednost Starkove širine se određuje kao:

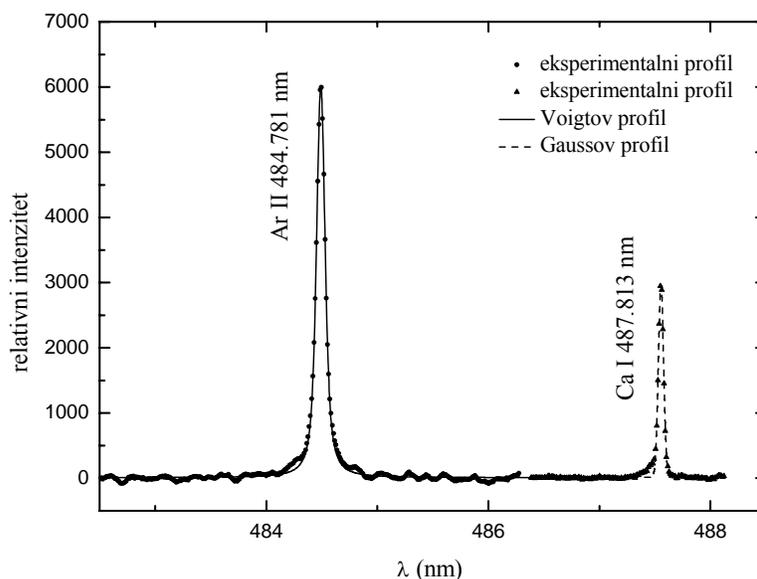
$$w_S = w_L - w_p - w_{vW} - w_R$$

Vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 484.781 nm, Lorentzova poluširina i eksperimentalna vrednost Starkove širine za određene uslove u plazmi prikazane su u tabeli 4.2.

Tabela 4.2. Vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije
Ar II 484.781 nm

	w_P (nm)	w_{VW} (nm)	w_R (nm)	w_L (nm)	w_S (nm)
$N_e = 1.27 \cdot 10^{23} m^{-3}$ $T_e = 13400K$	$2.79 \cdot 10^{-5}$	$1.24 \cdot 10^{-4}$	$4.75 \cdot 10^{-6}$	0.0528	0.0526
$N_e = 1.60 \cdot 10^{23} m^{-3}$ $T_e = 14200K$	$2.79 \cdot 10^{-5}$	$1.56 \cdot 10^{-4}$	$5.98 \cdot 10^{-6}$	0.0578	0.0576

Određivanje Starkovog pomeraja se svodi na upoređivanje položaja posmatranog profila linije iz plazme sa položajem odgovarajuće linije iz referentnog izvora zračenja. U slučaju linije Ar II 484.781 nm korišćena je kalcijumova lampa sa šupljom katodom, a referentna linija koja je služila za određivanje pomeraja je bila Ca I 487.813 nm (slika 4.3). Starkov pomeraj odgovara razlici položaja linije i talasne dužine neperturbovane linije uzeto iz [22].



Slika 4.3. Eksperimentalni i teorijski profili spektralnih linija
Ar II 484.781 nm i Ca I 487.813 nm.

U tabeli 4.3 prikazano je određivanje pomeraja Ar II 484.781 nm spektralne linije pri $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} m^{-3}$ i $T_e = 13400K$, pri čemu su λ_0^{exp} eksperimentalno dobijene talasne dužine centra linije, λ_0^{NIST} su talasne dužine neperturbovanih linija, a d_m Starkov pomeraj spektralne linije koji se dobija kao: $d_m = (\lambda_0^{\text{NIST}}(\text{Ca I}) - \lambda_0^{\text{NIST}}(\text{Ar II})) - (\lambda_0^{\text{exp}}(\text{Ca I}) - \lambda_0^{\text{exp}}(\text{Ar II}))$.

Tabela 4.3. Merenje pomeraja Ar II 484.781 nm spektralne linije pri $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i $T_e = 13400 \text{ K}$.

$\lambda_0^{\text{exp}} (\text{Ca I})$ (nm)	$\lambda_0^{\text{NIST}} (\text{Ca I})$ (nm)	$\lambda_0^{\text{exp}} (\text{Ar II})$ (nm)	$\lambda_0^{\text{NIST}} (\text{Ar II})$ (nm)	d_m (nm)
487.5548	487.813	484.5010	484.781	- 0.0218

Pri većoj struji pražnjenja, za $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i $T_e = 14200 \text{ K}$, dobija se $d_m = -0.0328 \text{ nm}$.

Određivanje teorijskih vrednosti Starkovih parametara Ar II 484.781 nm linije:

Radi provere poklapanja eksperimentalnih vrednosti sa teorijskim koje daju različite teorije, teorijske vrednosti Starkovih parametara u ovom radu su uzete iz [3], a takođe su određene pomoću (1.46) [11] (Starkova poluširina) i (1.51) [12] (Starkov pomeraj). Ove vrednosti su zatim preračunate za odgovarajuće elektronske temperature i koncentracije, pa su eksperimentalne vrednosti podeljene sa ovako dobijenim teorijskim vrednostima.

Teorijske vrednosti iz [3] su dostupne samo za spektralne linije iz multipleta $^4\text{P} - ^4\text{P}^{\circ}$, pri čemu su date vrednosti polu-poluširina i pomeraja za talasnu dužinu $\lambda = 4875 \text{ \AA}$ pri elektronskim temperaturama $T_e = 5000, 10000, 20000, 40000 \text{ K}$ i koncentraciji $N_e = 1.0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Teorijske vrednosti Starkovih parametara za određene uslove plazme w_{th} i d_{th} se dobijaju interpolacijom zavisnosti datih poluširina i šiftova od temperature i obračunavanjem dobijenih vrednosti na odgovarajuću elektronsku koncentraciju. Za ispitivane linije talasnih dužina unutar multipleta $^4\text{P} - ^4\text{P}^{\circ}$ (kojem pripada i linija Ar II 484.781 nm) Griemove teorijske vrednosti w_G i d_G se dobijaju koristeći jednačine [4]:

$$w_G = \left(\frac{\lambda(\text{\AA})}{4875 \text{\AA}} \right)^2 \cdot w_{th} \quad \text{i} \quad d_G = \left(\frac{\lambda(\text{\AA})}{4875 \text{\AA}} \right)^2 \cdot d_{th}$$

Griemova teorija za Ar II 484.781 nm liniju pri uslovima male struje pražnjenja daje $w_G = 0.0483 \text{ nm}$ i $d_G = -0.008 \text{ nm}$, a pri velikoj struji pražnjenja $w_G = 0.0578 \text{ nm}$ i $d_G = -0.010 \text{ nm}$.

Radi nalaženja Starkove poluširine i pomeraja prema [11] i [12], potrebno je izvršiti analizu nivoa koji učestvuju u nastanku spektralnih linija od značaja. U tabeli 4.4 prikazani su nivoi prelaza snimljenih Ar II linija.

Tabela 4.4. Nivoi koji učestvuju u prelazima snimljenih Ar II linija.

	konfiguracija	term	J	Energija (cm ⁻¹)	Spektralne linije (Å)	
1.	3s ² 3p ⁴ (³ P)4s	⁴ P	5/2	134 241.7389	4806.02, 4735.91	donji nivoi
2.			3/2	135 085.9958	4933.32, 4847.81, 5009.33	
3.			1/2	135 601.7336	5062.04	
4.	3s ² 3p ⁴ (³ P)4s	² P	3/2	138 243.6444	4879.86, 4726.86, 4657.89	
5.			1/2	139 258.3389	4965.08, 4764.86, 4579.35	
6.	3s ² 3p ⁴ (¹ D)4s	² D	5/2	148 842.4674	4609.56	
7.	3s ² 3p ⁴ (³ P)4p	⁴ P ^o	5/2	155 043.1619	4806.02, 5009.33	gornji nivoi
8.			3/2	155 351.1206	4933.21, 4735.91, 5062.04	
9.			1/2	155 708.1075	4847.81	
10.	3s ² 3p ⁴ (³ P)4p	² D ^o	5/2	158 730.2995	4879.86	
11.			3/2	159 393.3850	4726.86, 4965.08	
12.	3s ² 3p ⁴ (³ P)4p	² P ^o	1/2	159 706.5337	4657.89	
13.			3/2	160 239.4280	4764.86	
14.	3s ² 3p ⁴ (³ P)4p	² S ^o	1/2	161 089.3846	4579.35	
15.	3s ² 3p ⁴ (¹ D)4p	² F ^o	7/2	170 530.4040	4609.56	

Konkretno za Ar II 484.781 nm, donji nivo prelaza je 3s²3p⁴(³P)4s, što znači da je $n = 4$, $\ell = 0$. Term donjeg nivoa je ⁴P_{3/2}, tj. $S = \frac{3}{2}$, $L = 1$ i $J = \frac{3}{2}$.

Na osnovu pravila izbora ($\Delta S = 0$, $\Delta L = 0, \pm 1$, $\Delta J = 0, \pm 1$), za parent term nivoa prelaza (³P), i za $\Delta n = 0$, se traže mogući perturbacioni nivoi. U ovom slučaju su to termovi ⁴S^o, ⁴P^o i ⁴D^o za $J = \frac{5}{2}, \frac{3}{2}, \frac{1}{2}$.

Iz NISTove baze podataka nalazimo da su perturbacioni nivoi sa $\ell + 1$:

$(^3P)4p^4P_{5/2}^o$	$E = 155\,043.16\text{ cm}^{-1}$
$(^3P)4p^4P_{3/2}^o$	$E = 155\,351.12\text{ cm}^{-1}$
$(^3P)^44pP_{1/2}^o$	$E = 155\,708.11\text{ cm}^{-1}$
$(^3P)^44pD_{5/2}^o$	$E = 157\,673.41\text{ cm}^{-1}$
$(^3P)^44pD_{3/2}^o$	$E = 158\,167.80\text{ cm}^{-1}$
$(^3P)^44pD_{1/2}^o$	$E = 158\,428.11\text{ cm}^{-1}$
$(^3P)^44pS_{3/2}^o$	$E = 161\,048.74\text{ cm}^{-1}$

od kojih biramo perturbacioni nivo koji je po energiji najbliži nivou prelaza, a to je $^4P_{5/2}^o$.

Perturbacionih nivo sa $\ell - 1$ nema jer je $\ell = 0$.

Isti postupak se uradi i za gornji nivo prelaza, pa se podaci, zajedno sa vrednostima temperatura za koje se određuju Starkovi parametri, upisuju u program koji kao rezultat daje Starkove parametre u [Å] za $N_e = 1 \cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$.

Teorijske vrednosti Starkovih poluširina i pomeraja za dve različite temperature za Ar II 484.781 nm prikazane su u tabeli 4.5 koje za koncentracije određene u eksperimentu iznose $w_{DK} = 0.051\text{ nm}$ i $d_{DK} = -0.014\text{ nm}$ pri uslovima male struje pražnjenja, i $w_{DK} = 0.062\text{ nm}$ i $d_{DK} = -0.018\text{ nm}$ pri velikoj struji pražnjenja.

Tabela 4.5. Originalni izlazni rezultati programa za određivanje Starkovih parametara.

Calculated Stark Parameters normalized to $N_e=1E17\text{ cm}^{-3}$
provided by MODIFIED SEMIEMPIRICAL FORMULA are:

Ar II (3P)4s[1] 3/2 - (3P)4p[1]0 1/2		
T [K]	W [Å]	d [Å]
13400	.4004129	-.1128533
14200	.3889702	-.1100814

U tabeli 4.6 prikazane su eksperimentalne i teorijske vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 487.78 nm i odnos eksperimentalnih i teorijski vrednosti kao pokazatelj slaganja eksperimenta i teorije. w_m obeležava eksperimentalno određenu Starkovu poluširinu ($w_m \equiv w_s$).

Tabela 4.6. Starkovi parametri linije Ar II 484.781 nm.

N_e ($10^{23} m^{-3}$)	w_m (10^{-2} nm)	d_m (nm)	w_{DK} (nm)	d_{DK} (nm)	w_G (nm)	d_G (nm)	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$
1.27 , 13400	0.053	- 0.022	0.051	-0.014	0.048	-0.008	1.03	1.56	1.10	2.66
1.60 , 14200	0.058	-0.033	0.062	-0.018	0.058	-0.01	0.93	1.86	0.99	3.28

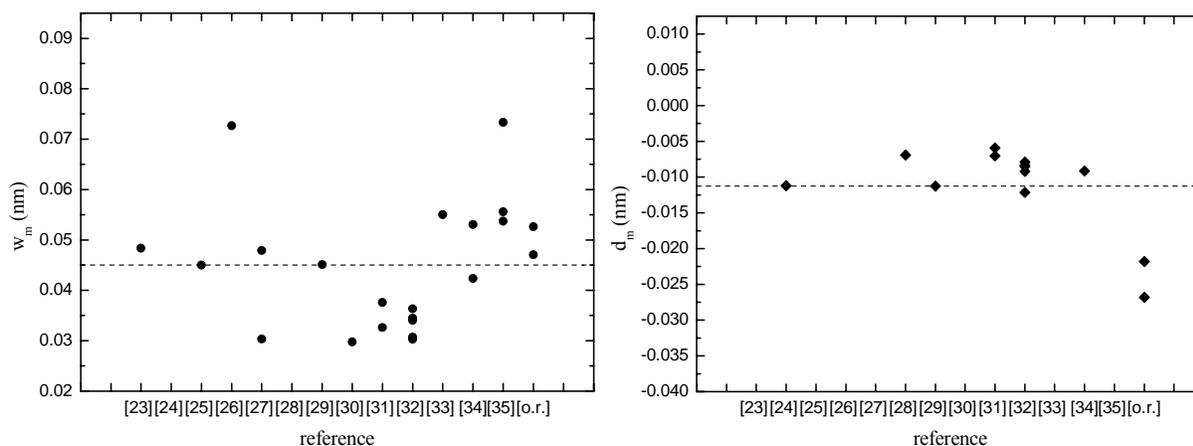
Poređenje rezultata Starkovih parametara Ar II 484.781 nm linije drugih autora sa rezultatima dobijenih u ovom radu i sa teorijskim vrednostima:

Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara drugih autora dobijene su pri različitim parametrima plazme. Radi upoređivanja tih rezultata sa rezultatima dobijenim u ovom radu, sve vrednosti parametara su preračunate za temperature i koncentracije koji odgovaraju uslovima plazme postignutim u ovom radu. Proračuni su izvedeni pomoću zavisnosti $w \sim N_e \cdot T_e^{-1/2}$, kao:

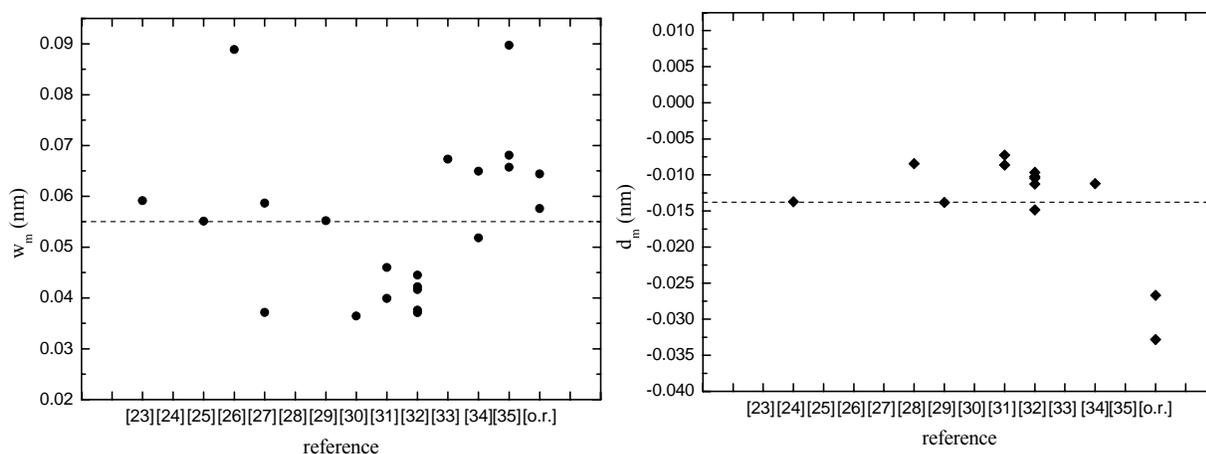
$$w_m^r(N_e, T_e) = w_m^r(N_e^r, T_e^r) \cdot \frac{N_e \cdot (T_e)^{-1/2}}{N_e^r \cdot (T_e^r)^{-1/2}} \quad \text{i} \quad d_m^r(N_e, T_e) = d_m^r(N_e^r, T_e^r) \cdot \frac{N_e \cdot (T_e)^{-1/2}}{N_e^r \cdot (T_e^r)^{-1/2}}$$

gde su $w_m^r(N_e^r, T_e^r)$ i $d_m^r(N_e^r, T_e^r)$ Starkove poluširine i pomeraji dobijeni u radovima drugih autora pri elektronskoj koncentraciji N_e^r i temperaturi T_e^r , a N_e i T_e su elektronska koncentracija i temperatura dobijeni u ovom radu.

Na slikama 4.4 i 4.5 prikazani su eksperimentalni rezultati Starkovih parametara dobijeni u ovom radu [o.r.] i u radovima [23-35] preračunate za N_e i T_e koji odgovaraju uslovima plazme postignutim u ovom radu. Isprekidanom linijom su obeležene srednje vrednosti Starkovih parametara.



Slika 4.4. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 484.781 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.5. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 484.781 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

Vrednosti merenih Starkovih poluširina se prostiru u intervalu između 0.030 nm i 0.073 nm za malu struju pražnjenja i 0.036 nm – 0.090 nm za veliku struju pražnjenja. Ovo neslaganje može da bude rezultat kako greške određivanja w_m , tako i greške u dijagnostici plazme ili u fitovanju profila linije.

Vrednosti Starkovih pomeraja se prostiru u intervalu između - 0.027 nm i - 0.006 nm za malu struju pražnjenja i - 0.033 nm – - 0.007 nm za veliku struju pražnjenja. Rezultati šiftova koji su dobijeni u ovom radu najviše odstupaju od srednje vrednosti, međutim svi rezultati se slažu po pitanju predznaka pomeraja, tj. u svim radovima se dobijaju negativni šiftovi.

Prilikom poređenja vrednosti w_m i d_m drugih autora sa teorijskim vrednostima, korišćen je već ranije opisan postupak za izračunavanje teorijskih vrednosti prema [3] i [11,12].

U tabeli 4.7 prikazani su sve eksperimentalno dobijene vrednosti Starkovih parametara iz radova [23-35] i rezultati ovog rada (o.r.) pri različitim parametrima plazme, kao i poređenje svih rezultata sa teorijskim vrednostima [3] i [11,12], pri čemu su teorijske vrednosti preračunate za uslove eksperimenata u radovima.

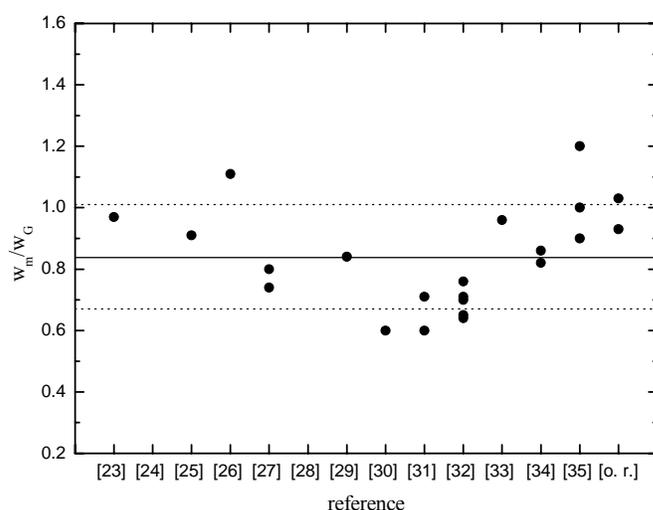
Tabela 4.7. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 484.781 nm i njihovo poređenje sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12].

T_e (K)	N_e (10^{23} m^{-3})	w_m (nm)	d_m (nm)	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	Ref.
13400	1.27	0.0526	- 0.0218	1.03	1.56	1.10	2.73	o. r.
14200	1.60	0.0576	-0.0328	0.93	1.82	0.99	3.28	o. r.
13800	1.20	0.045	-	0.97	-	0.95	-	[23]
13800	1.00	-	-0.0087	-	1.40		0.78	[24]
13000	1.00	0.036	-	0.91	-	0.89	-	[25]
31000	1.00	0.0376	-	1.11	-	1.43	-	[26]
8500	1.00	0.03	-	0.74	-	0.68	-	[27]
16500		0.034	-	0.8	-	0.83	-	
20000	1.80	-	-0.0080	-	2.09	-	0.47	[28]
16500	1.00	0.0320	-0.0080	0.84	2.00	0.89	0.77	[29]
12800	1.00	0.0240	-	0.60	-	0.59	-	[30]
16500	6.00	0.1600	-0.0300	0.71	1.33	0.74	0.48	[31]
18000	14.90	0.3300	-0.0600	0.60	0.93	0.64	0.40	
10880	2.03	0.0545	-0.0140	0.65	0.78	0.60	0.63	[32]
11520	1.79	0.0461	-0.0140	0.64	0.94	0.60	0.65	[32]
12200	0.74	0.0222	-0.0074	0.76	1.38	0.71	0.85	[32]
13030	1.10	0.0303	-0.0075	0.71	1.06	0.68	0.60	[32]
13880	1.39	0.0366	-0.0090	0.70	1.14	0.67	0.58	[32]
22000	1.00	0.0338	-	0.96	-	1.08	-	[33]
17000	1.00	0.0296	-0.0064	0.82	1.83	0.83	0.63	[34]
26700		0.0296	-	0.86	-	1.04	-	
43000	9.00	0.2900	-	1.20	-	1.42	-	[35]
43000	7.20	0.1700	-	1.00	-	1.04	-	
43000	4.50	0.1100	-	0.90	-	1.08	-	

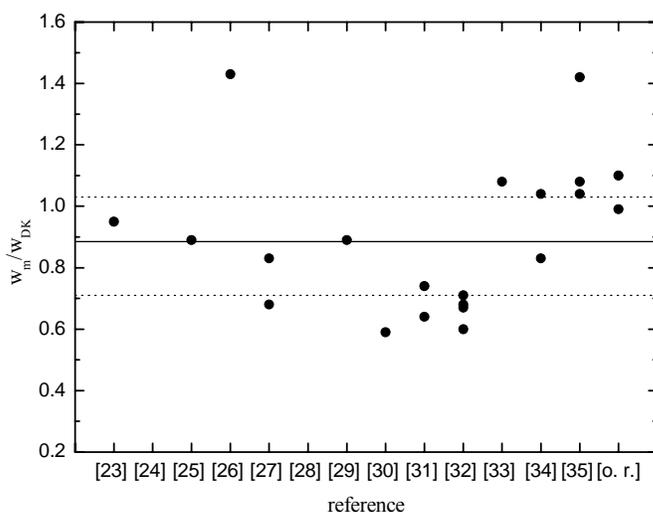
Odnos merenih Starkovih poluširina i teorijske vrednosti [3] se kreće u intervalu 0.6–1.2, dok se odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti [11] kreće u intervalu 0.6–1.4.

Odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti pomeraja pokazuje mnogo veće neslaganje nego odnos poluširina, vrednost odnosa se kreće u intervalu 0.78–2.09 za [3], i 0.40–3.28 za [12].

Na slikama 4.6 i 4.7 dat je grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3] i [11]. Srednja vrednost odnosa merenih i teorijskih vrednosti je obeležena punom linijom, dok je isprekidanom linijom označen koridor od 20% odstupanja od srednje vrednosti.



Slika 4.6. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 484.781 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3].

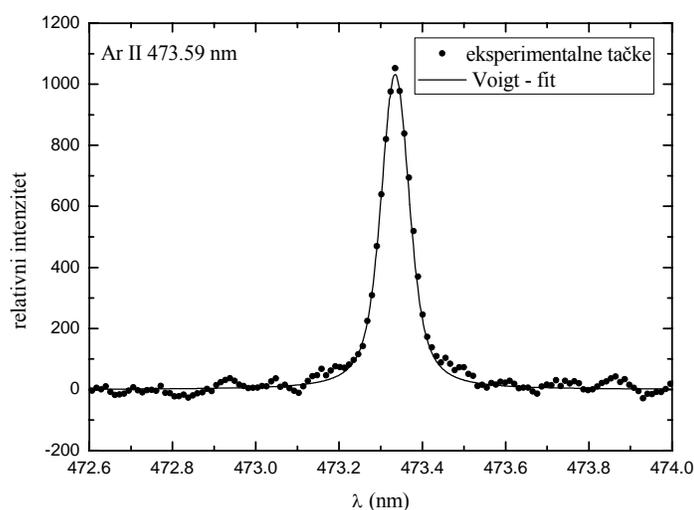


Slika 4.7. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 484.781 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [11].

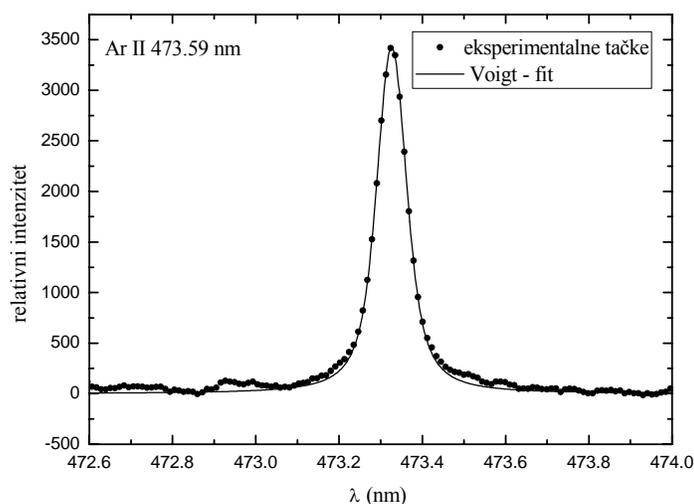
U daljem tekstu će biti dati samo rezultati dobijenih u ovom radu za ostale merene spektralne linije. Isti postupak koji je primenjen na liniju Ar II 484.781 nm je primenjen i na ostale linije. U slučajevima kada neka od veličina nije mogla biti izračunata, to je posebno napomenuto.

4. 1. 2. Spektralna linija Ar II 473.591 nm: $3p^4(^3P)4sP_{5/2} - 3p^4(^3P)4pP_{3/2}^0$

Na slikama 4.8 i 4.9 prikazani su eksperimentalni i fitovani (Voigtovi) profili spektralne linije Ar II 473.59 nm pri maloj i velikoj struji pražnjenja.



Slika 4.8. Profil Ar II 473.59 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.9. Profil Ar II 473.59 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

U tabeli 4.8 su date vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 473.59 nm, Lorentzova poluširina, kao i eksperimentalna vrednost Starkove širine za određene uslove u plazmi. Kako kod ove linije jačina oscilatora f_{lo} nije poznata, nije bilo moguće izračunati rezonantnu poluširinu.

Tabela 4.8. Vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 473.59 nm.

	w_P (nm)	w_{VW} (nm)	w_R (nm)	w_L (nm)	w_S (nm)
$N_e = 1.27 \cdot 10^{23} m^{-3}$ $T_e = 13400K$	$6.91 \cdot 10^{-5}$	$1.24 \cdot 10^{-4}$	-	0.046	0.046
$N_e = 1.60 \cdot 10^{23} m^{-3}$ $T_e = 14200K$	$6.91 \cdot 10^{-5}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	-	0.053	0.053

U tabeli 4.9 prikazano je određivanje pomeraja Ar II 473.59 nm spektralne linije pri uslovima velike struje pražnjenja.

Tabela 4.9. Merenje pomeraja Ar II 473.59 nm spektralne linije pri $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} m^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 K$.

λ_0^{exp} (MoI) (nm)	λ_0^{NIST} (MoI) (nm)	λ_0^{exp} (Ar II) (nm)	λ_0^{NIST} (Ar II) (nm)	d_m (nm)
472.893	473.144	473.3260	473.591	- 0.0144

Pri manjoj struji pražnjenja nije bilo moguće odrediti vrednost Starkovog pomeraja.

U tabeli 4.10 prikazane su eksperimentalne i teorijske vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 473.59 nm i odnos eksperimentalnih i teorijski vrednosti kao pokazatelj slaganja eksperimenta i teorije.

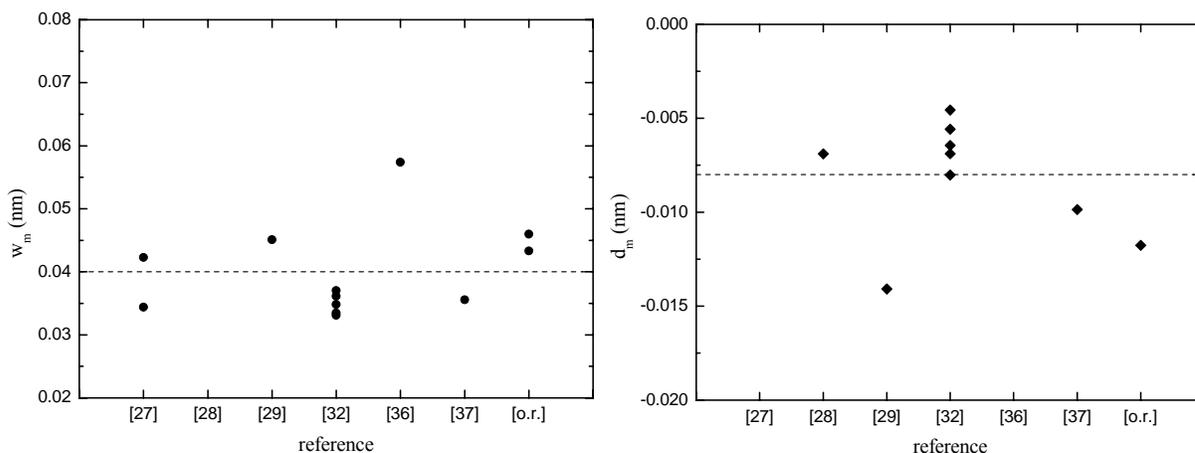
Tabela 4.10. Starkovi parametri linije Ar II 473.59 nm.

N_e ($10^{23} m^{-3}$) T_e (K)	w_m (nm)	d_m (nm)	w_{DK} (nm)	d_{DK} (nm)	w_G (nm)	d_G (nm)	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$
1.27, 13400	0.046	-	0.048	-0.013	0.046	-0.008	0.97	-	1.00	-
1.60, 14200	0.053	-0.014	0.058	-0.016	0.055	-0.01	0.91	1.86	0.96	0.87

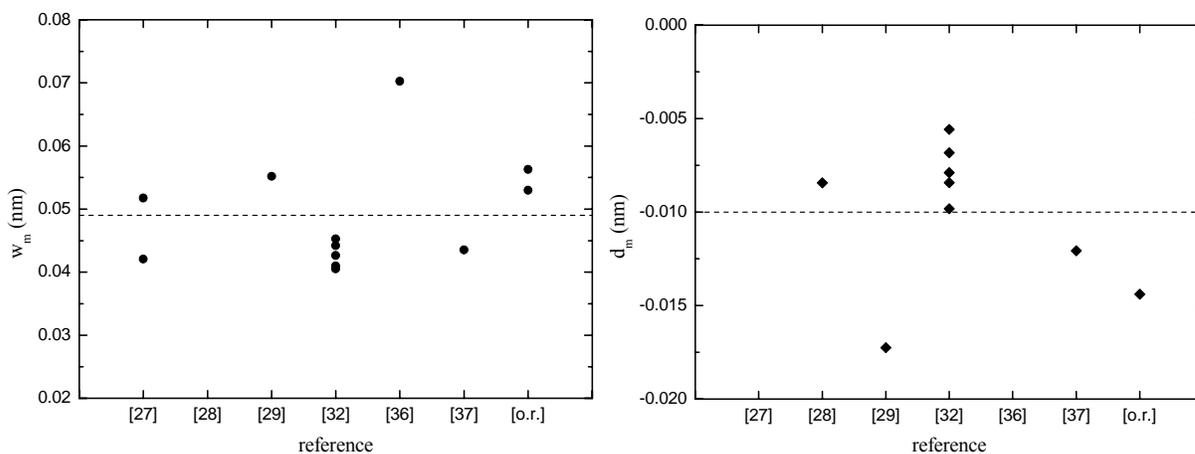
Na slikama 4.10 i 4.11 prikazani su eksperimentalni rezultati Starkovih parametara dobijeni u ovom radu [o.r.] i u radovima [27-29,32,36,37].

Vrednosti merenih Starkovih poluširina se kreću u intervalu između 0.033 nm i 0.057 nm za malu struju pražnjenja i 0.04 nm – 0.07 nm za veliku struju pražnjenja.

Eksperimentalne vrednosti Starkovih pomeraja se kreću u intervalu između - 0.014 nm i - 0.0046 nm za malu struju pražnjenja i - 0.017 nm – - 0.0056 nm za veliku struju pražnjenja. U svim radovima su dobijeni negativni šiftovi.



Slika 4.10. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 473.59 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.11. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 473.59 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

U tabeli 4.11 prikazani su sve eksperimentalno dobijene vrednosti Starkovih parametara iz radova [27-29,32,36,37] i rezultati ovog rada (o.r.) pri različitim parametrima plazme, kao i poređenje svih rezultata sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12].

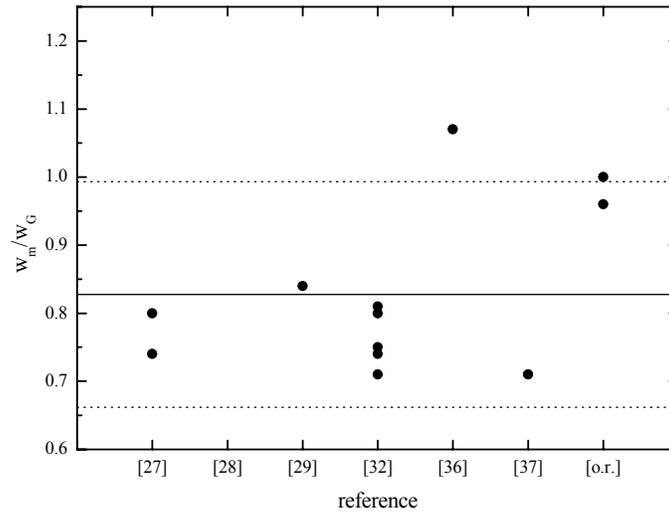
Tabela 4.11. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 473.59 nm i njihovo poređenje sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12].

T_e (K)	N_e (10^{23} m^{-3})	w_m (nm)	d_m (nm)	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	Ref.
13400	1.27	0.046	-	1.00	-	1.10	-	o. r.
14200	1.6	0.053	-0.0144	0.96	1.86	0.99	0.87	o. r.
18000	1.0	0.039	-	1.07	-	1.20	-	[36]
13900	0.8	0.022	-0.0061	0.71	1.24	0.75	0.74	[37]
8500	1.0	0.034	-	0.74	-	0.72	-	[27]
16500	1.0	0.030	-	0.8	-	0.89	-	
20000	1.8	-	-0.008	-	2.09	-	0.50	[28]
16500	1.0	0.032	-0.01	0.84	2.5	0.95	1.04	[29]
10880	2.03	0.0641	-0.0122	0.8	0.71	0.76	0.52	[32]
11520	1.79	0.0509	-0.0098	0.74	0.69	0.70	0.49	
12200	0.74	0.0226	-0.0049	0.81	0.88	0.78	0.60	
13030	1.1	0.0306	-0.0049	0.75	0.73	0.73	0.42	
13880	1.39	0.0356	-0.0049	0.71	0.65	0.70	0.34	

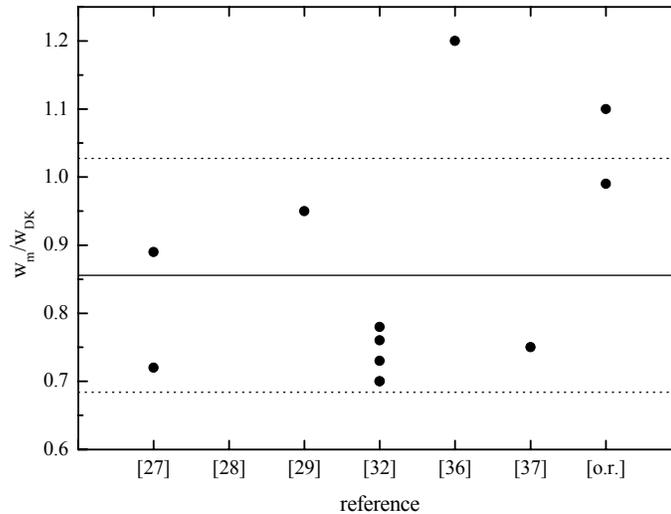
Odnos merenih Starkovih poluširina i teorijske vrednosti [3] se kreće u intervalu 0.71–1.07, dok se odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti [11] kreće u intervalu 0.7–1.2.

Odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti pomeraja pokazuje mnogo veće neslaganje nego odnos poluširina, vrednost odnosa se kreće u intervalu 0.65–2.09 za [3], i 0.34–1.04 za [12].

Na slikama 4.6 i 4.7 dat je grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3] i [11]. Srednja vrednost odnosa merenih i teorijskih vrednosti je obeležena punom linijom, dok je isprekidanom linijom označen koridor od 20% odstupanja od srednje vrednosti.



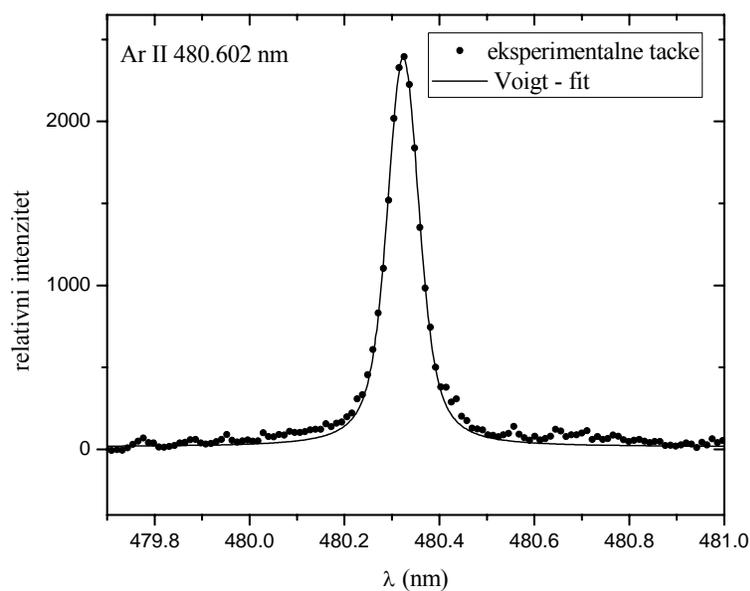
Slika 4.12. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 473.59 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3].



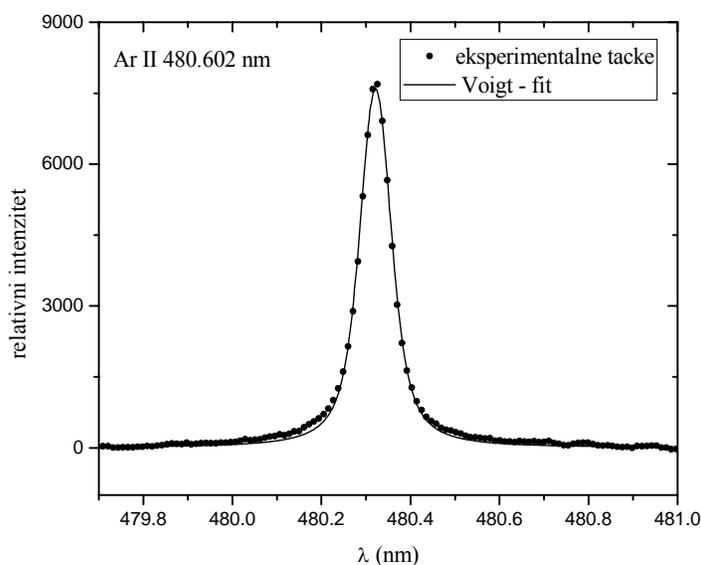
Slika 4.13. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 473.59 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [11].

4. 1. 3. Spektralna linija Ar II 480.602 nm: $3p^4(^3P)4s^4P_{5/2} - 3p^4(^3P)4p^4P_{5/2}^o$

Na slikama 4.14 i 4.15 prikazani su eksperimentalni i fitovani (Voigtovi) profili spektralne linije Ar II 480.60 nm pri maloj i velikoj struji pražnjenja.



Slika 4.14. Profil Ar II 480.602 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.15. Profil Ar II 480.602 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

U tabeli 4.12 su date vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 473.59 nm, Lorentzova poluširina, kao i eksperimentalna vrednost Starkove širine za određene uslove u plazmi.

Tabela 4.12. Vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 480.602 nm.

	w_P (nm)	w_{VW} (nm)	w_R (nm)	w_L (nm)	w_S (nm)
$N_e = 1.27 \cdot 10^{23} m^{-3}$ $T_e = 13400 K$	$9.57 \cdot 10^{-6}$	$3.90 \cdot 10^{-4}$	-	0.0446	0.044
$N_e = 1.60 \cdot 10^{23} m^{-3}$ $T_e = 14200 K$	$9.57 \cdot 10^{-6}$	$2.67 \cdot 10^{-4}$	-	0.0512	0.051

U tabeli 4.13 prikazano je određivanje pomeraja Ar II 480.60 nm spektralne linije pri uslovima male struje pražnjenja.

Tabela 4.13. Merenje pomeraja Ar II 480.602 nm spektralne linije pri $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} m^{-3}$ i $T_e = 13400 K$.

λ_0^{exp} (Cd I) (nm)	λ_0^{NIST} (Ca I) (nm)	λ_0^{exp} (Ar II) (nm)	λ_0^{NIST} (Ar II) (nm)	d_m (nm)
479.99	479.727	480.324	480.602	- 0.015

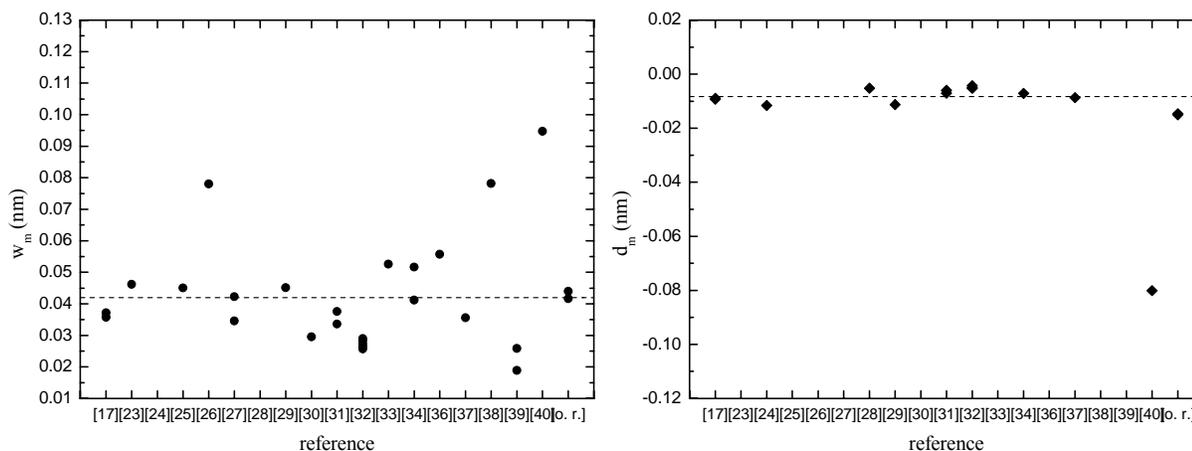
Pri većoj struji pražnjenja, za $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} m^{-3}$ i $T_e = 14200 K$, dobija se $d_m = -0.018 nm$.

U tabeli 4.14 prikazane su eksperimentalne i teorijske vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 480.60 nm kao i odnos eksperimentalnih i teorijski vrednosti.

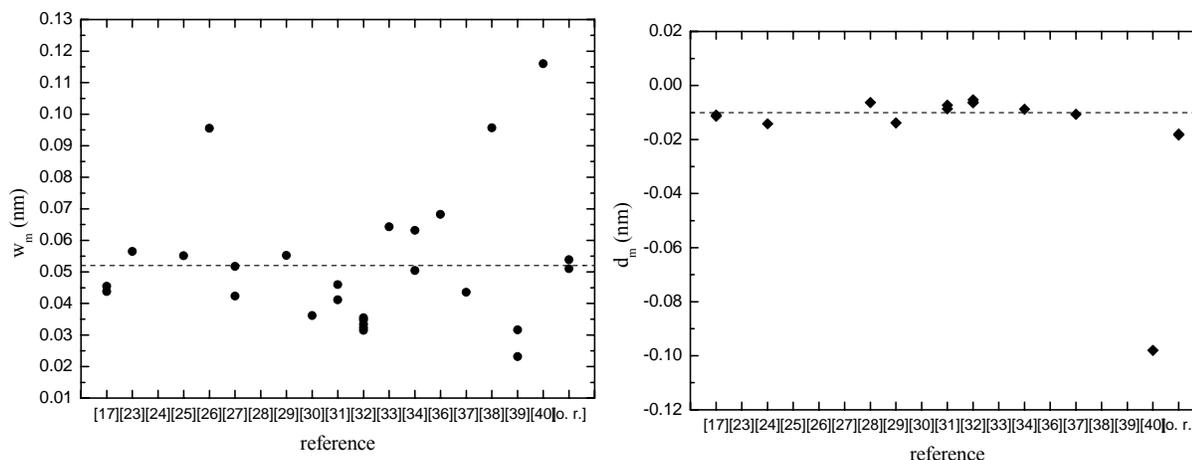
Tabela 4.14. Starkovi parametri linije Ar II 480.602 nm.

N_e ($10^{23} m^{-3}$) T_e (K)	w_m (nm)	d_m (nm)	w_{DK} (nm)	d_{DK} (nm)	w_G (nm)	d_G (nm)	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$
1.27, 13400	0.044	- 0.015	0.049	-0.014	0.048	-0.008	0.90	1.07	0.92	1.88
1.60, 14200	0.051	-0.018	0.060	-0.017	0.057	-0.01	0.85	1.06	0.89	1.80

Na slikama 4.16 i 4.17 prikazani su eksperimentalni rezultati Starkovih parametara dobijeni u ovom radu [o.r.] i u radovima [17,23-34,36-40].



Slika 4.16. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 480.602 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.17. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 480.602 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

Pri računanju srednje vrednosti pomeraja nije uzet u obzir rezultat iz rada [40] zbog neuobičajeno velike vrednosti pomeraja koja iznosi -0.08 nm, U svim radovima su dobijeni negativni šiftovi. Vrednosti merenih Starkovih poluširina se kreću u intervalu između 0.019 nm i 0.095 nm za malu struju pražnjenja i 0.023 nm – 0.12 nm za veliku struju pražnjenja.

Eksperimentalne vrednosti Starkovih pomeraja (bez rezultata rada [40]) se kreću u intervalu između - 0.0147 nm i - 0.004 nm za malu struju pražnjenja i - 0.0184 nm – - 0.0053 nm za veliku struju pražnjenja.

U tabeli 4.15 prikazani su sve eksperimentalno dobijene vrednosti Starkovih parametara iz radova [17,23-34,36-40] i rezultati ovog rada (o.r.) pri različitim parametrima plazme, kao i poređenje svih rezultata sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12] pri čemu su teorijske vrednosti preračunate za uslove plazmi u različitim eksperimentima.

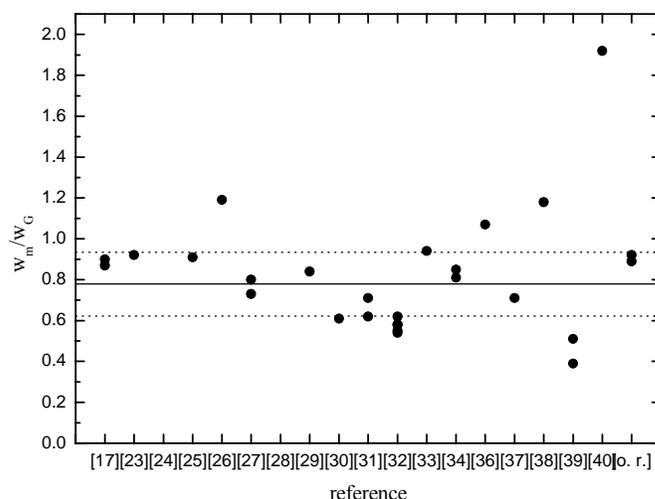
Tabela 4.15. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 480.602 nm i njihovo poređenje sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12].

T_e (K)	N_e (10^{23} m^{-3})	w_m (nm)	d_m (nm)	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	Ref.
13400	1.27	0.044	- 0.015	0.92	1.88	0.90	1.07	o. r.
14200	1.60	0.051	-0.018	0.89	1.80	0.85	1.06	o. r.
11800	0.6	0.018	-0.0045	0.87	0.93	0.73	0.72	[17]
13000	1.01	0.03	-0.0075	0.90	1.12	0.76	0.68	
18000	1.03	0.039	-	1.07	-	1.14	-	[36]
31000	4.4	0.178	-	1.18	-	1.60	-	[38]
13800	1.2	0.043	-	0.92	-	0.95	-	[23]
13800	1.0	-	-0.009	-	1.45	-	0.84	[24]
13000	1.0	0.036	-	0.91	-	0.92	-	[25]
31000	1.0	0.0404	-	1.19	-	1.60	-	[26]
13900	0.8	0.022	-0.0054	0.71	1.11	0.73	0.64	[37]
9700	1.0	0.032	-	0.73	-	0.71	-	[27]
16500	1.0	0.03	-	0.8	-	0.87	-	
20000	1.8	-	-0.006	-	1.57	-	0.36	[28]
16500	1.0	0.032	-0.008	0.84	2.0	0.92	0.81	[29]
11000	0.73	0.012	-	0.39	-	0.39	-	[39]
14000	0.98	0.0195	-	0.51	-	0.53	-	
12800	1.0	0.0238	-	0.61	-	0.60	-	[30]
16500	6.0	0.16	-0.030	0.71	1.33	0.77	0.51	[31]
18000	14.9	0.34	-0.060	0.62	1.39	0.69	0.42	
12000	0.69	0.0544	-0.046	1.92	8.13	1.94	5.89	[40]
10880	2.03	0.0484	-0.0077	0.58	0.44	0.56	0.32	[32]
11520	1.79	0.044	-0.0077	0.62	0.52	0.59	0.37	
12200	0.74	0.0157	-	0.54	-	0.53	-	
13030	1.1	0.0232	-0.0046	0.55	0.66	0.54	0.38	
13880	1.39	0.0305	-0.0056	0.58	0.66	0.58	0.38	
22000	1.0	0.0323	-	0.94	-	1.08	-	[33]
17000	1.0	0.0288	-0.005	0.81	1.46	0.84	0.51	[34]
26700	1.0	0.0288	-	0.85	-	1.06	-	

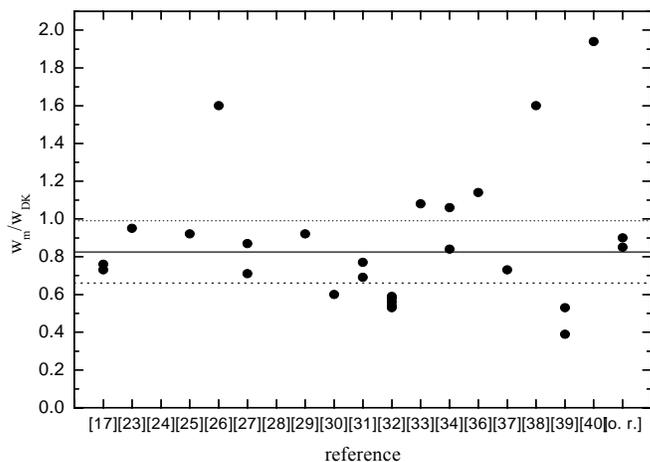
Odnos merenih Starkovih poluširina i teorijskih vrednosti [3] se kreće u intervalu 0.39–1.92, dok se odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti [11] kreće u intervalu 0.39–1.94.

Odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti pomeraja pokazuje mnogo veće neslaganje nego odnos poluširina, vrednost odnosa se kreće u intervalu 0.44–8.13 za [3], i 0.32–5.89 za [12]. Najveće neslaganje pokazuju rezultati rada [40].

Na slikama 4.6 i 4.7 dat je grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3] i [11]. Srednja vrednost odnosa merenih i teorijskih vrednosti je obeležena punom linijom, dok je isprekidanom linijom označen koridor od 20% odstupanja od srednje vrednosti.



Slika 4.18. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 480.602 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3].

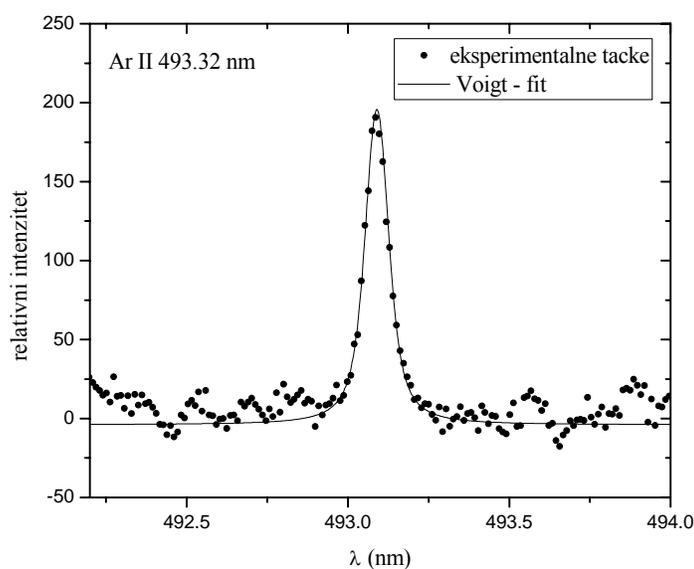


Slika 4.19. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 480.602 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [11].

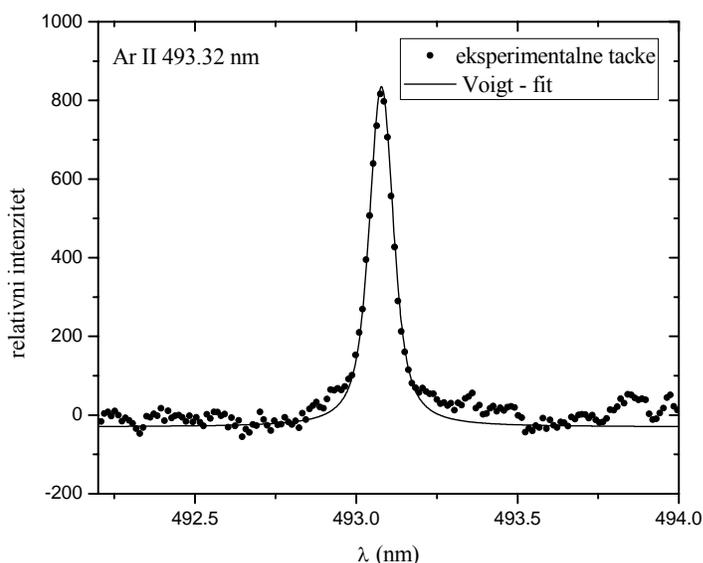
Pri računanju srednje vrednosti i koridora nisu uzeti u obzir rezultati rada [40] zbog velikog odstupanja od srednje vrednosti.

4. 1. 4. Spektralna linija Ar II 493.321 nm: $3p^4(^3P)4s\ ^4P_{3/2} - 3p^4(^3P)4p\ ^4P_{3/2}^o$

Na slikama 4.20 i 4.21 prikazani su eksperimentalni i fitovani (Voigtovi) profili spektralne linije Ar II 493.32 nm pri maloj i velikoj struji pražnjenja.



Slika 4.20. Profil Ar II 493.32 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.21. Profil Ar II 493.32 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

U tabeli 4.16 su date vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 493.32 nm, Lorentzova poluširina, kao i eksperimentalna vrednost Starkove širine za određene uslove u plazmi.

Tabela 4.16. Vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 493.32 nm.

	w_p (nm)	w_{vw} (nm)	w_R (nm)	w_L (nm)	w_S (nm)
$N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ $T_e = 13400 \text{ K}$	$1.86 \cdot 10^{-6}$	$4.10 \cdot 10^{-4}$	$5.10 \cdot 10^{-6}$ $1.44 \cdot 10^{-6}$	0.055	0.055
$N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ $T_e = 14200 \text{ K}$	$1.86 \cdot 10^{-6}$	$2.81 \cdot 10^{-4}$	$6.58 \cdot 10^{-6}$ $1.86 \cdot 10^{-6}$	0.057	0.057

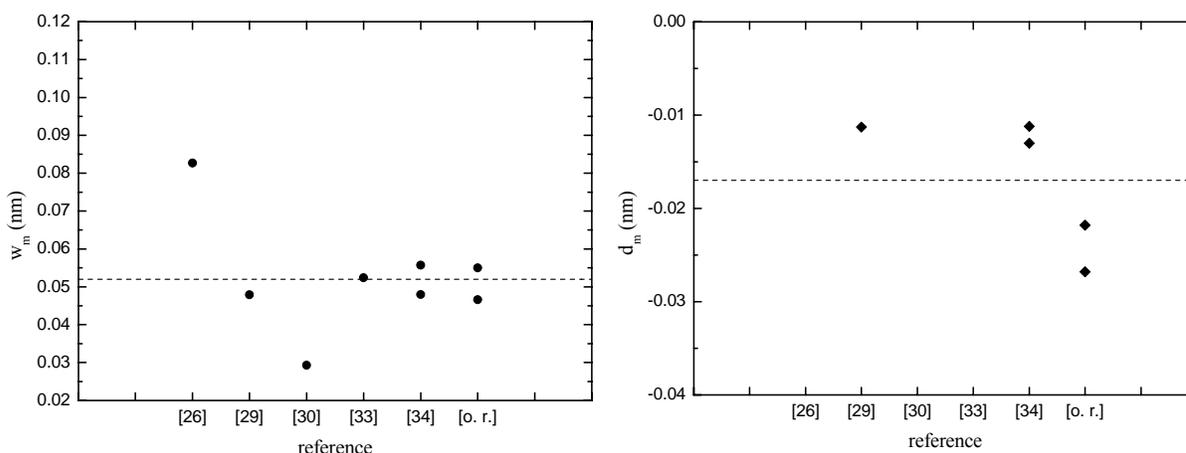
Kako nije bilo odgovarajuće referentne linije, pomeraj nije bilo moguće odrediti.

U tabeli 4.17 prikazane su eksperimentalne i teorijske vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 493.32 nm kao i odnos eksperimentalnih i teorijski vrednosti.

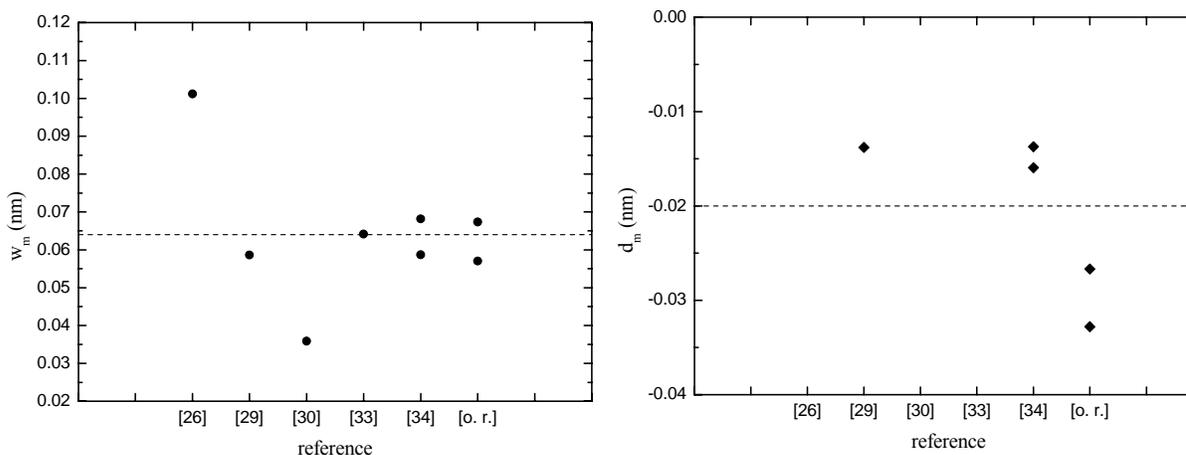
Tabela 4.17. Starkovi parametri linije Ar II 493.32 nm

N_e ($10^{23} m^{-3}$)	w_m (nm)	d_m (nm)	w_{DK} (nm)	d_{DK} (nm)	w_G (nm)	d_G (nm)	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$
1.27, 13400	0.055	-	0.052	-0.015	0.050	-0.009	1.05	-	1.10	-
1.60, 14200	0.057	-	0.064	-0.018	0.060	-0.011	0.89	-	0.95	-

Na slikama 4.22 i 4.23 prikazani su eksperimentalni rezultati Starkovih parametara dobijeni u ovom radu [o.r.] i u radovima [26,29,30,33,34].



Slika 4.22. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 493.32 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} m^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 K$.



Slika 4.23. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 493.32 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} m^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 K$.

Vrednosti merenih Starkovih poluširina se kreću u intervalu između 0.029 nm i 0.083 nm za malu struju pražnjenja i 0.036 nm – 0.10 nm za veliku struju pražnjenja.

Eksperimentalne vrednosti Starkovih pomeraja se kreću u intervalu između - 0.027 nm i - 0.011 nm za malu struju pražnjenja i - 0.033 nm – - 0.014 nm za veliku struju pražnjenja. U svim radovima su dobijeni negativni šiftovi.

U tabeli 4.18 prikazani su sve eksperimentalno dobijene vrednosti Starkovih parametara iz radova [26,29,30,33,34] i rezultati ovog rada (o.r.) pri različitim parametrima plazme, kao i poređenje svih rezultata sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12] pri čemu su teorijske vrednosti preračunate za uslove plazmi u različitim eksperimentima.

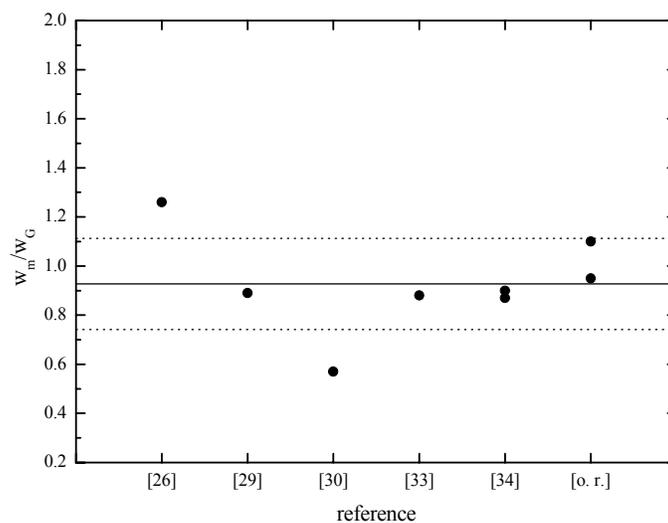
Tabela 4.18. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 493.32 nm i njihovo poređenje sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12].

T_e (K)	N_e (10^{23} m^{-3})	w_m (nm)	d_m (nm)	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	Ref.
13400	1.27	0.055	- 0.0218	1.10	-	1.05	-	o. r.
14200	1.60	0.057	-0.0328	0.95	-	0.89	-	o. r.
31000	1.0	0.0428	-	1.26	-	1.57	-	[26]
16500	1.0	0.034	-0.008	0.89	2.0	0.91	0.75	[29]
12800	1.0	0.0236	-	0.57	-	0.56	-	[30]
22000	1.0	0.0322	-	0.88	-	1.00	-	[33]
18100	1.0	0.0325	-0.0076	0.87	2.52	0.91	0.74	[34]
24400	1.0	0.0325	-0.0076	0.9	1.47	1.06	0.84	

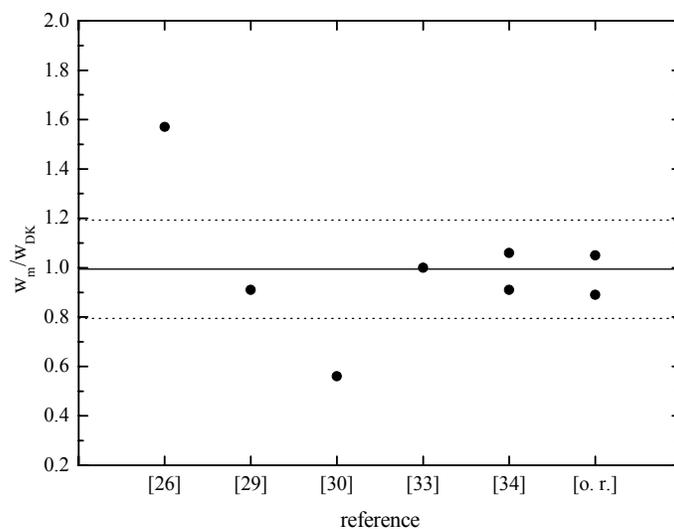
Odnos merenih Starkovih poluširina i teorijskih vrednosti [3] se kreće u intervalu 0.57 – 1.26, dok se odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti [11] kreće u intervalu 0.56 – 1.57.

Odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti pomeraja se kreće u intervalu 1.47 – 2.52 za [3], i 0.74 – 0.84 za [12].

Na slikama 4.24 i 4.25 dat je grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3] i [11]. Srednja vrednost odnosa merenih i teorijskih vrednosti je obeležena punom linijom, dok je isprekidanom linijom označen koridor od 20% odstupanja od srednje vrednosti.



Slika 4.24. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 493.32 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3].

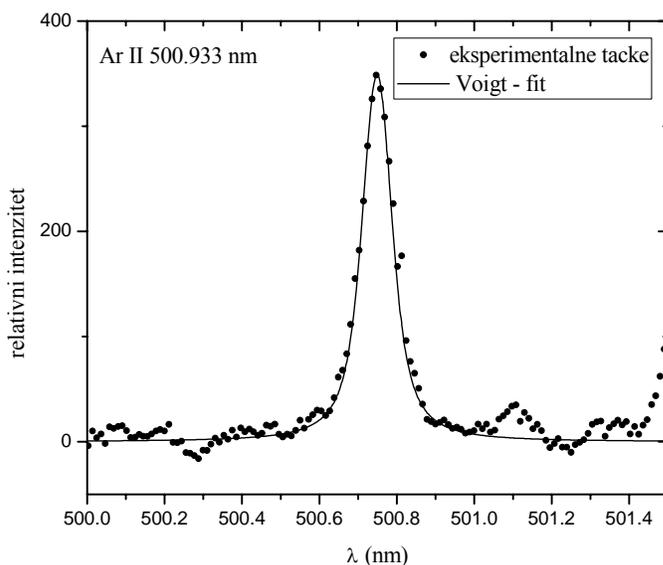


Slika 4.25. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 493.32 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [11].

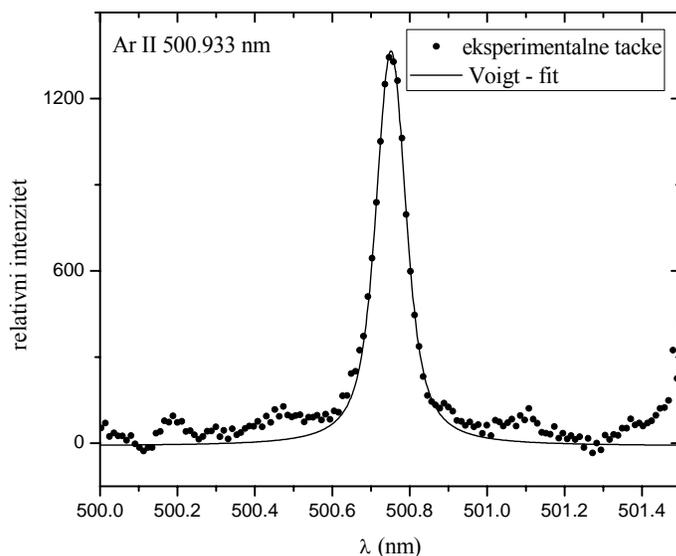
Kako za ovu liniju postoji mali broj eksperimentalnih podataka, rasturanje tačaka oko srednje vrednosti je veće.

4. 1. 5. Spektralna linija Ar II 500.933 nm: $3p^4(^3P)4s^4P_{3/2} - 3p^4(^3P)4p^4P_{5/2}^o$

Na slikama 4.26 i 4.27 prikazani su eksperimentalni i fitovani (Voigtovi) profili spektralne linije Ar II 500.93 nm pri maloj i velikoj struji pražnjenja.



Slika 4.26. Profil Ar II 500.933 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.27. Profil Ar II 500.933 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

U tabeli 4.19 su date vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju spektralne

linije Ar II 500.93 nm, Lorentzova poluširina, kao i eksperimentalna vrednost Starkove širine za određene uslove u plazmi.

Tabela 4.19. Vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 500.933 nm.

	w_P (nm)	w_{VW} (nm)	w_R (nm)	w_L (nm)	w_S (nm)
$N_e = 1.27 \cdot 10^{23} m^{-3}$ $T_e = 13400 K$	$2.01 \cdot 10^{-6}$	$4.20 \cdot 10^{-4}$	$5.25 \cdot 10^{-6}$ $1.49 \cdot 10^{-6}$	0.062	0.061
$N_e = 1.60 \cdot 10^{23} m^{-3}$ $T_e = 14200 K$	$2.01 \cdot 10^{-6}$	$2.88 \cdot 10^{-4}$	$6.78 \cdot 10^{-6}$ $1.91 \cdot 10^{-6}$	0.062	0.062

U tabeli 4.20 prikazano je određivanje pomeraja Ar II 500.93 nm spektralne linije pri uslovima male struje pražnjenja.

Tabela 4.20. Merenje pomeraja Ar II 500.933 nm spektralne linije pri $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} m^{-3}$ i $T_e = 13400 K$.

λ_0^{exp} (Mo I) (nm)	λ_0^{NIST} (Mo I) (nm)	λ_0^{exp} (Ar II) (nm)	λ_0^{NIST} (Ar II) (nm)	d_m (nm)
499.8226	499.991	500.752	500.933	- 0.0127

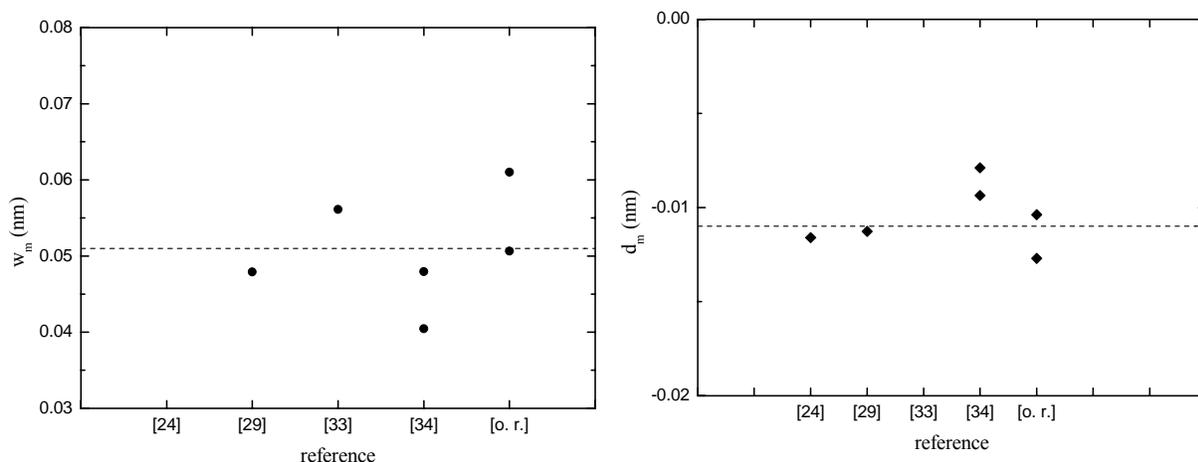
Pri većoj struji pražnjenja, za $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} m^{-3}$ i $T_e = 14200 K$, dobija se $d_m = -0.0127 nm$.

U tabeli 4.21 prikazane su eksperimentalne i teorijske vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 500.93 nm i odnos eksperimentalnih i teorijski vrednosti kao pokazatelj slaganja eksperimenta i teorije.

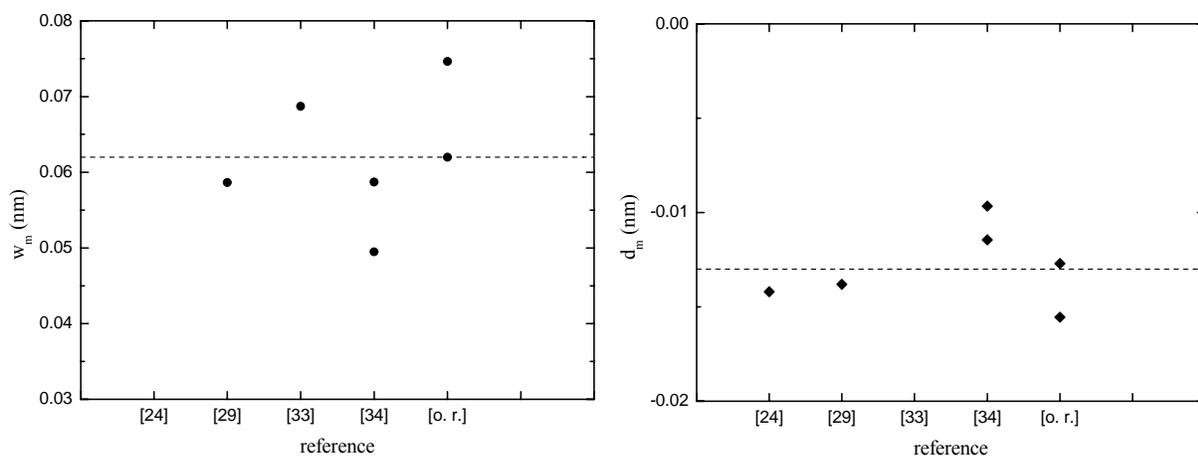
Tabela 4.21. Starkovi parametri linije Ar II 500.933 nm.

N_e ($10^{23} m^{-3}$) T_e (K)	w_m (nm)	d_m (nm)	w_{DK} (nm)	d_{DK} (nm)	w_G (nm)	d_G (nm)	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$
1.27, 13400	0.061	- 0.0127	0.054	-0.015	0.052	-0.009	1.13	0.83	1.17	1.41
1.60, 14200	0.062	- 0.0127	0.066	-0.019	0.062	-0.01	0.94	0.68	1.00	1.27

Na slikama 4.28 i 4.29 prikazani su eksperimentalni rezultati Starkovih parametara dobijeni u ovom radu [o.r.] i u radovima [24,29,33,34] preračunati za uslove u plazmi proizvedene u ovom eksperimentu.



Slika 4.28. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 500.933 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.29. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 500.933 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

Vrednosti merenih Starkovih poluširina se kreću u intervalu između 0.040 nm i 0.061 nm za malu struju pražnjenja i 0.050 nm – 0.075 nm za veliku struju pražnjenja.

Eksperimentalne vrednosti Starkovih pomeraja se kreću u intervalu između - 0.013 nm i - 0.008 nm za malu struju pražnjenja i - 0.016 nm – - 0.010 nm za veliku struju pražnjenja. U svim radovima su dobijeni negativni šiftovi.

U tabeli 4.22 prikazani su sve eksperimentalno dobijene vrednosti Starkovih parametara iz radova [24,29,33,34] i rezultati ovog rada (o.r.) pri različitim parametrima plazme, kao i poređenje svih rezultata sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12] pri čemu su teorijske vrednosti preračunate za uslove plazmi u različitim eksperimentima.

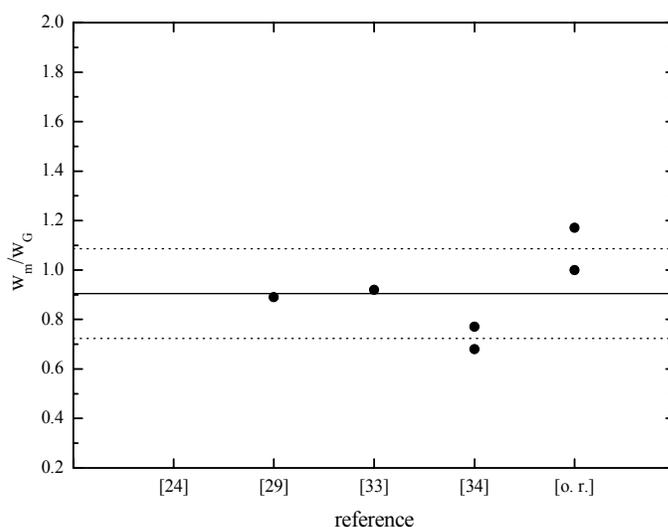
Tabela 4.22. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 500.933 nm i njihovo poređenje sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12].

T_e (K)	N_e (10^{23} m^{-3})	w_m (nm)	d_m (nm)	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	Ref.
13400	1.27	0.061	- 0.0127	1.17	1.41	1.13	0.83	o. r.
14200	1.60	0.062	- 0.0127	1.00	1.27	0.94	0.68	o. r.
13800	1.0	-	-0.009	-	1.45	-	0.76	[24]
16500	1.0	0.034	-0.008	0.89	2.0	0.75	0.73	[29]
22000	1.0	0.0345	-	0.92	-	1.04	-	[33]
16500	1.0	0.0287	-0.0056	0.68	1.39	0.75	0.51	[34]
23200	1.0	0.0287	-0.0056	0.77	0.61	0.89	0.52	

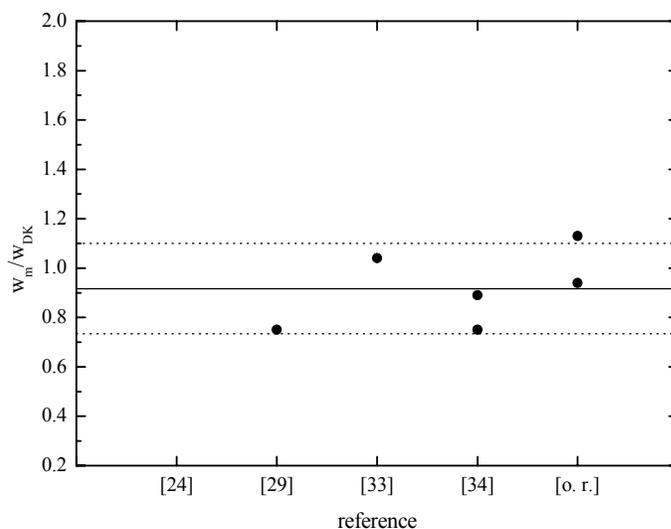
Odnos merenih Starkovih poluširina i teorijskih vrednosti [3] se kreće u intervalu 0.68–1.17, dok se odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti [11] kreće u intervalu 0.75–1.13.

Odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti pomeraja se kreće u intervalu 0.61–2.00 za [3], i 0.51–0.83 za [12].

Na slikama 4.30 i 4.31 dat je grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3] i [11]. Srednja vrednost odnosa merenih i teorijskih vrednosti je obeležena punom linijom, dok je isprekidanom linijom označen koridor od 20% odstupanja od srednje vrednosti.



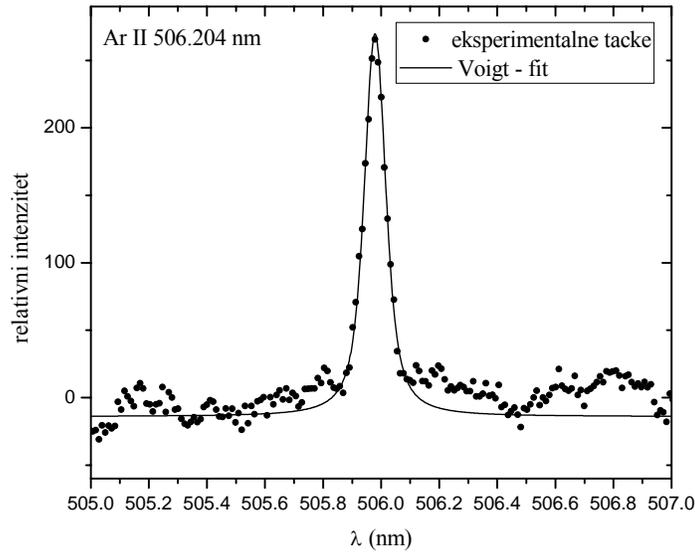
Slika 4.30. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 484.781 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3].



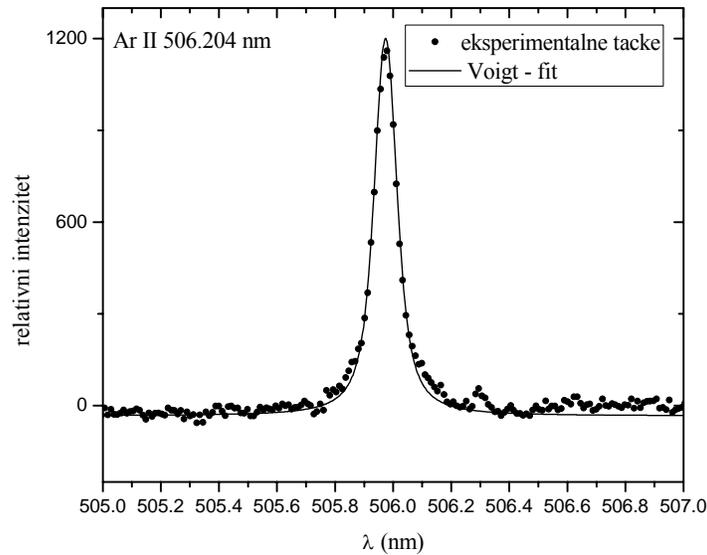
Slika 4.31. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 484.781 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [11].

4. 1. 6. Spektralna linija Ar II 506.204 nm: $3p^4(^3P)4s^4P_{1/2} - 3p^4(^3P)4p^4P_{3/2}^o$

Na slikama 4.32 i 4.33 prikazani su eksperimentalni i fitovani (Voigtovi) profili spektralne linije Ar II 506.20 nm pri maloj i velikoj struji pražnjenja.



Slika 4.32. Profil Ar II 506.204 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.33. Profil Ar II 506.204 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

U tabeli 4.23 su date vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 506.20 nm, Lorentzova poluširina, kao i eksperimentalna vrednost Starkove širine za određene uslove u plazmi.

Tabela 4.23. Vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 506.204 nm.

	w_P (nm)	w_{VW} (nm)	w_R (nm)	w_L (nm)	w_S (nm)
$N_e = 1.27 \cdot 10^{23} m^{-3}$ $T_e = 13400K$	$3.03 \cdot 10^{-6}$	$4.30 \cdot 10^{-4}$	$4.53 \cdot 10^{-7}$ $1.32 \cdot 10^{-6}$	0.056	0.056
$N_e = 1.60 \cdot 10^{23} m^{-3}$ $T_e = 14200K$	$3.03 \cdot 10^{-6}$	$2.95 \cdot 10^{-4}$	$4.53 \cdot 10^{-7}$ $1.32 \cdot 10^{-6}$	0.064	0.064

U tabeli 4.24 prikazano je određivanje pomeraja Ar II 506.20 nm spektralne linije pri uslovima velike struje pražnjenja.

Tabela 4.24. Merenje pomeraja Ar II 506.204 nm spektralne linije pri $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} m^{-3}$ i $T_e = 14200K$.

$\lambda_0^{\text{exp}}(\text{Cd I})$ (nm)	$\lambda_0^{\text{NIST}}(\text{Cd I})$ (nm)	$\lambda_0^{\text{exp}}(\text{Ar II})$ (nm)	$\lambda_0^{\text{NIST}}(\text{Ar II})$ (nm)	d_m (nm)
508.365	508.582	505.974	506.204	- 0.013

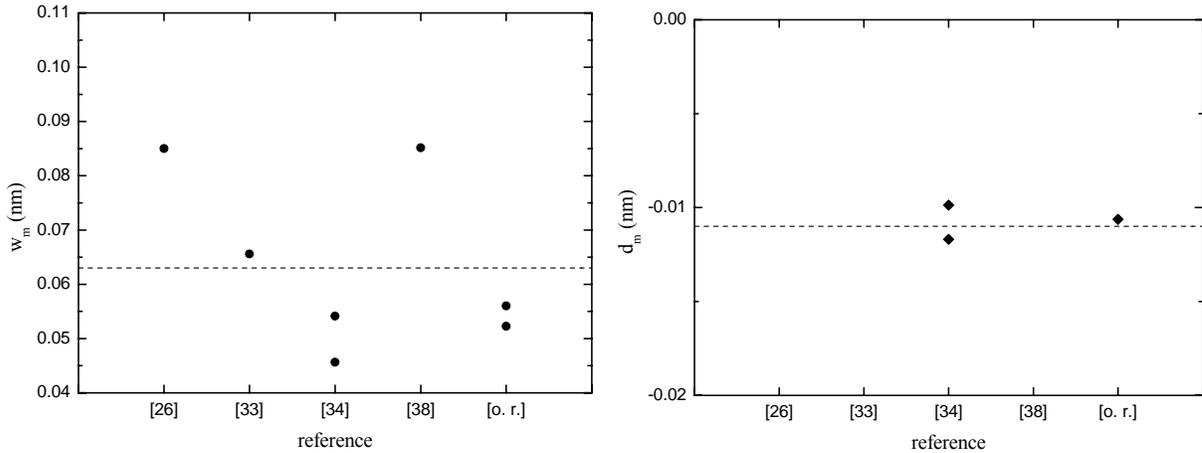
Pri manjoj struji pražnjenja, za $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} m^{-3}$ i $T_e = 13400K$, nije bilo moguće odrediti Starkov pomeraj.

U tabeli 4.25 prikazane su eksperimentalne i teorijske vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 506.20 nm i odnos eksperimentalnih i teorijski vrednosti kao pokazatelj slaganja eksperimenta i teorije.

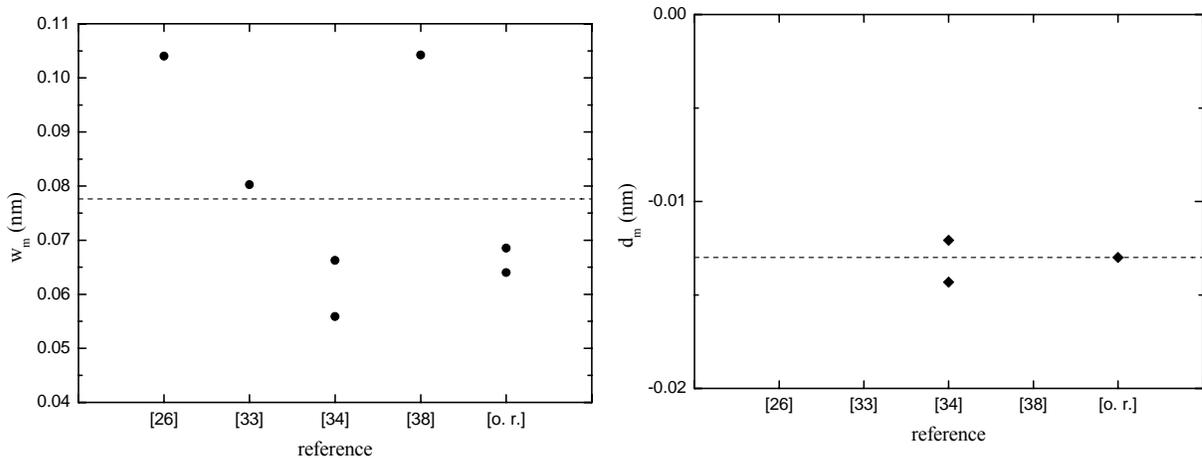
Tabela 4.25. Starkovi parametri linije Ar II 506.204 nm.

N_e ($10^{23} m^{-3}$) T_e (K)	w_m (nm)	d_m (nm)	w_{DK} (nm)	d_{DK} (nm)	w_G (nm)	d_G (nm)	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$
1.27, 13400	0.056	-	0.056	-0.016	0.053	-0.09	1.01	-	1.06	-
1.60, 14200	0.064	- 0.013	0.068	-0.019	0.063	-0.011	0.94	0.67	1.02	1.18

Na slikama 4.34 i 4.35 prikazani su eksperimentalni rezultati Starkovih parametara dobijeni u ovom radu [o.r.] i u radovima [26,33,34,38] preračunate za N_e i T_e koji odgovaraju uslovima plazme postignutim u ovom radu.



Slika 4.34. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 506.204 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.35. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 506.204 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

Vrednosti merenih Starkovih poluširina se kreću u intervalu između 0.046 nm i 0.085 nm za malu struju pražnjenja i 0.056 nm – 0.104 nm za veliku struju pražnjenja.

Eksperimentalne vrednosti Starkovih pomeraja se kreću u intervalu između - 0.012 nm i - 0.01 nm za malu struju pražnjenja i - 0.014 nm – - 0.012 nm za veliku struju pražnjenja. U svim radovima su dobijeni negativni šiftovi.

U tabeli 4.26 prikazani su sve eksperimentalno dobijene vrednosti Starkovih parametara iz radova [26,33,34,38] i rezultati ovog rada (o.r.) pri različitim parametrima plazme, kao i poređenje svih rezultata sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12] pri čemu su teorijske vrednosti preračunate za uslove plazmi u različitim eksperimentima.

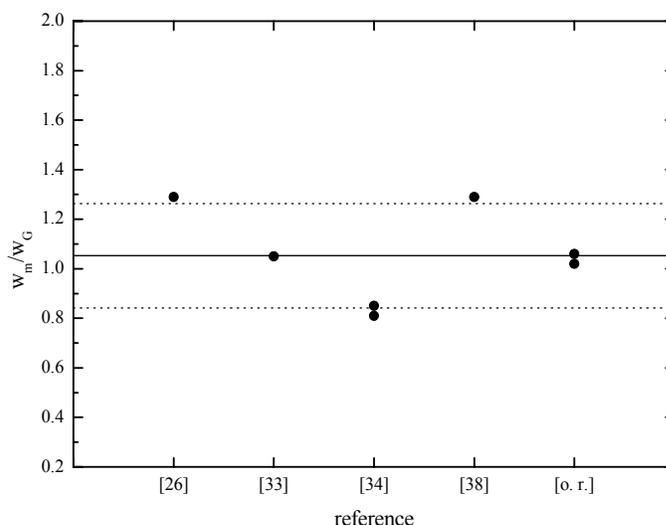
Tabela 4.26. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 506.204 nm i njihovo poređenje sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12].

T_e (K)	N_e (10^{23} m^{-3})	w_m (nm)	d_m (nm)	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	Ref.
13400	1.27	0.056	-	1.06	-	1.01	-	o. r.
14200	1.60	0.064	- 0.013	1.02	1.18	0.94	0.67	o. r.
31000	4.4	0.194	-	1.29	-	1.53	-	[38]
31000	1.0	0.044	-	1.29	-	1.53	-	[26]
22000	1.0	0.0403	-	1.05	-	1.18	-	[33]
16500	1.0	0.0324	-0.007	0.81	1.7	0.82	0.62	[34]
23200	1.0	0.0324	-0.007	0.85	1.34	0.97	0.72	

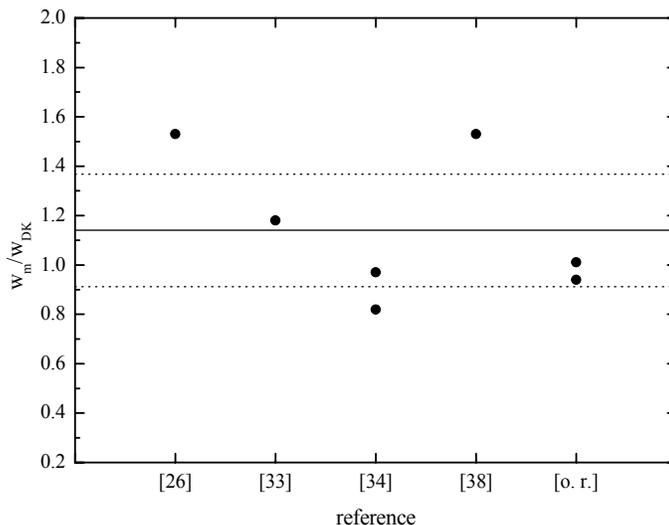
Odnos merenih Starkovih poluširina i teorijskih vrednosti [3] se kreće u intervalu 0.81–1.29, dok se odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti [11] kreće u intervalu 0.82–1.53.

Odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti pomeraja se kreće u intervalu 1.18–1.70 za [3], i 0.62–0.72 za [12].

Na slikama 4.36 i 4.37 dat je grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3] i [11]. Srednja vrednost odnosa merenih i teorijskih vrednosti je obeležena punom linijom, dok je isprekidanom linijom označen koridor od 20% odstupanja od srednje vrednosti.

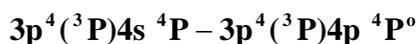


Slika 4.36. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 506.204 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3].



Slika 4.37. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 506.204 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [11].

4. 1. 7. Slaganje Starkovih poluširina unutar multiplleta



U spektroskopiji su pokazane određene regularnosti u odnosu na talasne dužine i energijske nivoe, kao i za jačine oscilatora, efikasnih preseka za sudare i druge veličine.

U slučaju širenja linija regularnosti bi trebalo da proističu iz regularnosti preseka za elastične i neelastične sudare između atoma, odnosno jona koji zrači i slobodnih elektrona plazme, pri čemu sudari sa jonima plazme imaju manji uticaj. Interakcije sa susednim dozvoljenim nivoima imaju najveći doprinos širenju. Iako pravilnosti za efektivne preseke postoje, regularnosti Starkovih parametara nisu toliko očigledni zbog mnoštva sudarnih procesa koji doprinose širenju linije, a često nisu uzeti u obzir pri proračunima tih parametara, kao na primer uticaj jona na širenje linije.

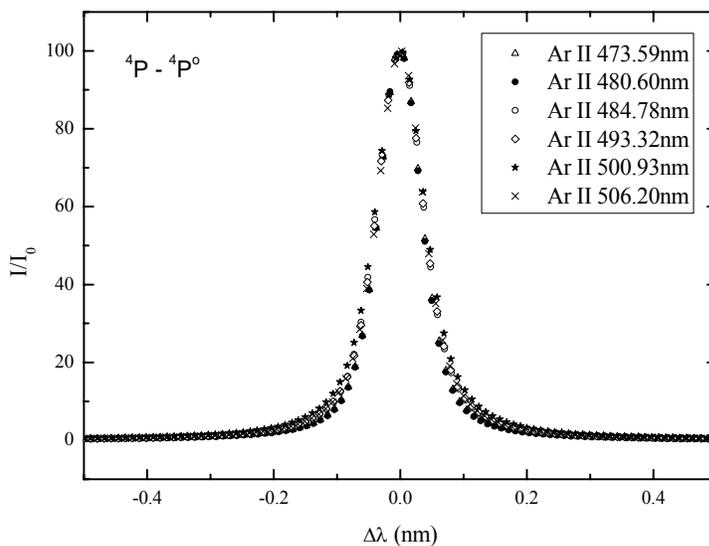
Sem u slučaju spektara jednostavnih atomskih sistema, regularnosti bi trebalo da postoje i za prelaze u komplikovanim sistemima koje se odnose kako na supermultiplete, tako i na multiplete prelaza.

Multiplet čine linije koje nastaju prelazima između nivoa sa istim kvantnim brojevima n, ℓ, S i L i različitim kvantnim brojevima ukupnog momenta impulsa J .

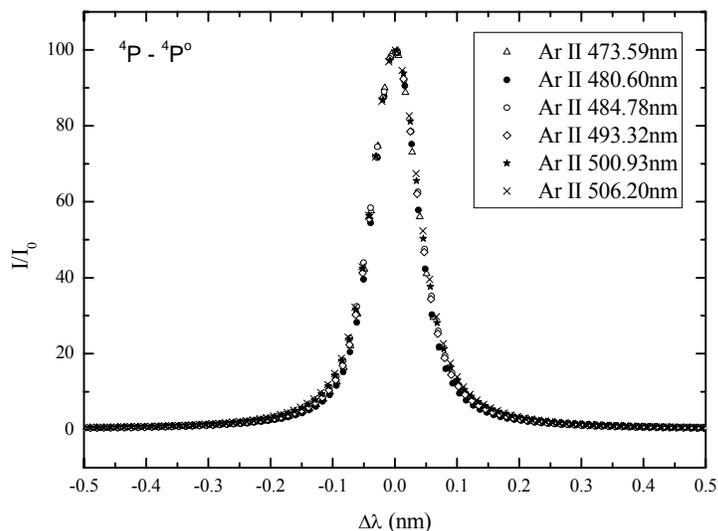
Sem razlike u kvantnom broju J , perturbacioni nivoi za linije unutar multiplleta su isti, pa i efektivni preseki bi trebalo da budu isti.

Prema [41] Starkove širine unutar multiplleta se slažu unutar nekoliko procenata.

Na slikama 4.38 i 4.39 prikazani su Voigtovi profili 6 linija Ar II iz multipleta $4s\ ^4P_{J_l} - 4p\ ^4P_{J_u}^o$ pri manjoj i pri većoj struji pražnjenja.



Slika 4.38. Starkovi profili 6 linija Ar II iz multipleta $4s\ ^4P_{J_l} - 4p\ ^4P_{J_u}^o$ pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.

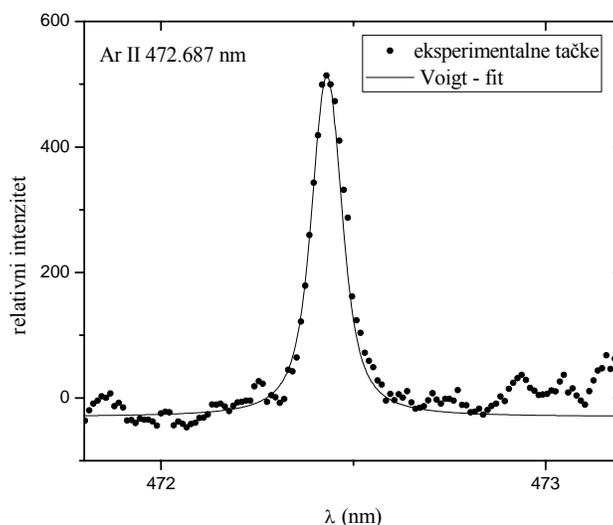


Slika 4.39. Starkovi profili 6 linija Ar II iz multipleta $4s\ ^4P_{J_l} - 4p\ ^4P_{J_u}^o$ pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.

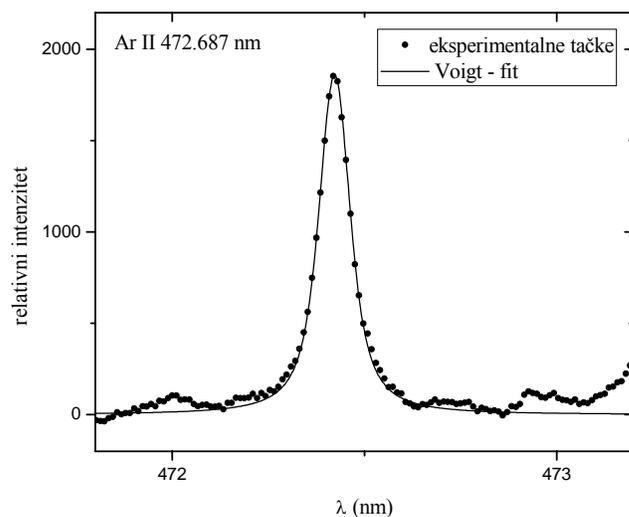
Na osnovu ovih ilustracija se vidi da vrednosti w_m unutar multiplleta pokazuju dobro slaganje. Za malu struju pražnjenja varijacije w_m oko srednje vrednosti su $\pm 10\%$, dok u slučaju velike struje pražnjenja odstupanje su manja, iznose $\pm 6\%$, što se i moglo očekivati, jer je intenzitet linija veći, pa je odnos signal/šum manji. Kako je greška merenja Starkove poluširine procenjena na $\pm 12\% - \pm 20\%$ u zavisnosti od intenziteta linije i odnosa signal/šum, može se zaključiti da je slaganje w_m unutar multiplleta dobro.

4. 1. 8. Spektralna linija Ar II 472.686 nm: $3p^4(^3P)4s^2P_{3/2} - 3p^4(^3P)4p^2D_{3/2}^o$

Na slikama 4.40 i 4.41 prikazani su eksperimentalni i fitovani (Voigtovi) profili spektralne linije Ar II 472.69 nm pri maloj i velikoj struji pražnjenja.



Slika 4.40. Profil Ar II 472.687 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.41. Profil Ar II 472.687 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

U tabeli 4.27 su date vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 472.69 nm, Lorentzova poluširina, kao i eksperimentalna vrednost Starkove širine za određene uslove u plazmi.

Tabela 4.27. Vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 472.687 nm.

	w_p (nm)	w_{vw} (nm)	w_R (nm)	w_L (nm)	w_S (nm)
$N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ $T_e = 13400 \text{ K}$	$6.98 \cdot 10^{-6}$	$4.01 \cdot 10^{-4}$	$3.29 \cdot 10^{-4}$ $9.40 \cdot 10^{-4}$	0.064	0.063
$N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ $T_e = 14200 \text{ K}$	$6.98 \cdot 10^{-6}$	$2.75 \cdot 10^{-4}$	$4.25 \cdot 10^{-4}$ $1.21 \cdot 10^{-4}$	0.068	0.067

U tabeli 4.28 prikazano je određivanje pomeraja Ar II 472.69 nm spektralne linije pri uslovima velike struje pražnjenja.

Pri manjoj struji pražnjenja, za $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i $T_e = 13400 \text{ K}$, nije bilo moguće odrediti Starkov pomeraj.

Tabela 4.28. Merenje pomeraja Ar II 472.687 nm spektralne linije pri $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i $T_e = 14200 \text{ K}$.

$\lambda_0^{\text{exp}} (\text{Mo I})$ (nm)	$\lambda_0^{\text{NIST}} (\text{Mo I})$ (nm)	$\lambda_0^{\text{exp}} (\text{Ar II})$ (nm)	$\lambda_0^{\text{NIST}} (\text{Ar II})$ (nm)	d_m (nm)
472.8934	473.144	472.422	472.686	- 0.0134

U tabeli 4.29 prikazane su eksperimentalne i teorijske vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 472.69 nm i odnos eksperimentalnih i teorijski vrednosti kao pokazatelj slaganja eksperimenta i teorije.

Tabela 4.29. Starkovi parametri linije Ar II 472.687 nm.

N_e (10^{23} m^{-3}) T_e (K)	w_m (nm)	d_m (nm)	w_{DK} (nm)	d_{DK} (nm)	w_G (nm)	d_G (nm)	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$
1.27 , 13400	0.063	-	0.050	-0.015	-	-	1.26	-	-	-
1.60 , 14200	0.067	- 0.013	0.061	-0.0184	-	-	1.10	0.73	-	-

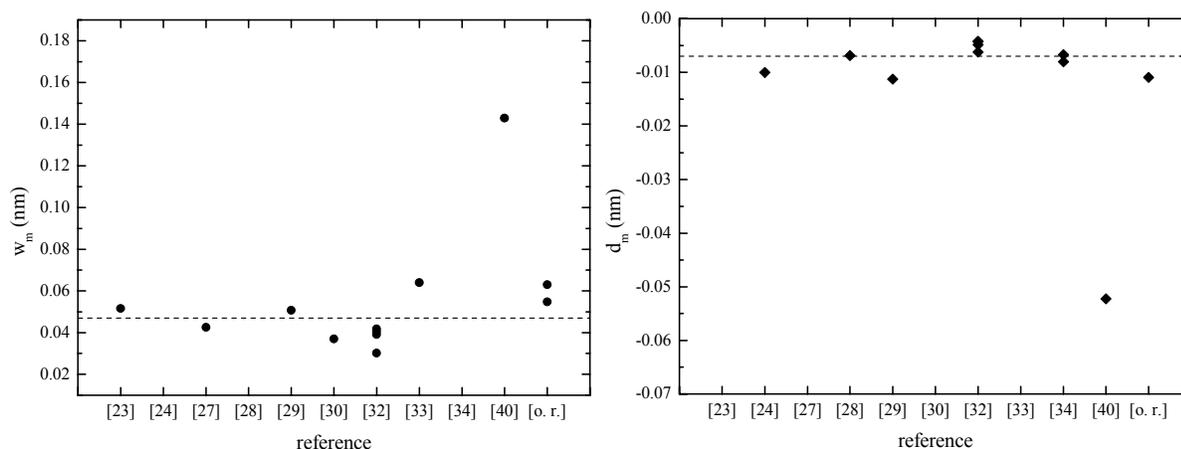
Teorijske vrednosti [3] za ovaj multiplet nisu bile dostupne.

Na slikama 4.42 i 4.42 prikazani su eksperimentalni rezultati Starkovih parametara dobijeni u ovom radu [o.r.] i u radovima [23,24,27-30,32-34,40] preračunate za N_e i T_e koji odgovaraju uslovima plazme postignutim u ovom radu.

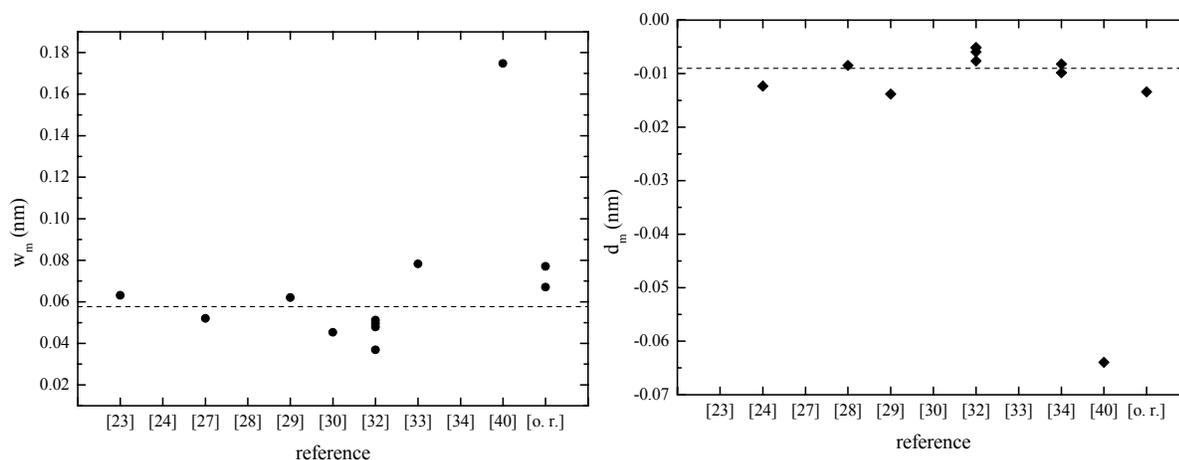
Pri računanju srednjih vrednosti kako w_m , tako i d_m , nisu uzeti u obzir rezultati rada [40] zbog velikog odstupanja od srednje vrednosti. Ove vrednosti su, međutim, prikazane na slikama.

Vrednosti merenih Starkovih poluširina (bez rezultata rada [40]) se kreću u intervalu između 0.030 nm i 0.064 nm za malu struju pražnjenja i 0.037 nm – 0.08 nm za veliku struju pražnjenja.

Eksperimentalne vrednosti Starkovih pomeraja (bez rezultata rada [40]) se kreću u intervalu između - 0.052 nm i - 0.004 nm za malu struju pražnjenja i - 0.014 nm – - 0.005 nm za veliku struju pražnjenja. U svim radovima su dobijeni negativni šiftovi.



Slika 4.42. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 472.687 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.43. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 472.687 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

U tabeli 4.30 prikazani su sve eksperimentalno dobijene vrednosti Starkovih parametara iz radova [23,24,27-30,32-34,40] i rezultati ovog rada (o.r.) pri različitim parametrima plazme, kao i poređenje svih rezultata sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12] pri čemu su teorijske vrednosti preračunate za uslove plazmi u različitim eksperimentima.

U radovima [23,24,27,28,29] eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara su upoređene sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu teorije [3], dok ostali autori nisu imali na raspolaganju ove vrednosti.

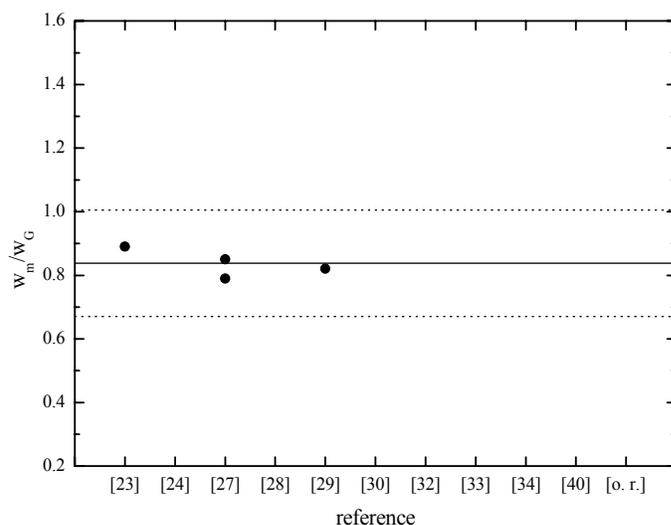
Tabela 4.30. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 472.687 nm i njihovo poređenje sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12].

T_e (K)	N_e (10^{23} m^{-3})	w_m (nm)	d_m (nm)	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	Ref.
13400	1.27	0.063	-	-	-	1.26	-	o. r.
14200	1.60	0.067	-0.0134	-	-	1.10	0.73	o. r.
13800	1.2	0.048	-	0.89	-	1.03		[23]
13800	1.0		-0.0078	-	0.47	-	0.67	[24]
8500	1.0	0.042	-	0.79	-	0.85	-	[27]
16500	1.0	0.036		0.85	-	1.02	-	
20000	1.8	-	-0.008		0.30	-	0.45	[28]
16500	1.0	0.036	-0.008	0.82	0.50	1.02	0.74	[29]
12800	1.0	0.0298	-	-	-	0.74	-	[30]
12000	0.69	0.082	-0.03	-	-	2.86	3.52	[40]
10880	2.03	0.0741	-0.0086	-	-	0.84	0.33	[32]
11520	1.79	0.0594	-0.0064	-	-	0.78	0.28	
12200	0.74	0.0184	-0.0038	-	-	0.60	0.42	
13030	1.1	0.0356	-0.0037	-	-	0.81	0.28	
22000	1.0	0.0393	-	-	-	1.28	-	[33]
18400	1.0	-	-0.0045	-	-	-	0.44	[34]
26500	1.0	-	-0.0045	-	-	-	0.52	

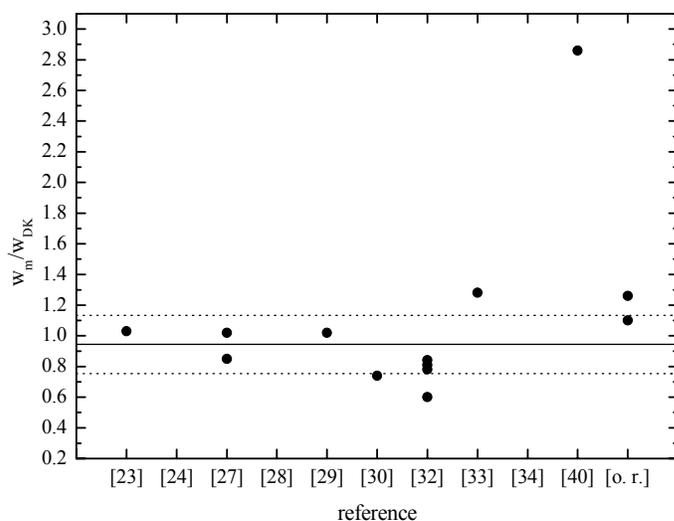
Odnos merenih Starkovih poluširina i teorijskih vrednosti [3] se kreće u intervalu 0.79–0.89, dok se odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti [11] kreće u intervalu 0.60–2.86.

Odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti pomeraja pokazuje mnogo veće neslaganje nego odnos poluširina, vrednost odnosa se kreće u intervalu 0.44–8.13 za [3], i 0.32–5.89 za [12]. Najveće neslaganje pokazuju rezultati rada [40].

Na slikama 4.44 i 4.45 dat je grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3] i [11]. Srednja vrednost odnosa merenih i teorijskih vrednosti je obeležena punom linijom, dok je isprekidanom linijom označen koridor od 20% odstupanja od srednje vrednosti.



Slika 4.44. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 472.687 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3].

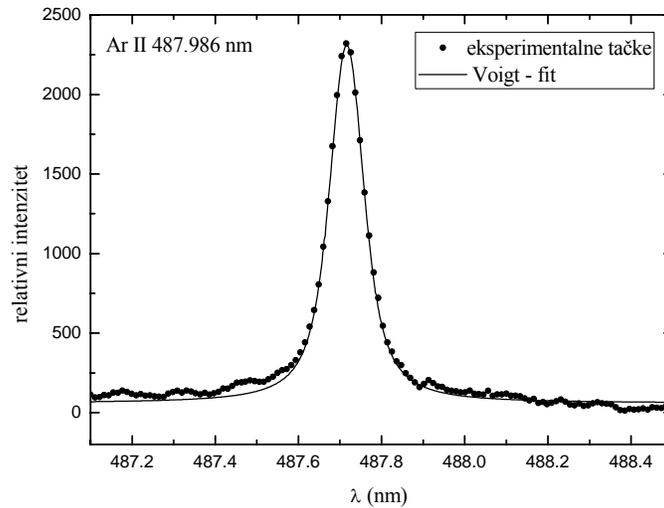


Slika 4.45. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 472.687 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [11].

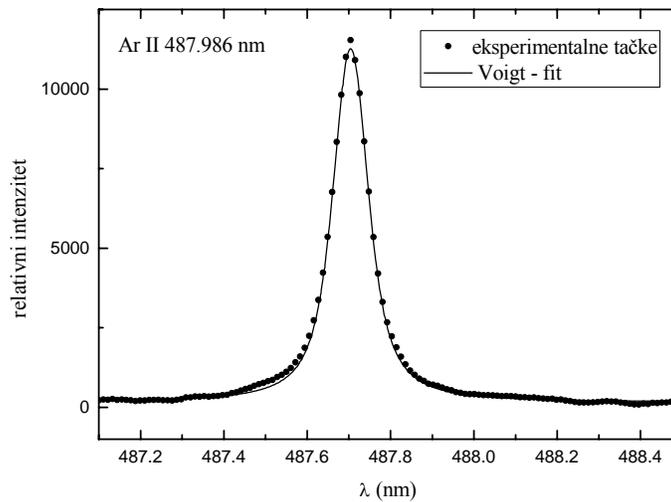
Pri računanju srednje vrednosti w_m/w_{DK} i koridora na grafiku 4.45 nisu uzeti u obzir rezultati rada [40] zbog velikog odstupanja od srednje vrednosti.

4. 1. 9. Spektralna linija Ar II 487.986 nm: $3p^4(^3P)4s^2P_{3/2} - 3p^4(^3P)4p^2D_{5/2}^o$

Na slikama 4.46 i 4.47 prikazani su eksperimentalni i fitovani (Voigtovi) profili spektralne linije Ar II 487.99 nm pri maloj i velikoj struji pražnjenja.



Slika 4.46. Profil Ar II 487.986 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.47. Profil Ar II 487.986 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

U tabeli 4.31 su date vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 487.99 nm, Lorentzova poluširina, kao i eksperimentalna vrednost Starkove širine za određene uslove u plazmi.

Tabela 4.31. Vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 487.986 nm.

	w_P (nm)	w_{vW} (nm)	w_R (nm)	w_L (nm)	w_S (nm)
$N_e = 1.27 \cdot 10^{23} m^{-3}$ $T_e = 13400K$	$1.04 \cdot 10^{-5}$	$4.21 \cdot 10^{-4}$	$3.50 \cdot 10^{-4}$	0.067	0.066
$N_e = 1.60 \cdot 10^{23} m^{-3}$ $T_e = 14200K$	$1.04 \cdot 10^{-5}$	$2.88 \cdot 10^{-4}$	$4.50 \cdot 10^{-4}$	0.073	0.072

U tabeli 4.32 prikazano je određivanje pomeraja Ar II 487.99 nm spektralne linije pri uslovima male struje pražnjenja.

Tabela 4.32. Merenje pomeraja Ar II 487.986 nm spektralne linije pri $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} m^{-3}$ i $T_e = 13400K$.

λ_0^{exp} (Ca I) (nm)	λ_0^{NIST} (Ca I) (nm)	λ_0^{exp} (Ar II) (nm)	λ_0^{NIST} (Ar II) (nm)	d_m (nm)
487.5548	487.813	487.716	487.986	- 0.0118

Pri većoj struji pražnjenja, za $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} m^{-3}$ i $T_e = 14200K$, dobija se $d_m = -0.0238 \text{ nm}$.

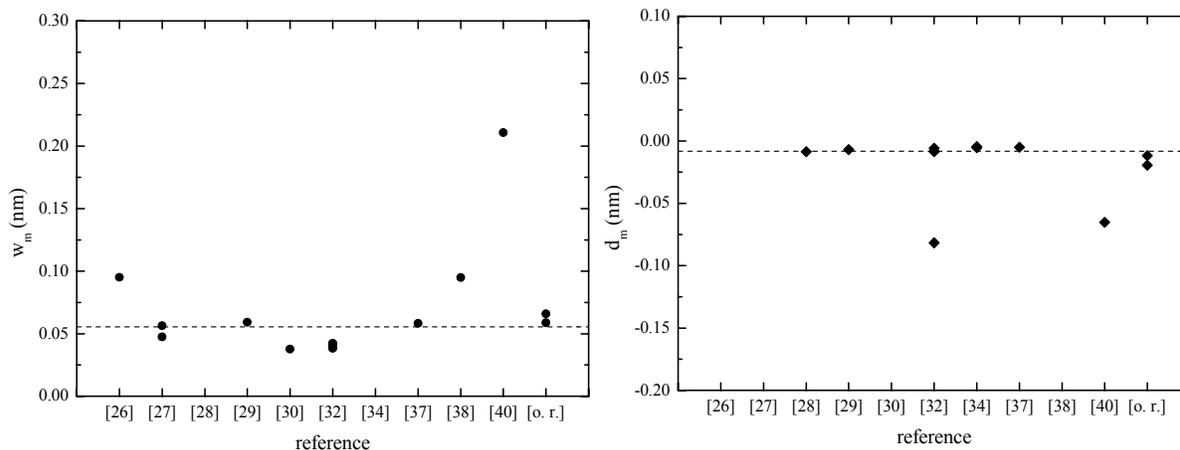
U tabeli 4.33 prikazane su eksperimentalne i teorijske vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 487.99 nm i odnos eksperimentalnih i teorijski vrednosti kao pokazatelj slaganja eksperimenta i teorije.

Tabela 4.33. Starkovi parametri linije Ar II 487.986 nm.

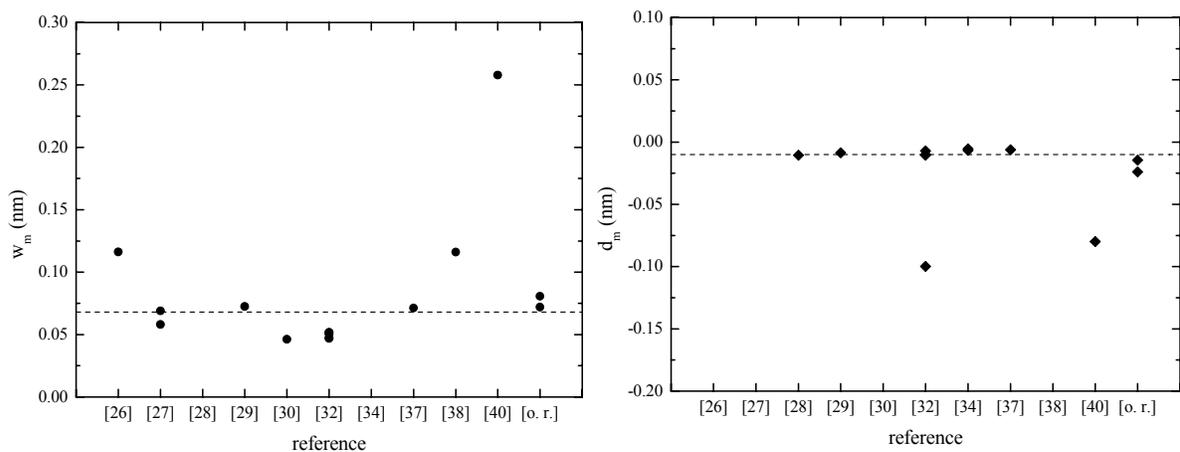
N_e ($10^{23} m^{-3}$) T_e (K)	w_m (nm)	d_m (nm)	w_{DK} (nm)	d_{DK} (nm)	w_G (nm)	d_G (nm)	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$
1.27, 13400	0.066	- 0.012	0.053	-0.016	-	-	1.25	1.12	-	-
1.60, 14200	0.072	-0.024	0.065	-0.019	-	-	1.10	1.25	-	-

Na slikama 4.48 i 4.49 prikazani su eksperimentalni rezultati Starkovih parametara dobijeni u ovom radu [o.r.] i u radovima [26-30,32,34,37,38,40] preračunate za N_e i T_e koji odgovaraju uslovima plazme postignutim u ovom radu.

. Pri računanju srednjih vrednosti w_m nisu uzeti u obzir rezultati rada [40] zbog velikog odstupanja od srednje vrednosti, dok pri računanju srednjih vrednosti d_m , iz istih razloga, izuzeti su rezultati radova [32,40].



Slika 4.48. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 487.986 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.49. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 487.986 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

Vrednosti merenih Starkovih poluširina (bez rezultata rada [40]) se kreću u intervalu između 0.038 nm i 0.095 nm za malu struju pražnjenja i 0.046 nm – 0.116 nm za veliku struju pražnjenja.

Ekperimentalne vrednosti Starkovih pomeraja (bez rezultata rada [40] i [32]) se kreću u intervalu između - 0.019 nm i - 0.0045 nm za malu struju pražnjenja i - 0.0238 nm – - 0.0055 nm za veliku struju pražnjenja. U svim radovima su dobijeni negativni šiftovi.

U tabeli 4.34 prikazani su sve eksperimentalno dobijene vrednosti Starkovih parametara iz radova [26-29,30,32,34,37,38,40] i rezultati ovog rada (o.r.) pri različitim parametrima plazme, kao i poređenje svih rezultata sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12] pri čemu su teorijske vrednosti preračunate za uslove plazmi u različitim eksperimentima.

U radovima [26-29,37,38] eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara su upoređene sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu teorije [3], dok ostali autori nisu imali na raspolaganju ove vrednosti.

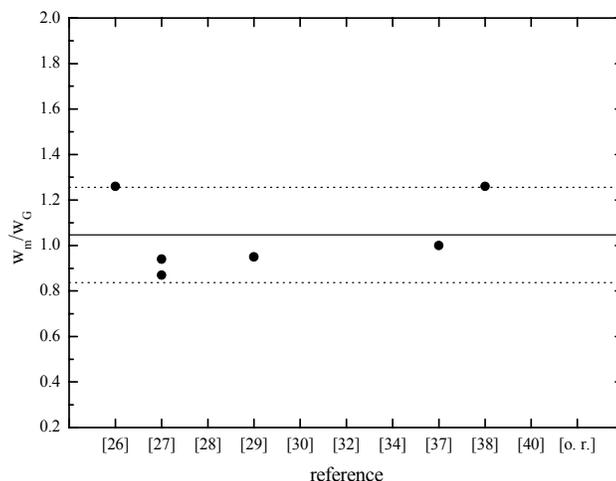
Tabela 4.34. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 487.986 nm i njihovo poređenje sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12].

T_e (K)	N_e (10^{23} m^{-3})	w_m (nm)	d_m (nm)	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	Ref.
13400	1.27	0.066	- 0.0118	-	-	1.25	1.12	o. r.
14200	1.60	0.072	-0.0238	-	-	1.10	1.25	o. r.
31000	4.4	0.216	-	1.26	-	1.78	-	[38]
31000	1.0	0.0492	-	1.26	-	1.79	-	[26]
13900	0.8	0.036	-0.0031	1.0	0.23	1.1	0.32	[37]
9700	1.0	0.044	-	0.87	-	0.89	-	[27]
16500	1.0	0.04	-	0.94	-	1.06	-	
20000	1.8	-	-0.01	-	0.38	-	0.54	[28]
16500	1.0	0.042	-0.005	0.95	0.31	1.11	0.45	[29]
12800	1.0	0.0304	-	-	-	0.71	-	[30]
12000	0.69	0.121	-0.0375	-	-	3.96	4.22	[40]
10880	2.03	0.0728	-0.0152	-	-	0.77	0.56	[32]
11520	1.79	0.0587	-0.124	-	-	0.73	0.53	
12200	0.74	0.0234	-0.005	-	-	0.72	0.53	
13030	1.1	0.037	-0.005	-	-	0.79	0.37	
13880	1.39	0.0454	-0.0062	-	-	0.79	0.37	
18400	1.0	-	-0.003	-	-	-	0.28	[34]
26500	1.0	-	-0.003	-	-	-	0.33	

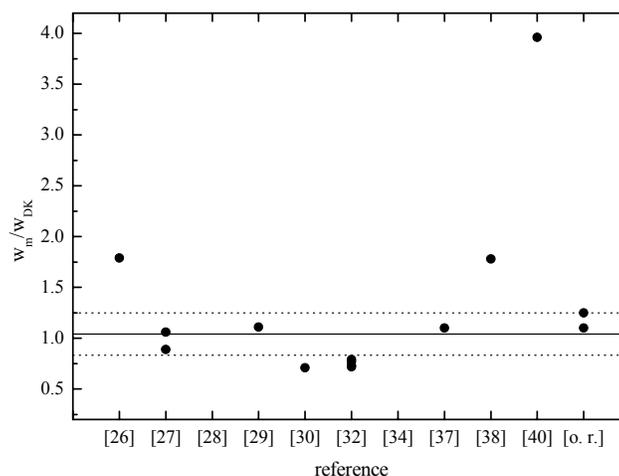
Odnos merenih Starkovih poluširina i teorijskih vrednosti [3] se kreće u intervalu 0.87 – 1.26, dok se odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti [11] kreće u intervalu 0.71 – 3.96.

Odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti pomeraja se kreće u intervalu 0.23 – 0.38 za [3], i 0.28 – 4.22 za [12]. Najveće neslaganje pokazuju rezultati rada [40].

Na slikama 4.50 i 4.51 dat je grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3] i [11]. Srednja vrednost odnosa merenih i teorijskih vrednosti je obeležena punom linijom, dok je isprekidanom linijom označen koridor od 20% odstupanja od srednje vrednosti.



Slika 4.50. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 487.986 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3].

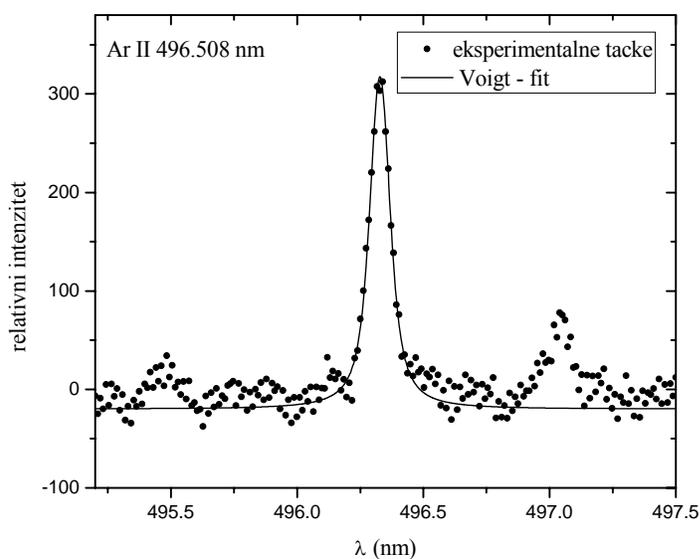


Slika 4.51. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 487.986 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [11].

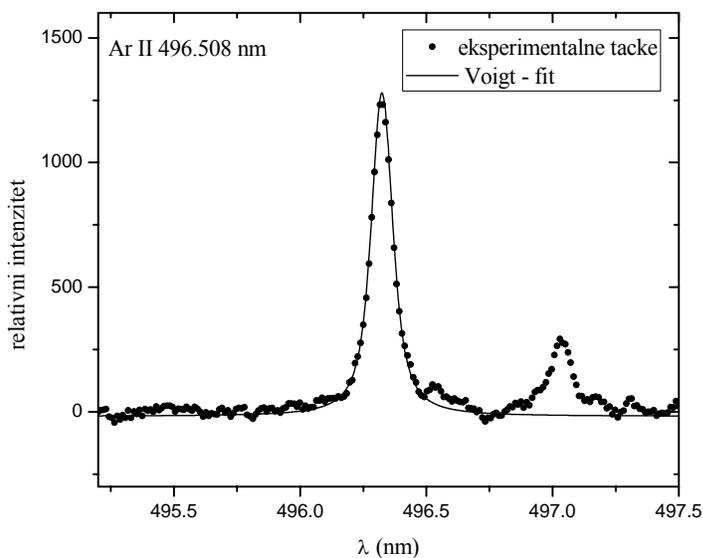
Pri računanju srednje vrednosti w_m/w_{DK} i koridora na grafiku 4.51 nisu uzeti u obzir rezultati rada [40] zbog velikog odstupanja od srednje vrednosti.

4. 1. 10. Spektralna linija Ar II 496.508 nm: $3p^4(^3P)4s^2P_{1/2} - 3p^4(^3P)4p^2D_{3/2}^0$

Na slikama 4.52 i 4.53 prikazani su eksperimentalni i fitovani (Voigtovi) profili spektralne linije Ar II 496.508 nm pri maloj i velikoj struji pražnjenja.



Slika 4.52. Profil Ar II 496.508 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.53. Profil Ar II 496.508 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

U tabeli 4.35 su date vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 496.51 nm, Lorentzova poluširina, kao i eksperimentalna vrednost Starkove širine za određene uslove u plazmi.

Tabela 4.35. Vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 496.508 nm.

	w _P (nm)	w _{VW} (nm)	w _R (nm)	w _L (nm)	w _S (nm)
N _e = 1.27 · 10 ²³ m ⁻³ T _e = 13400K	5.16 · 10 ⁻⁶	4.38 · 10 ⁻⁴	1.10 · 10 ⁻⁴ 3.00 · 10 ⁻⁴	0.068	0.067
N _e = 1.60 · 10 ²³ m ⁻³ T _e = 14200K	5.16 · 10 ⁻⁶	3.00 · 10 ⁻⁴	1.40 · 10 ⁻⁴ 3.90 · 10 ⁻⁴	0.073	0.072

Pomeraj za ovu spektralnu liniju, zbog nedostatka odgovarajuće referentne linije, nije bilo moguće odrediti.

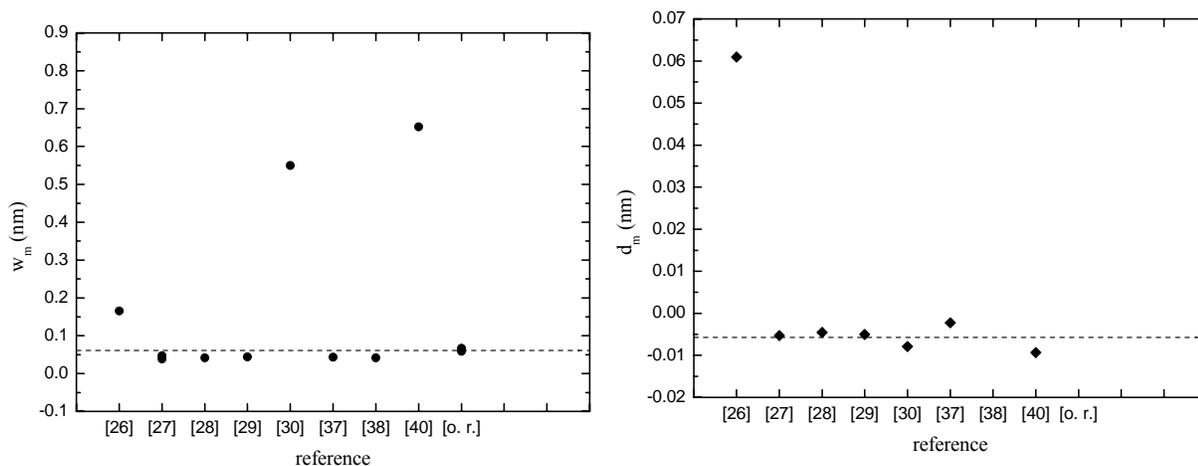
U tabeli 4.36 prikazane su eksperimentalne i teorijske vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 496.51 nm i odnos eksperimentalnih i teorijski vrednosti kao pokazatelj slaganja eksperimenta i teorije.

Tabela 4.36. Starkovi parametri linije Ar II 496.508 nm.

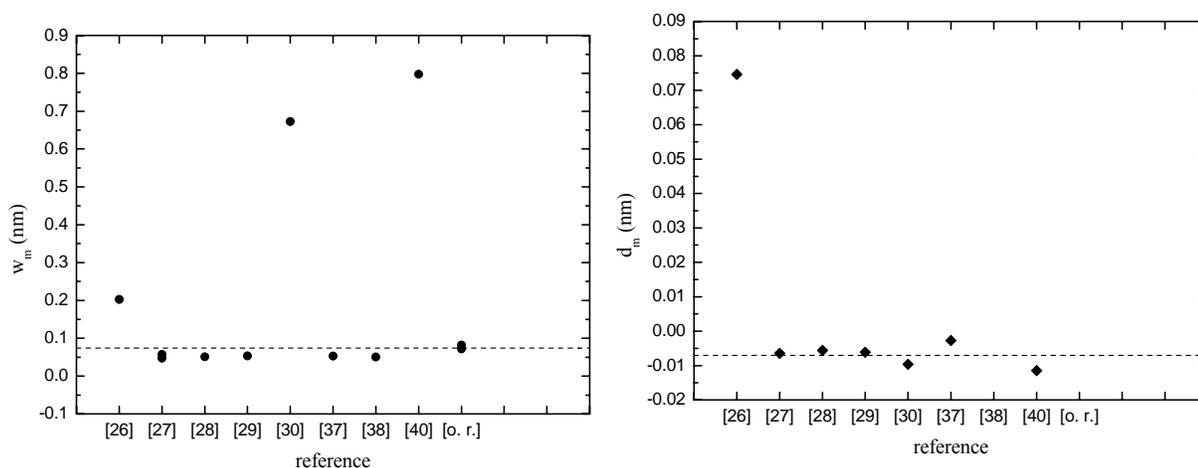
N _e (10 ²³ m ⁻³) T _e (K)	w _m (nm)	d _m (nm)	w _{DK} (nm)	d _{DK} (nm)	w _G (nm)	d _G (nm)	w _m / w _{DK}	d _m / d _{DK}	w _m / w _G	d _m / d _G
1.27, 13400	0.067	-	0.056	-0.017	-	-	1.20	-	-	-
1.60, 14200	0.072	-	0.068	-0.018	-	-	1.05	-	-	-

Na slikama 4.54 i 4.55 prikazani su eksperimentalni rezultati Starkovih parametara dobijeni u ovom radu [o.r.] i u radovima [30,32,34,40] preračunate za N_e i T_e koji odgovaraju uslovima plazme postignutim u ovom radu.

. Pri računanju srednjih vrednosti w_m nisu uzeti u obzir rezultati radova [30,40] zbog velikog odstupanja od srednje vrednosti, dok pri računanju srednjih vrednosti d_m, zbog pozitivnog predznaka šifra, izuzeti su rezultati rada [26].



Slika 4.54. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 496.508 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.55. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 496.508 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

Vrednosti merenih Starkovih poluširina (bez rezultata rada [30,40]) se kreću u intervalu između 0.039 nm i 0.165 nm za malu struju pražnjenja i 0.047 nm – 0.200 nm za veliku struju pražnjenja.

Eksperimentalne vrednosti Starkovih pomeraja (bez rezultata rada [26]) se kreću u intervalu između - 0.009 nm i - 0.002 nm za malu struju pražnjenja i - 0.011 nm – - 0.003 nm za veliku struju pražnjenja. Izuzev rada [26] u svim radovima su dobijeni negativni šiftovi.

U tabeli 4.37. prikazani su sve eksperimentalno dobijene vrednosti Starkovih parametara iz radova [30,32,34,40] i rezultati ovog rada (o.r.) pri različitim parametrima

plazme, kao i poređenje svih rezultata sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12] pri čemu su teorijske vrednosti preračunate za uslove plazmi u različitim eksperimentima.

Tabela 4.37. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 496.508 nm i njihovo poređenje sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12].

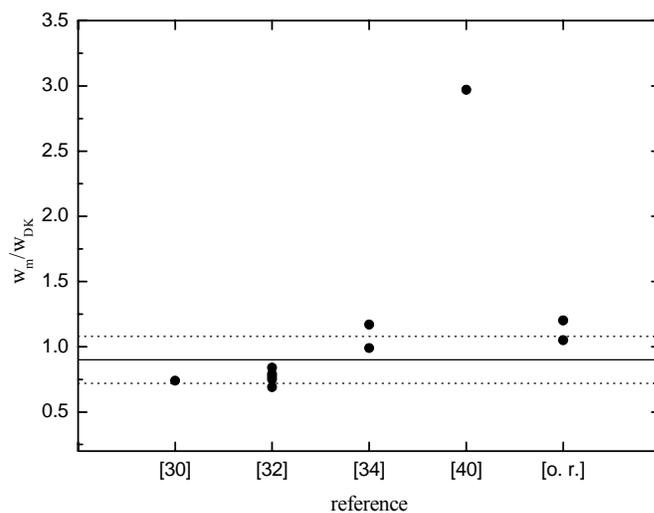
T_e (K)	N_e (10^{23} m^{-3})	w_m (nm)	d_m (nm)	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	Ref.
13400	1.27	0.067	-	-	-	1.20	-	o. r.
14200	1.60	0.072	-	-	-	1.05	-	o. r.
12800	1.0	0.0334	-	-	-	0.74	-	[30]
12000	0.69	0.095	0.035	-	-	2.97	-	[40]
10880	2.03	0.0764	-0.004	-	-	0.77	0.14	[32]
11520	1.79	0.0587	-0.008	-	-	0.69	0.32	
12200	0.74	0.0285	-	-	-	0.84	-	
13030	1.1	0.0366	-0.004	-	-	0.75	0.27	
13880	1.39	0.0472	-0.0054	-	-	0.79	0.30	[34]
16500	1.0	0.39	-0.0056	-	-	0.99	0.47	
23200	1.0	0.39	-0.0056	-	-	1.17	0.54	

Teorijske vrednosti Starkovih parametara [3] nisu bili na raspolaganju za ovu spektralnu liniju.

Odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti poluširina [11] kreće se u intervalu 0.69 – 2.97. Najveće neslaganje pokazuju rezultati rada [40].

Odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti pomeraja se kreće u intervalu 0.14 – 0.54 za [12].

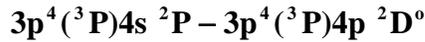
Na slici 4.56 dat je grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [11]. Srednja vrednost odnosa merenih i teorijskih vrednosti je obeležena punom linijom, dok je isprekidanom linijom označen koridor od 20% odstupanja od srednje vrednosti.



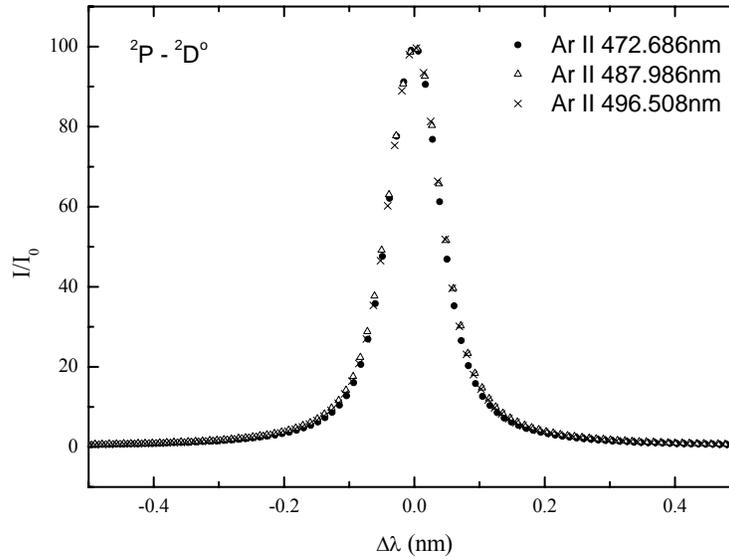
Slika 4.56. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 484.781 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3].

Pri računanju srednje vrednosti w_m/w_{DK} i koridora na grafiku 4.56 nisu uzeti u obzir rezultati rada [40] zbog velikog odstupanja od srednje vrednosti.

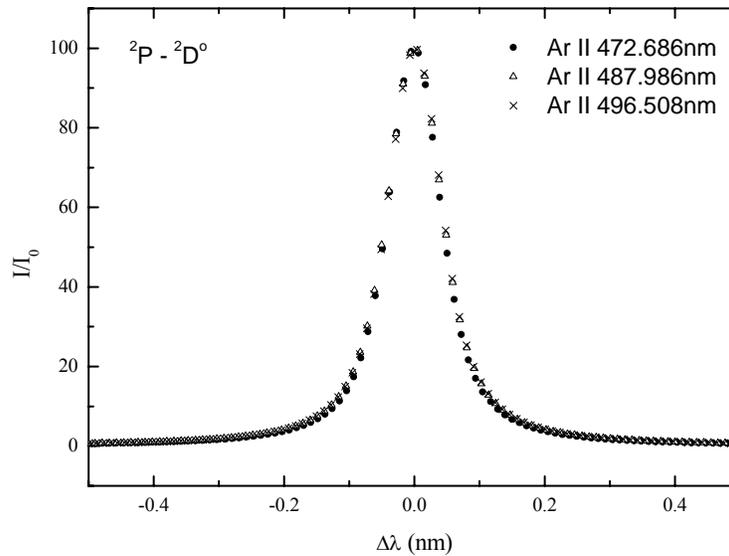
4. 1. 11. Slaganje Starkovih poluširina unutar multiplleta



Na slikama 4.57 i 4.58 prikazani su Voigtovi profili 3 linija Ar II iz multiplleta $4s^2P_{J_l} - 4p^2D_{J_u}^o$ pri manjoj i pri većoj struji pražnjenja.



Slika 4.57. Starkovi profili 3 linija Ar II iz multiplleta $4s^2P_{J_l} - 4p^2D_{J_u}^o$ pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.

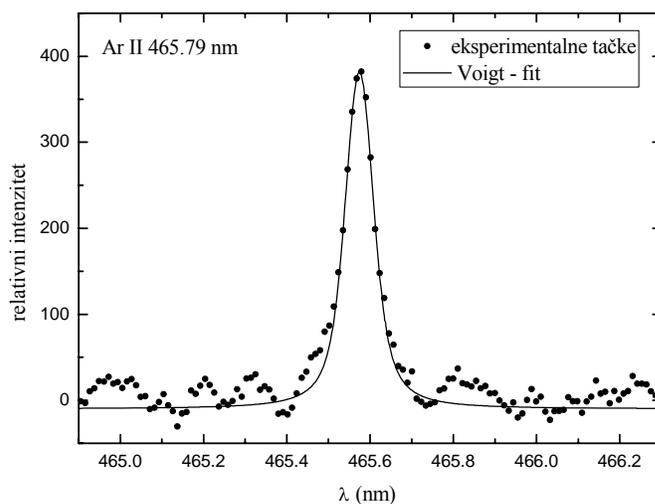


Slika 4.58. Starkovi profili 3 linija Ar II iz multiplleta $4s^2P_{J_l} - 4p^2D_{J_u}^o$ pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.

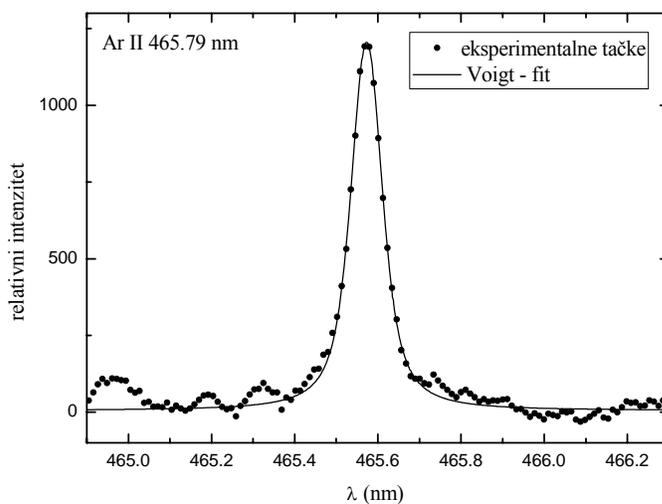
Za malu struju pražnjenja varijacije w_m oko srednje vrednosti su $\pm 3\%$, dok u slučaju velike struje pražnjenja odstupanje iznose $\pm 2\%$.

4. 1. 12. Spektralna linija Ar II 465.790 nm: $3p^4(^3P)4s^2P_{3/2} - 3p^4(^3P)4p^2P_{1/2}^o$

Na slikama 4.59 i 4.60 prikazani su eksperimentalni i fitovani (Voigtovi) profili spektralne linije Ar II 465.79 nm pri maloj i velikoj struji pražnjenja.



Slika 4.59. Profil Ar II 465.79 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.60. Profil Ar II 465.79 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

U tabeli 4.38 su date vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 465.79 nm, Lorentzova poluširina, kao i eksperimentalna vrednost Starkove širine za određene uslove u plazmi.

Tabela 4.38. Vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 465.79 nm.

	w_P (nm)	w_{vw} (nm)	w_R (nm)	w_L (nm)	w_S (nm)
$N_e = 1.27 \cdot 10^{23} m^{-3}$ $T_e = 13400 K$	$1.03 \cdot 10^{-5}$	$3.92 \cdot 10^{-4}$	$3.20 \cdot 10^{-4}$ $9.12 \cdot 10^{-5}$	0.047	0.046
$N_e = 1.60 \cdot 10^{23} m^{-3}$ $T_e = 14200 K$	$1.03 \cdot 10^{-5}$	$2.68 \cdot 10^{-4}$	$4.10 \cdot 10^{-4}$ $1.20 \cdot 10^{-4}$	0.058	0.057

U tabeli 4.39 prikazano je određivanje pomeraja Ar II 465.79 nm spektralne linije pri uslovima male struje pražnjenja.

Tabela 4.39. Merenje pomeraja Ar II 465.79 nm spektralne linije pri $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} m^{-3}$ i $T_e = 13400 K$.

λ_0^{exp} (Cu I) (nm)	λ_0^{NIST} (Cu I) (nm)	λ_0^{exp} (Ar II) (nm)	λ_0^{NIST} (Ar II) (nm)	d_m (nm)
464.912	465.112	465.574	465.789	- 0.015

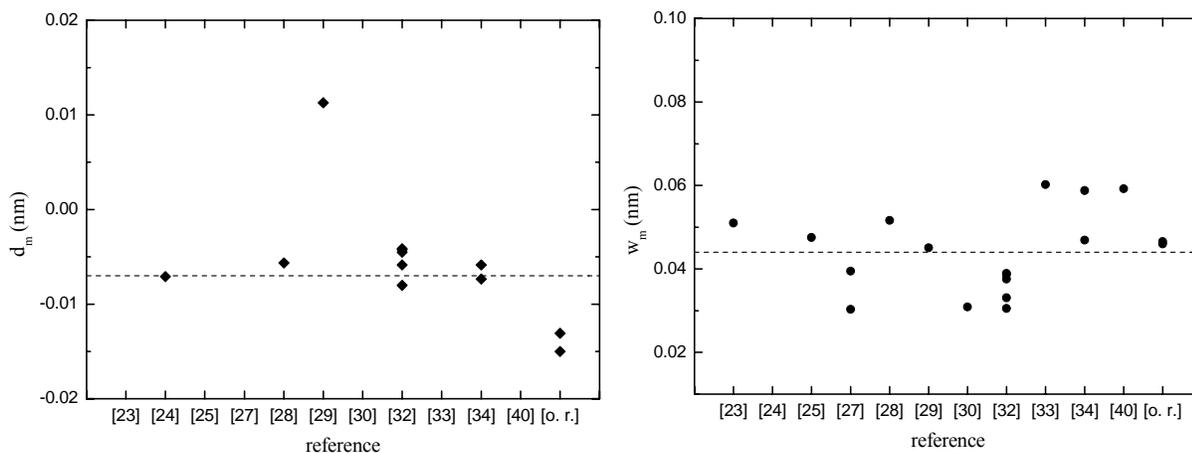
Pri većoj struji pražnjenja, za $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} m^{-3}$ i $T_e = 14200 K$, dobija se $d_m = -0.016 nm$.

U tabeli 4.40 prikazane su eksperimentalne i teorijske vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 465.79 nm i odnos eksperimentalnih i teorijski vrednosti kao pokazatelj slaganja eksperimenta i teorije.

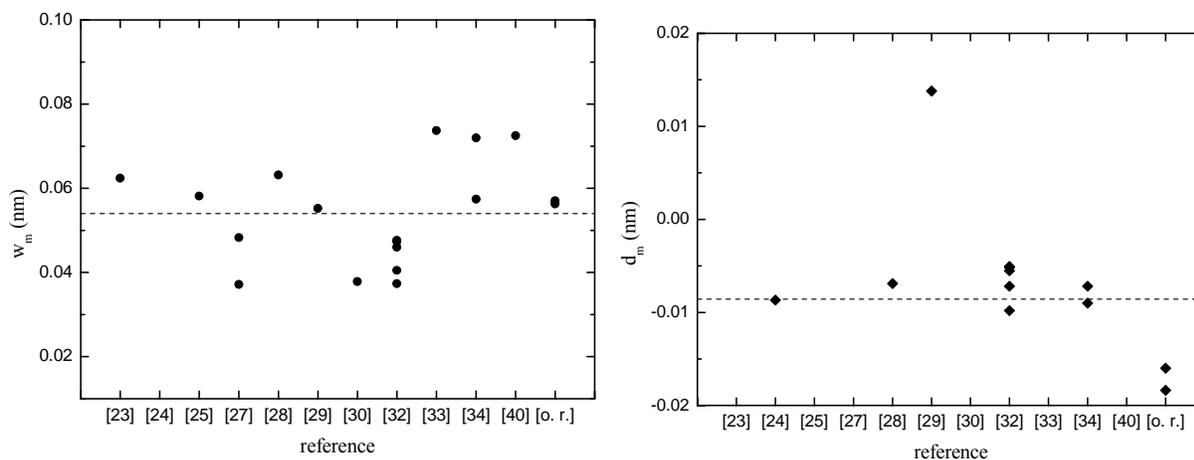
Tabela 4.40. Starkovi parametri linije Ar II 465.79 nm.

N_e ($10^{23} m^{-3}$) T_e (K)	w_m (nm)	d_m (nm)	w_{DK} (nm)	d_{DK} (nm)	w_G (nm)	d_G (nm)	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$
1.27, 13400	0.046	- 0.015	0.047	-0.015	-	-	0.98	1.00	-	-
1.60, 14200	0.057	-0.016	0.058	-0.019	-	-	0.99	0.85	-	-

Na slikama 4.61 i 4.62 prikazani su eksperimentalni rezultati Starkovih parametara dobijeni u ovom radu [o.r.] i u radovima [23-25,27-30,32-34,40] preračunate za N_e i T_e koji odgovaraju uslovima plazme postignutim u ovom radu. Pri računanju srednjih vrednosti d_m , zbog pozitivnog predznaka šifra, izuzeti su rezultati rada [29].



Slika 4.61. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 465.79 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.62. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 465.79 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

Vrednosti merenih Starkovih poluširina se kreću u intervalu između 0.03 nm i 0.06 nm za malu struju pražnjenja i 0.037 nm – 0.074 nm za veliku struju pražnjenja.

Eksperimentalne vrednosti Starkovih pomeraja (bez rezultata rada [29]) se kreću u intervalu između - 0.022 nm i - 0.004 nm za malu struju pražnjenja i - 0.027 nm – - 0.005 nm za veliku struju pražnjenja. Izuzev rada [29] u svim radovima su dobijeni negativni šiftovi.

U tabeli 4.41 prikazani su sve eksperimentalno dobijene vrednosti Starkovih parametara iz radova [23-25,27-30,32-34,40] i rezultati ovog rada (o.r.) pri različitim parametrima plazme, kao i poređenje svih rezultata sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12] pri čemu su teorijske vrednosti preračunate za uslove plazmi u različitim eksperimentima.

Tabela 4.41. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 465.79 nm i njihovo poređenje sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12].

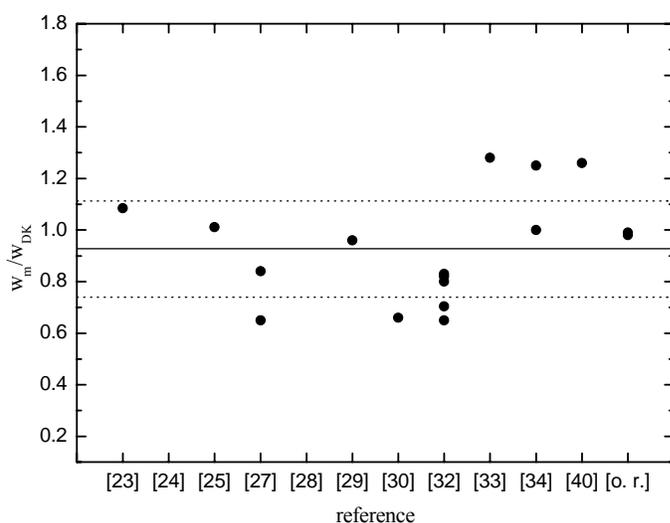
T_e (K)	N_e (10^{23} m^{-3})	w_m (nm)	d_m (nm)	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	Ref.
13400	1.27	0.046	- 0.015	-	-	0.98	1.00	o. r.
14200	1.60	0.057	-0.016	-	-	0.99	0.85	o. r.
13800	1.2	0.0475	-	-	-	1.085	-	[23]
13800	1.0	-	-0.0055	-	-	-	0.46	[24]
13000	1.0	0.038	-	-	-	1.011	-	[25]
8500	1.0	0.03	-	-	-	0.65	-	[27]
16500	1.0	0.028	-	-	-	0.84	-	
20000	1.8	-	-0.003	-	-	-	0.16	[28]
16500	1.0	0.032	0.008	-	-	0.96	-	[29]
12800	1.0	0.0249	-	-	-	0.66	-	[30]
12000	0.69	0.034	-0.0125	-	-	1.26	1.43	[40]
10880	2.03	0.0587	-0.008	-	-	0.704	0.30	[32]
11520	1.79	0.0464	-0.0063	-	-	0.65	0.27	
12200	0.74	0.0236	-0.0049	-	-	0.82	0.53	
13030	1.1	0.0342	-0.0037	-	-	0.83	0.28	
13880	1.39	0.0404	-0.0063	-	-	0.80	0.38	
22000	1.0	0.037	-	-	-	1.28	-	[33]
17000	1.0	0.0328	-0.0041	-	-	1.00	0.38	[34]
26700	1.0	0.0328	-0.0041	-	-	1.25	0.46	

Teorijske vrednosti Starkovih parametara [3] nisu bili na raspolaganju za ovu spektralnu liniju.

Odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti poluširina [11] kreće se u intervalu 0.65 – 1.28.

Odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti pomeraja se kreće u intervalu 0.16 – 1.43 za [12].

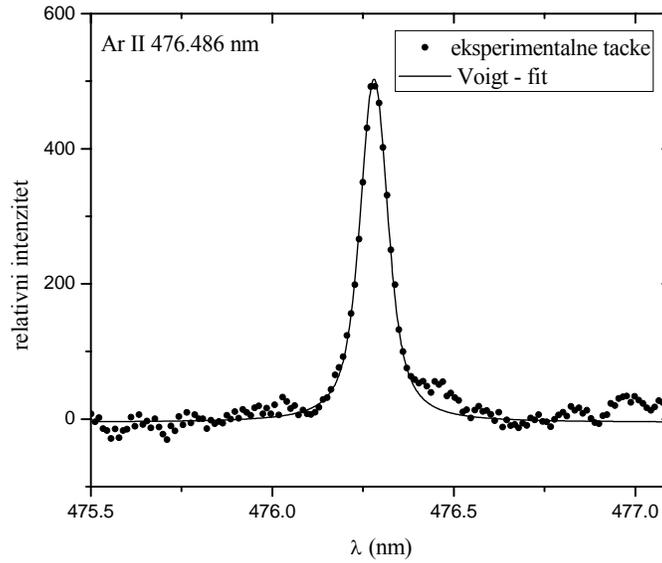
Na slici 4.63 dat je grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [11]. Srednja vrednost odnosa merenih i teorijskih vrednosti je obeležena punom linijom, dok je isprekidanom linijom označen koridor od 20% odstupanja od srednje vrednosti.



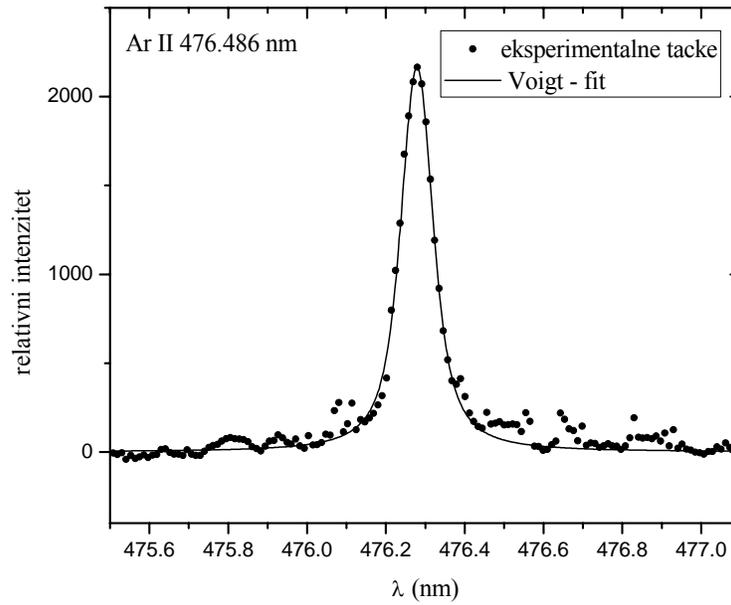
Slika 4.63. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 465.79 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3].

4. 1. 13. Spektralna linija Ar II 476.486 nm: $3p^4(^3P)4s^2P_{1/2} - 3p^4(^3P)4p^2P_{3/2}^0$

Na slikama 4.64 i 4.65 prikazani su eksperimentalni i fitovani (Voigtovi) profili spektralne linije Ar II 476.49 nm pri maloj i velikoj struji pražnjenja.



Slika 4.64. Profil Ar II 476.486 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.65. Profil Ar II 476.486 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

U tabeli 4.42 su date vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 476.79 nm, Lorentzova poluširina, kao i eksperimentalna vrednost Starkove širine za određene uslove u plazmi.

Tabela 4.42. Vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 476.486 nm.

	w_p (nm)	w_{vw} (nm)	w_R (nm)	w_L (nm)	w_S (nm)
$N_e = 1.27 \cdot 10^{23} m^{-3}$ $T_e = 13400K$	$7.72 \cdot 10^{-6}$	$4.11 \cdot 10^{-4}$	$9.64 \cdot 10^{-5}$ $2.80 \cdot 10^{-4}$	0.0604	0.060
$N_e = 1.60 \cdot 10^{23} m^{-3}$ $T_e = 14200K$	$7.72 \cdot 10^{-6}$	$2.82 \cdot 10^{-4}$	$1.25 \cdot 10^{-4}$ $3.61 \cdot 10^{-4}$	0.0073	0.072

Pomeraj za ovu spektralnu liniju nije bilo moguće odrediti.

U tabeli 4.43 prikazane su eksperimentalne i teorijske vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 476.49 nm i odnos eksperimentalnih i teorijski vrednosti kao pokazatelj slaganja eksperimenta i teorije.

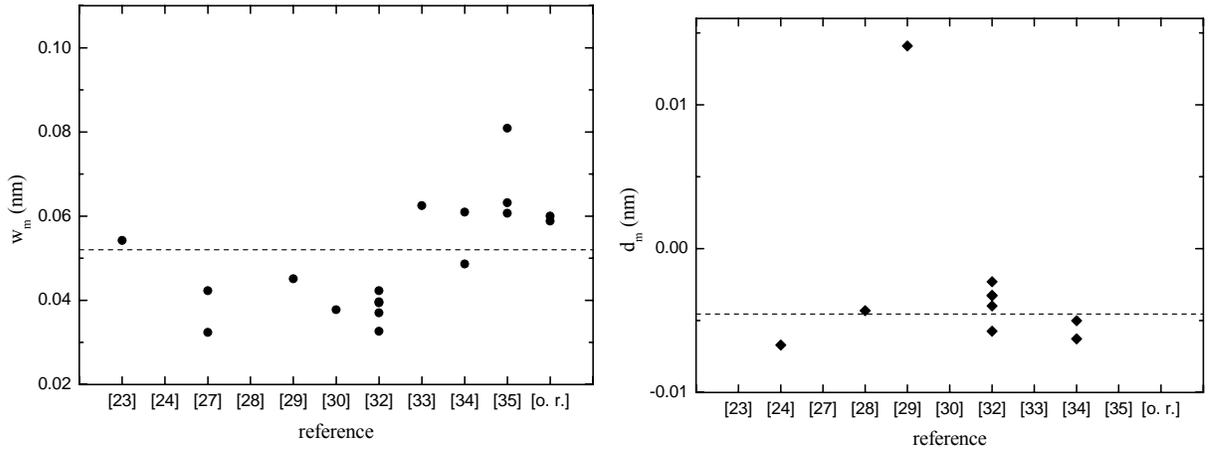
Tabela 4.43. Starkovi parametri linije Ar II 476.486 nm.

N_e ($10^{23} m^{-3}$)	$w_m \equiv w_S$ (nm)	d_m (nm)	w_{DK} (nm)	d_{DK} (nm)	w_G (nm)	d_G (nm)	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$
T_e (K)										
1.27 , 13400	0.060	-	0.050	-0.016	-	-	1.03	-	1.20	-
1.60 , 14200	0.072	-	0.061	-0.020	-	-	0.93	-	1.17	-

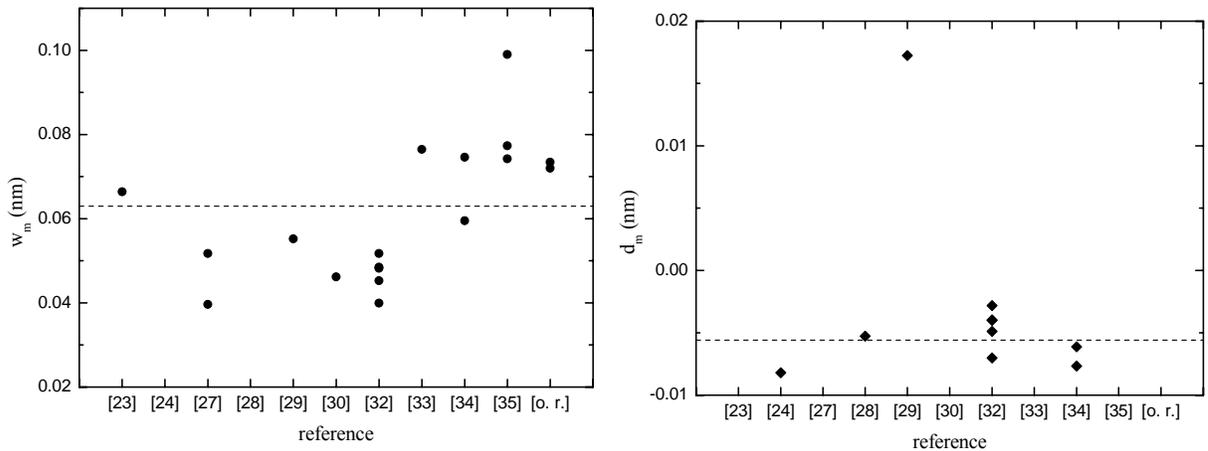
Na slikama 4.66 i 4.67 prikazani su eksperimentalni rezultati Starkovih parametara dobijeni u ovom radu [o.r.] i u radovima [23,24,27-30,32-35]] preračunate za N_e i T_e koji odgovaraju uslovima plazme postignutim u ovom radu. Pri računanju srednjih vrednosti d_m , zbog pozitivnog predznaka šifta, izuzeti su rezultati rada [29].

Vrednosti merenih Starkovih poluširina se kreću u intervalu između 0.032 nm i 0.081 nm za malu struju pražnjenja i 0.040 nm – 0.099 nm za veliku struju pražnjenja.

Eksperimentalne vrednosti Starkovih pomeraja (bez rezultata rada [29]) se kreću u intervalu između - 0.0067 nm i - 0.0023 nm za malu struju pražnjenja i - 0.0082 nm – - 0.0028 nm za veliku struju pražnjenja. Izuzev rada [29] u svim radovima su dobijeni negativni šiftovi.



Slika 4.66. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 476.486 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.67. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 476.486 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

U tabeli 4.44 prikazani su sve eksperimentalno dobijene vrednosti Starkovih parametara iz radova [23,24,27-30,32-35] i rezultati ovog rada (o.r.) pri različitim parametrima plazme, kao i poređenje svih rezultata sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12], pri čemu su teorijske vrednosti računane za uslove plazmi u različitim eksperimentima.

U radu [35] eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara su upoređene sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu teorije [3], dok ostali autori nisu imali na raspolaganju ove vrednosti.

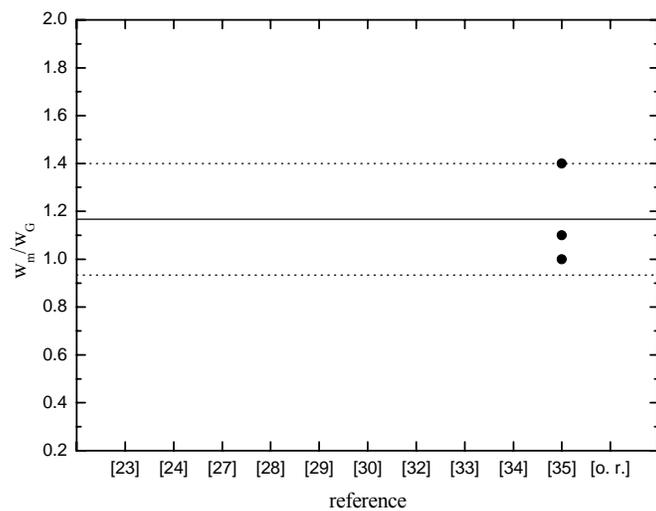
Odnos merenih Starkovih poluširina i teorijskih vrednosti [3] se kreće u intervalu 1.0–1.4, dok se odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti [11] kreće u intervalu 0.65–1.59.

Odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti pomeraja se kreće u intervalu 0.14–0.41 za [12], dok za [3] nije bilo podataka.

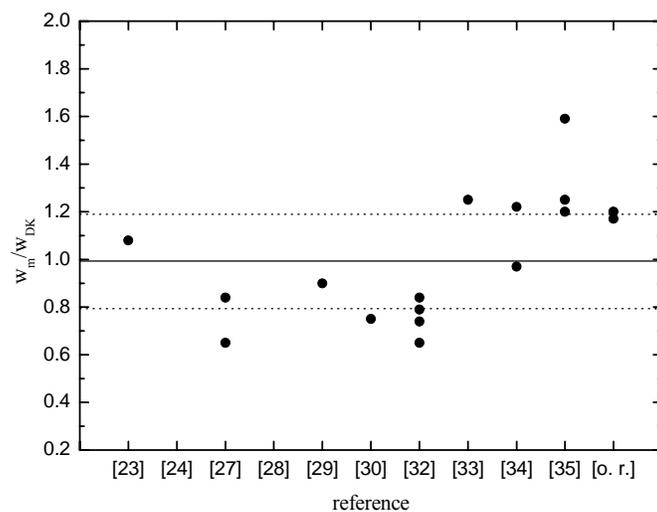
Tabela 4.44. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 476.486 nm i njihovo poređenje sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12].

T_e (K)	N_e (10^{23} m^{-3})	w_m (nm)	d_m (nm)	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	Ref.
13400	1.27	0.060	-	-	-	1.20	-	o. r.
14200	1.60	0.072	-	-	-	1.17	-	o. r.
13800	1.2	0.0505	-	-	-	1.08	-	[23]
13800	1.0	-	-0.0052	-	-	-	0.41	[24]
8500	1.0	0.032	-	-	-	0.65	-	[27]
16500	1.0	0.030	-	-	-	0.84	-	
20000	1.8	-	-0.005	-	-	-	0.26	[28]
16500	1.0	0.032	0.01	-	-	0.90	-	[29]
12800	1.0	0.0304	-	-	-	0.75	-	[30]
10880	2.03	0.075	-0.0058	-	-	0.84	0.21	[32]
11520	1.79	0.0496	-0.0035	-	-	0.65	0.14	
12200	0.74	0.0226	-0.0035	-	-	0.74	0.36	
13030	1.1	0.0346	-0.0035	-	-	0.79	0.25	
13880	1.39	0.0426	-0.0035	-	-	0.79	0.20	
22000	1.0	0.0384	-	-	-	1.25	-	[33]
17000	1.0	0.034	-0.0035	-	-	0.97	0.30	[34]
26700	1.0	0.034	-0.0035	-	-	1.22	0.37	
43000	9.0	0.24	-	1.0	-	1.20	-	[35]
43000	7.2	0.2	-	1.1	-	1.25	-	
43000	4.5	0.16	-	1.4	-	1.59	-	

Na slikama 4.68 i 4.69 dat je grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3] i [11]. Srednja vrednost odnosa merenih i teorijskih vrednosti je obeležena punom linijom, dok je isprekidanom linijom označen koridor od 20% odstupanja od srednje vrednosti.

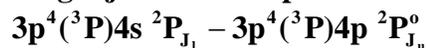


Slika 4.68. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 476.486 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3].

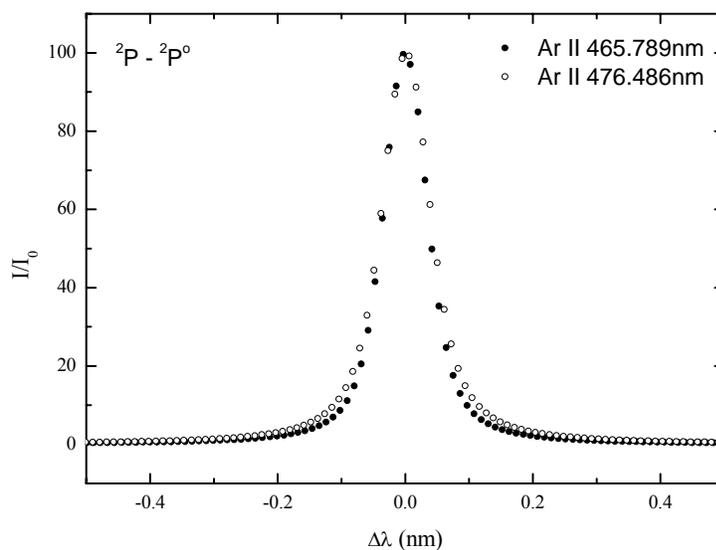


Slika 4.69. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 476.486 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [11].

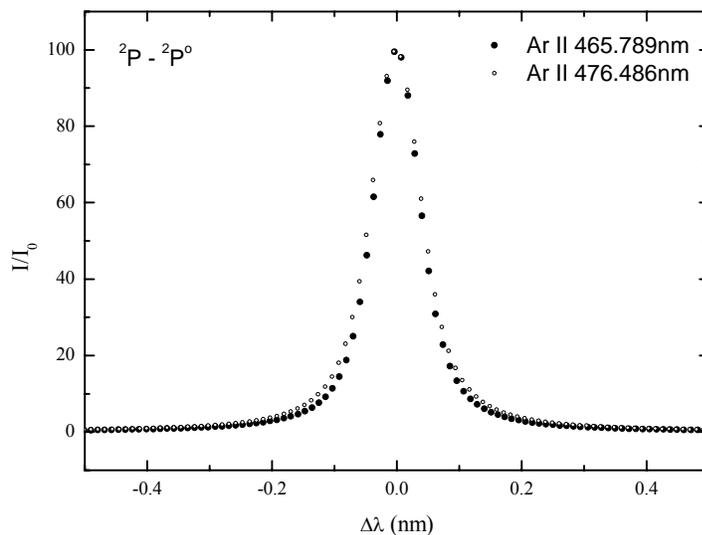
4. 1. 14. Slaganje Starkovih poluširina unutar multiplleta



Na slikama 4.70 i 4.71 prikazani su Starkovi profili 2 linije Ar II iz multiplleta $4s^2P_{J_1} - 4p^2P_{J_u}^o$ pri manjoj i pri većoj struji pražnjenja.



Slika 4.70. Starkovi profili 2 linije Ar II iz multiplleta $4s^2P_{J_1} - 4p^2P_{J_u}^o$ pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 12400 \text{ K}$.

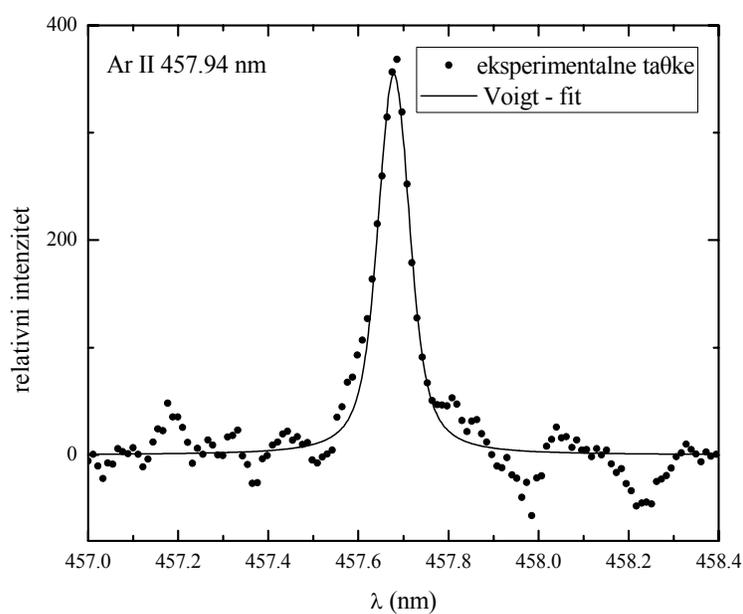


Slika 4.71. Starkovi profili 2 linije Ar II iz multiplleta $4s^2P_{J_1} - 4p^2P_{J_u}^o$ pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.

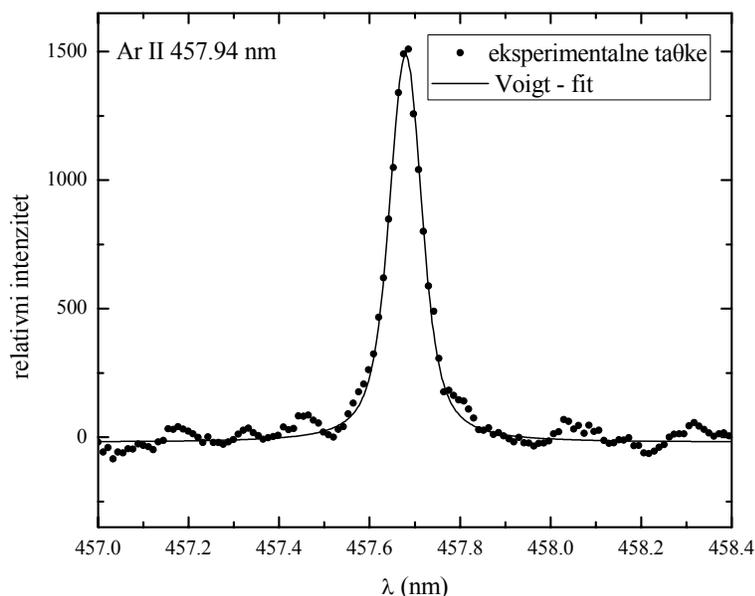
Za malu struju pražnjenja varijacije w_m oko srednje vrednosti su $\pm 6\%$, dok u slučaju velike struje pražnjenja odstupanje iznose $\pm 3\%$.

4. 1. 15. Spektralna linija Ar II 457.935 nm: $3p^4(^3P)4s^2P_{1/2} - 3p^4(^3P)4p^2S_{1/2}^0$

Na slikama 4.72 i 4.73 prikazani su eksperimentalni i fitovani (Voigtovi) profili spektralne linije Ar II 457.94 nm pri maloj i velikoj struji pražnjenja.



Slika 4.72. Profil Ar II 457.94 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.73. Profil Ar II 457.94 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

U tabeli 4.45 su date vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 457.94 nm, Lorentzova poluširina, kao i eksperimentalna vrednost Starkove širine za određene uslove u plazmi.

Tabela 4.45. Vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 457.94 nm.

	w_p (nm)	w_{vw} (nm)	w_R (nm)	w_L (nm)	w_S (nm)
$N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ $T_e = 13400 \text{ K}$	$8.91 \cdot 10^{-6}$	$3.87 \cdot 10^{-4}$	$8.90 \cdot 10^{-5}$ $2.58 \cdot 10^{-4}$	0.048	0.047
$N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ $T_e = 14200 \text{ K}$	$8.91 \cdot 10^{-6}$	$2.65 \cdot 10^{-4}$	$1.15 \cdot 10^{-4}$ $3.33 \cdot 10^{-4}$	0.050	0.049

Starkov pomeraj za ovu spektralnu liniju nije bilo moguće odrediti.

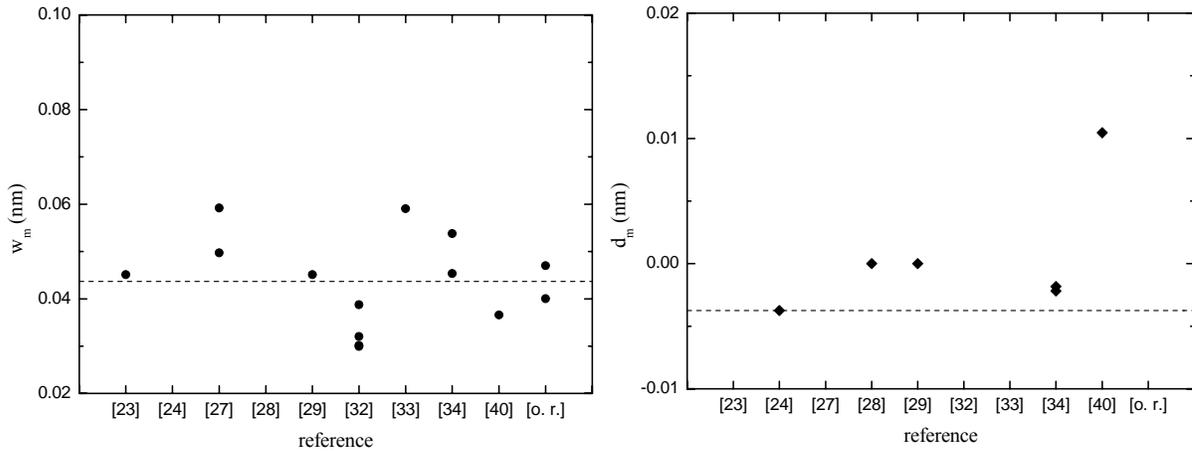
U tabeli 4.46 prikazane su eksperimentalne i teorijske vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 457.94 nm i odnos eksperimentalnih i teorijski vrednosti kao pokazatelj slaganja eksperimenta i teorije.

Tabela 4.46. Starkovi parametri linije Ar II 457.94 nm.

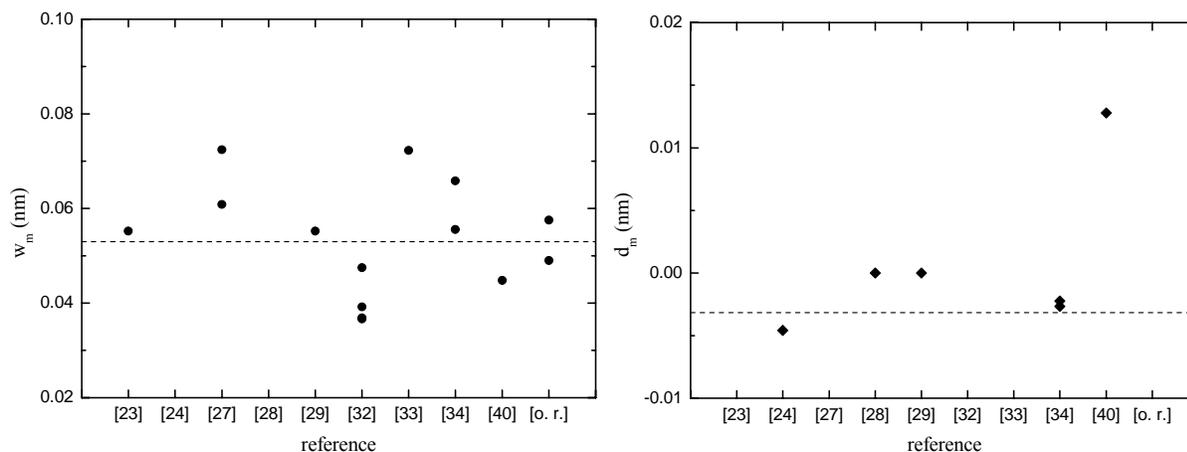
N_e ($10^{23} m^{-3}$) T_e (K)	w_m (nm)	d_m (nm)	w_{DK} (nm)	d_{DK} (nm)	w_G (nm)	d_G (nm)	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$
1.27, 13400	0.047	-	0.047	-0.015	-	-	1.00	-	-	-
1.60, 14200	0.049	-	0.057	-0.018	-	-	0.86	-	-	-

Na slikama 4.74 i 4.75 prikazani su eksperimentalni rezultati Starkovih parametara dobijeni u ovom radu [o.r.] i u radovima [23,24,27-29,32-34,40] preračunate za N_e i T_e koji odgovaraju uslovima plazme postignutim u ovom radu.

Pri računanju srednjih vrednosti d_m , zbog pozitivnog predznaka šifta, izuzeti su rezultati rada [40], kao i rezultati radova [28,29] jer daju nulti šift.



Slika 4.74. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 457.94 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} m^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 K$.



Slika 4.75. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 457.94 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

Vrednosti merenih Starkovih poluširina se kreću u intervalu između 0.03 nm i 0.06 nm za malu struju pražnjenja i 0.037 nm – 0.072 nm za veliku struju pražnjenja.

Eksperimentalne vrednosti Starkovih pomeraja (bez rezultata rada [28,29,40]) se kreću u intervalu između - 0.0037 nm i - 0.0018 nm za malu struju pražnjenja i - 0.0046 nm – - 0.0022 nm za veliku struju pražnjenja.

U tabeli 4.47 prikazani su sve eksperimentalno dobijene vrednosti Starkovih parametara iz radova [23,24,27-29,32-34,40] i rezultati ovog rada (o.r.) pri različitim parametrima plazme, kao i poređenje svih rezultata sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12] pri čemu su teorijske vrednosti računane za uslove plazmi u različitim eksperimentima.

Teorijske vrednosti Starkovih parametara [3] nisu bili na raspolaganju za ovu spektralnu liniju.

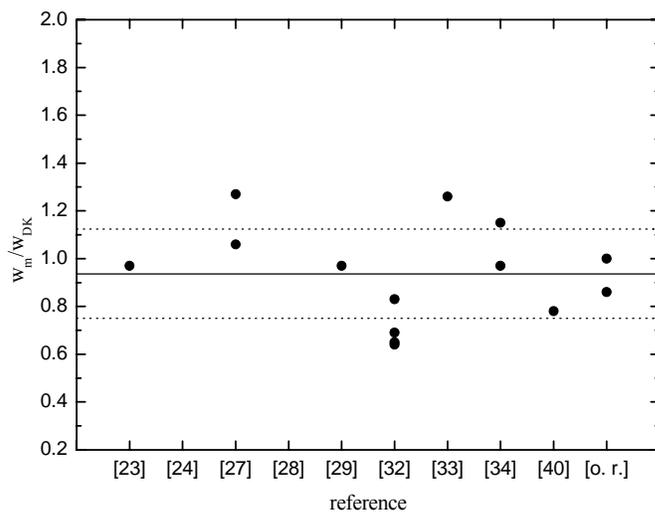
Odnos merenih Starkovih poluširina i teorijskih vrednosti [11] se kreće u intervalu 0.64 – 1.27.

Odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti pomeraja se kreće u intervalu 0.12 – 0.25 za [12].

Tabela 4.47. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 457.94 nm i njihovo poređenje sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12].

T_e (K)	N_e (10^{23} m^{-3})	w_m (nm)	d_m (nm)	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	Ref.
13400	1.27	0.047	-	-	-	1.00	-	o. r.
14200	1.60	0.049	-	-	-	0.86	-	o. r.
13800	1.2	0.042	-	-	-	0.97	-	[23]
13800	1.0	-	-0.0029	-	-	-	0.25	[24]
9700	1.0	0.046	-	-	-	1.06	-	[27]
16500	1.0	0.042	-	-	-	1.27	-	
20000	1.8	-	0	-	-	-	-	[28]
16500	1.0	0.032	0	-	-	0.97	-	[29]
12000	0.69	0.021	0.006	-	-	0.78	-	[40]
10880	2.03	0.0688	-	-	-	0.83	-	[32]
11520	1.79	0.0487	-	-	-	0.69	-	
12200	0.74	0.0184	-	-	-	0.65	-	
13880	1.39	0.0322	-	-	-	0.64	-	
22000	1.0	0.0363	-	-	-	1.26	-	[33]
16500	1.0	0.0322	-0.0013	-	-	0.97	0.12	[34]
23200	1.0	0.0322	-0.0013	-	-	1.15	0.14	

Na slici 4.76 dat je grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [11]. Srednja vrednost odnosa merenih i teorijskih vrednosti je obeležena punom linijom, dok je isprekidanom linijom označen koridor od 20% odstupanja od srednje vrednosti.

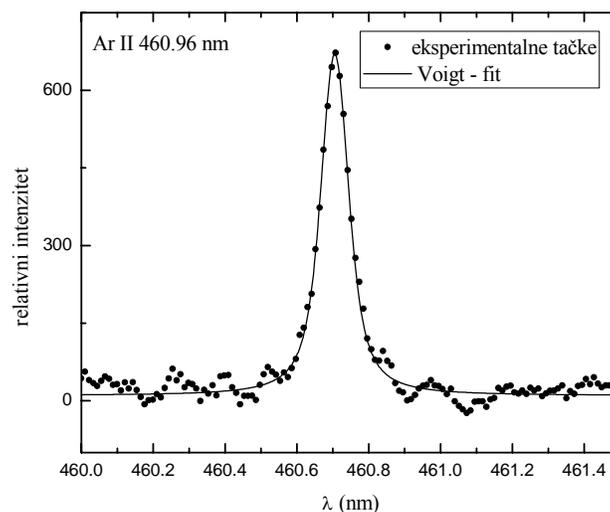


Slika 4.76. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 457.94 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3].

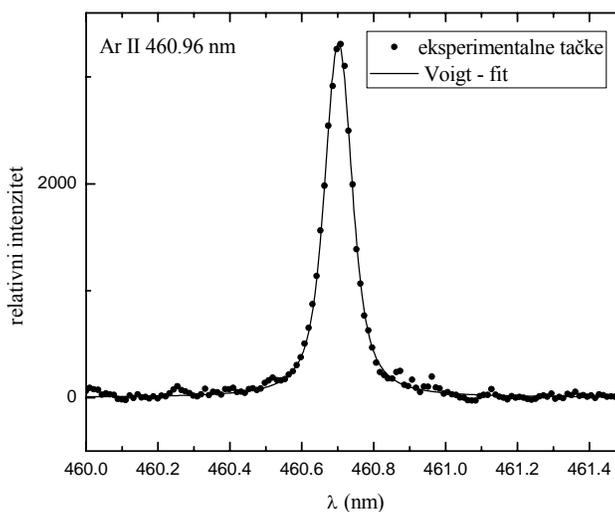
4. 2. Spektralne linije Ar II koje odgovaraju prelazima $3p^4(^1D)4s-3p^4(^1D)4p$

4. 2. 1. Spektralna linija Ar II 460.957 nm: $3p^4(^1D)4s\ ^2D_{5/2} - 3p^4(^1D)4p\ ^2F_{7/2}^o$

Na slikama 4.77 i 4.78 prikazani su eksperimentalni i fitovani (Voigtovi) profili spektralne linije Ar II 460.96 nm pri maloj i velikoj struji pražnjenja.



Slika 4.77. Profil Ar II 460.96 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.78. Profil Ar II 460.96 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

U tabeli 4.48 su date vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 460.96 nm, Lorentzova poluširina, kao i eksperimentalna vrednost Starkove širine za određene uslove u plazmi.

Tabela 4.48. Vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije Ar II 460.96 nm.

	w_p (nm)	w_{vw} (nm)	w_R (nm)	w_L (nm)	w_S (nm)
$N_e = 1.27 \cdot 10^{23} m^{-3}$ $T_e = 13400K$	$8.90 \cdot 10^{-6}$	$4.42 \cdot 10^{-4}$	-	0.057	0.056
$N_e = 1.60 \cdot 10^{23} m^{-3}$ $T_e = 14200K$	$8.90 \cdot 10^{-6}$	$3.03 \cdot 10^{-4}$	-	0.058	0.058

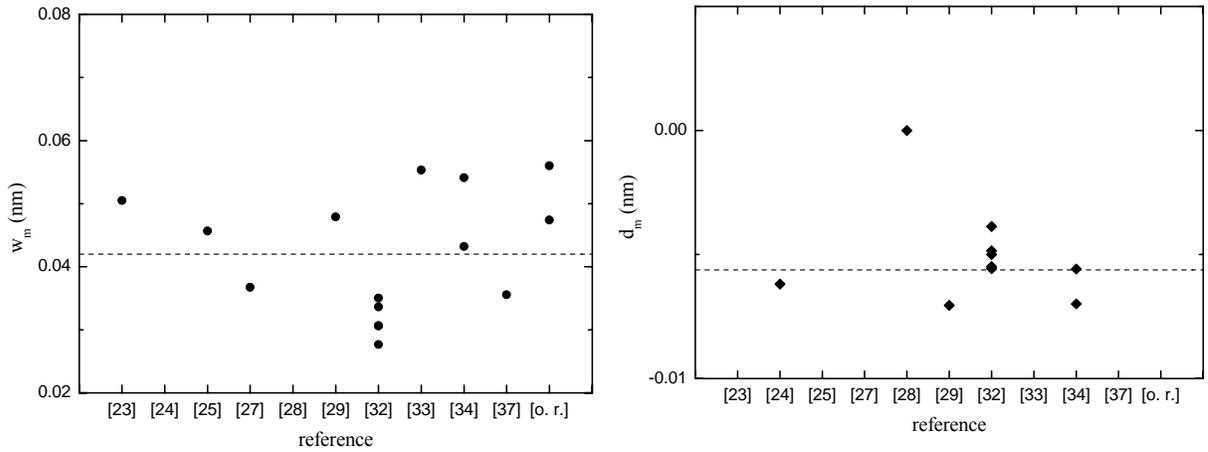
Starkov pomeraj za ovu spektralnu liniju nije bilo moguće odrediti.

U tabeli 4.49 prikazane su eksperimentalne i teorijske vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 460.96 nm i odnos eksperimentalnih i teorijski vrednosti kao pokazatelj slaganja eksperimenta i teorije.

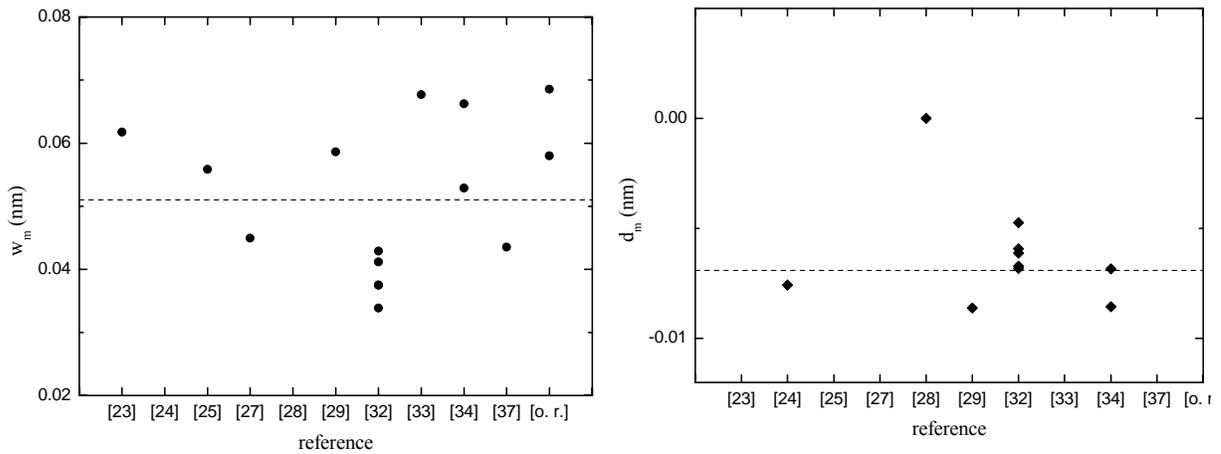
Tabela 4.49. Starkovi parametri linije Ar II 460.96 nm.

N_e ($10^{23} m^{-3}$) T_e (K)	w_m (nm)	d_m (nm)	w_{DK} (nm)	d_{DK} (nm)	w_G (nm)	d_G (nm)	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$
1.27, 13400	0.056	-	0.059	-0.023	-	-	0.95	-	-	-
1.60, 14200	0.058	-	0.072	-0.018	-	-	0.80	-	-	-

Na slikama 4.79 i 4.80 prikazani su eksperimentalni rezultati Starkovih parametara dobijeni u ovom radu [o.r.] i u radovima [23-25,27-29,32-34,37]. Pri računanju srednjih vrednosti d_m , izuzeti su rezultati rada [28], jer daju nulti šift.



Slika 4.79. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 460.96 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 13400 \text{ K}$.



Slika 4.80. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara Ar II 460.96 nm spektralne linije pri elektronskoj koncentraciji $N_e = 1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i temperaturi $T_e = 14200 \text{ K}$.

Vrednosti merenih Starkovih poluširina se kreću u intervalu između 0.028 nm i 0.056 nm za malu struju pražnjenja i 0.034 nm – 0.069 nm za veliku struju pražnjenja.

Eksperimentalne vrednosti Starkovih pomeraja (bez rezultata rada [28]) se kreću u intervalu između - 0.007 nm i - 0.004 nm za malu struju pražnjenja i - 0.0086 nm – - 0.0047 nm za veliku struju pražnjenja.

U tabeli 4.50 prikazani su sve eksperimentalno dobijene vrednosti Starkovih parametara iz radova [23-25,27-29,32-34,37] i rezultati ovog rada (o.r.) pri različitim parametrima plazme, kao i poređenje svih rezultata sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12].

Tabela 4.50. Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara linije Ar II 460.96 nm i njihovo poređenje sa teorijskim vrednostima [3], [11] i [12].

T_e (K)	N_e (10^{23} m^{-3})	w_m (nm)	d_m (nm)	$\frac{w_m}{w_G}$	$\frac{d_m}{d_G}$	$\frac{w_m}{w_{DK}}$	$\frac{d_m}{d_{DK}}$	Ref.
13400	1.27	0.056	-	-	-	0.95	-	o. r.
14200	1.60	0.058	-	-	-	0.80	-	o. r.
13800	1.2	0.047	-	-	-	0.86	-	[23]
13800	1.0	-	-0.0048	-	-	-	0.27	[24]
13000	1.0	0.0365	-	-	-	0.77	-	[25]
13900	0.8	0.022	-	-	-	0.60	-	[37]
9700	1.0	0.034	-	-	-	0.62	-	[27]
16500		0.032	-	-	-	0.76	-	
20000	1.8	-	0	-	-	-	-	[28]
16500	1.0	0.034	-0.005	-	-	0.81	0.31	[29]
10880	2.03	0.0491	-0.0086	-	-	0.47	0.22	[32]
11520	1.79	0.0466	-0.0076	-	-	0.52	0.22	
12200	0.74	0.0214	-0.0034	-	-	0.59	0.25	
13030	1.1	0.0269	-0.0034	-	-	0.52	0.17	
13880	1.39	0.0362	-0.0059	-	-	0.57	0.24	
22000	1.0	0.034	-	-	-	0.92	-	[33]
17000	1.0	0.0302	-0.0039	-	-	0.73	0.24	[34]
26700	1.0	0.0302	-0.0039	-	-	0.88	0.29	

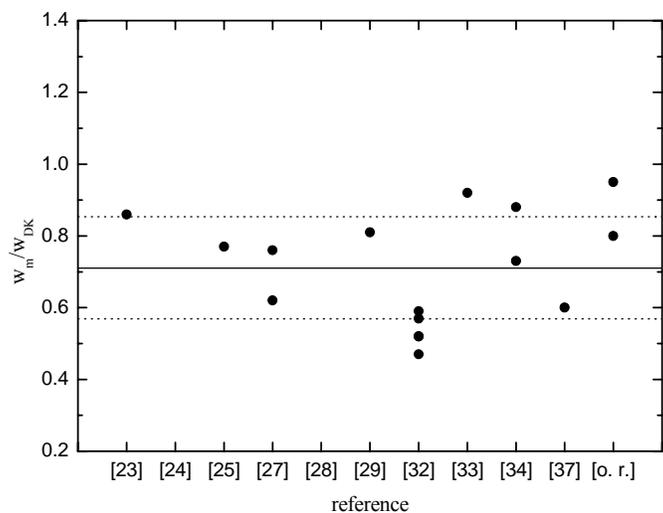
Teorijske vrednosti Starkovih parametara [3] nisu bili na raspolaganju za ovu spektralnu liniju.

Odnos merenih Starkovih poluširina i teorijskih vrednosti [11] se kreće u intervalu 0.47 – 0.95.

Odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti pomeraja se kreće u intervalu 0.17 – 0.31 za [12].

Na slici 4.81 dat je grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [11]. Srednja vrednost odnosa merenih

i teorijskih vrednosti je obeležena punom linijom, dok je isprekidanom linijom označen koridor od 20% odstupanja od srednje vrednosti.



Slika 4.81. Grafički prikaz slaganja eksperimentalnih vrednosti Starkovih poluširina Ar II 460.96 nm spektralne linije sa teorijskim vrednostima dobijenih na osnovu [3].

4. 3. Analiza rezultata

U okviru ovog rada izmereni su Starkovi parametri trinaest spektralnih linija jedanput jonizovanog argona.

Određene su vrednosti poluširina usled različitih doprinosa širenju linije i izdvojena je Starkova poluširina. Takođe, kod linija kod kojih je bilo moguće odrediti Starkov pomeraj, prikazano je određivanje pomeraja.

Na kraju su eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara upoređene sa vrednostima dobijenim u radovima drugih autora kao i sa teorijskim vrednostima [11] (za poluširinu) i [12] (za pomeraj). Teorijske vrednosti [3] dostupne su samo za multiplet $4s^4P - 4p^4P^o$.

Ispitivane su i regularnosti Starkovih poluširina unutar multipleta.

Greška merenja Starkove poluširine procenjena je na $\pm 12\% - \pm 20\%$ u zavisnosti od intenziteta linije i odnosa signal/šum. Odnos intenzitet/šum linija pri uslovima velike jačine struje je značajan što uslovljava da greška bude manja pri određivanju Starkove poluširine. Nasuprot tome, odnos intenzitet/šum je mali za linije snimljene pri uslovima slabe struje. To uslovljava da je greška određivanja Starkove poluširine u tom slučaju veća i iznosi 20%.

Merene Starkove širine w_m imaju male vrednosti i procenjena greška za linije manjih intenziteta je relativno velika. Greška za Starkov pomeraj je procenjena na $\pm 50\%$. Mereni Starkovi pomeraji su mali, uporedivi sa spektralnom rezolucijom spektrometra, što dovodi do veće eksperimentalne greške. Zbog toga je ispravnije govoriti o proceni Starkovih pomeraja nego o njihovom određivanju, pa su kod nekih linija čak i izostavljene vrednosti d_m . Iz istih razloga nisu razmatrane zakonitosti Starkovih pomeraja unutar multipleta.

Radi upoređivanja eksperimentalnih vrednosti Starkovih parametara sa teorijskim proračunima, teorijske vrednosti su preračunate za odgovarajuće elektronske temperature i koncentracije navedenim u radovima, pa su eksperimentalne vrednosti podeljene sa ovako dobijenim teorijskim vrednostima.

U preglednoj tabeli 4.51 prikazane su granične vrednosti odnosa eksperimentalnih i teorijskih vrednosti [3] i [11] Starkovih poluširina za sve spektralne linije.

Odnos merenih Starkovih poluširina i teorijskih vrednosti [3] se kreće u intervalu 0.39–1.92, dok se odnos Starkovih poluširina i teorijskih vrednosti [11] kreće u intervalu 0.39–1.94.

Tabela 4.51. Granične vrednosti odnosa eksperimentalnih i teorijskih vrednosti [3] i [11] Starkovih poluširina.

Talasna dužina (nm)	Griem				Dim.-Konj.			
	$\left(\frac{w_m}{w_G}\right)_{\min}$	Ref.	$\left(\frac{w_m}{w_G}\right)_{\max}$	Ref.	$\left(\frac{w_m}{w_{DK}}\right)_{\min}$	Ref.	$\left(\frac{w_m}{w_{DK}}\right)_{\max}$	Ref.
473.591	0.71	37	1.07	36	0.7	32	1.2	36
480.602	0.39	39	1.92	40	0.39	39	1.94	40
484.781	0.6	30	1.2	35	0.59	30	1.43	26
493.321	0.57	30	1.26	26	0.56	30	1.57	26
500.933	0.68	34	1.17	o.r.	0.75	29	1.13	o.r.
506.204	0.81	34	1.29	38	0.82	34	1.53	38
472.686	0.79	27	0.89	23	0.6	32	1,28	33
487.986	0.87	27	1.26	38	0.71	30	1.79	26
496.508	-	-	-	-	0.69	32	1.20	o.r.
465.789	-	-	-	-	0.65	27	1.28	33
476.486	1	35	1.4	35	0.65	27	1.59	35
457.935	-	-	-	-	0.64	32	1.27	27
460.956	-	-	-	-	0.47	32	0.95	o.r.

Slaganje vrednosti poluširina linija snimanih u ovom radu sa teorijom [3] je dobro, odnos w_m/w_G se kreće u intervalu 0.92 – 1.17 za malu struju pražnjenja i 0.89 – 1.02 za veliku struju pražnjenja.

Odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti pomeraja pokazuje mnogo veće neslaganje nego odnos poluširina. Vrednost d_m/d_G se kreće u intervalu 1.41 – 1.88 pri maloj struji pražnjenja i 1.18 – 1.86 pri velikoj struji.

Poređenjem rezultata iz ovog rada sa teorijom [11] i [12] se dobija da je odnos w_m/w_{dk} u intervalu 0.90 – 1.26 za malu struju pražnjenja i 0.80 – 1.17 za veliku struju pražnjenja. Vidi se da se eksperimentalne vrednosti Starkovih širina dobro slažu sa rezultatima koje daje jednostavan teorijski pristup [11]. Odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti pomeraja [12] d_m/d_{dk} se kreće u intervalu 0.83 – 2.73 pri maloj struji pražnjenja i 0.67 – 3.28 pri velikoj struji.

Uopšteno govoreći, vrednosti Starkovih poluširina se dobro slažu sa vrednostima obe teorije, dok to nije slučaj sa Starkovim pomerajima. Kako pomeraji imaju male vrednosti, tako je i greška njihovog merenja veća, međutim predznak pomeraja je kao što predviđaju teorije.

U preglednoj tabeli 4.52 prikazane su srednje vrednosti kao i standarda devijacija odnosa eksperimentalnih i teorijskih podataka [3], [11] Starkovih poluširina za svaku pojedinačnu spektralnu liniju.

Tabela 4.52. Srednje vrednosti i standarda devijacija odnosa eksperimentalnih i teorijskih podataka [3], [11] Starkovih poluširina.

Talasna dužina (nm)	$\frac{\overline{w_m}}{w_G}$	σ_G	$\frac{\overline{w_m}}{w_{DK}}$	σ_{DK}
473.591	0.83	0.12	0.86	0.17
480.602	0.82	0.30	0.87	0.36
484.781	0.84	0.17	0.89	0.25
493.321	0.93	0.20	0.99	0.28
500.933	0.91	0.17	0.92	0.15
506.204	1.05	0.19	1.14	0.29
472.686	0.84	0.04	0.94	0.21
487.986	1.05	0.17	1.04	0.36
496.508	-	-	0.90	0.19
465.789	-	-	0.93	0.21
476.486	1.17	0.21	0.99	0.26
457.935	-	-	0.94	0.21
460.956	-	-	0.71	0.16

Kod većeg broja spektralnih linija, teorije [3] i [11] predviđaju veće vrednosti Starkovih poluširina od eksperimentalno dobijenih. Može se pretpostaviti da ako se u proceduri određivanja elektronske koncentracije plazme koriguje poluširina w_e (elektronska sudarna poluširina koja je data teorijski) sa vrednostima iz kolone $\frac{\overline{w_m}}{w_G}$, tj. $\frac{\overline{w_m}}{w_{DK}}$, dobija rezultat sa greškom koja je jednaka vrednosti grešaka iz kolona σ_G , tj. σ_{DK} , tj. može se očekivati greška od oko 20 %.

Eksperimentalne vrednosti drugih autora su dobijene pri različitim parametrima plazme. Vrednosti elektronske koncentracije se kreću u intervalu $(0.6 - 14.9) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, dok elektronska temperatura u intervalu $(8500 - 43000) \text{ K}$. Da bi se rezultati ovog rada mogli uporediti sa rezultatima drugih autora, sve vrednosti su preračunate za temperature i koncentracije koje odgovaraju uslovima ovog eksperimenta. Za ovakve proračune korišćena je $w \sim N_e \cdot T_e^{-1/2}$ zavisnost.

Vrednosti w_m unutar multipleta pokazuju dobro slaganje. Za malu struju pražnjenja varijacije w_m oko srednje vrednosti su $\pm 10\%$, $\pm 3\%$ i $\pm 6\%$ za multiplete $^4P - ^4P^o$, $^2P - ^2D^o$ i $^2P - ^2P^o$, redom. U slučaju velike struje pražnjenja odstupanja su manja, $\pm 6\%$, $\pm 2\%$ i $\pm 3\%$, što se i moglo očekivati, jer je intenzitet linija veći, pa je odnos signal/šum manji. Prema [41] odstupanja Starkovih širina unutar multipleta iznose nekoliko procenata. Uzimajući u obzir greške merenja, može se zaključiti da je slaganje w_m unutar multipleta dobro. Ovo slaganje Starkovih poluširina unutar ispitivanih multipleta ukazuje na konzistentnost procedura fitovanja i obrade eksperimentalnih profila koje su primenjene u radu.

ZAKLJUČAK

U radu su mereni Starkovi parametri jedanput jonizovanog argona u plazmi impulsnog luka. Ispitivane su 13 linija Ar II u vidljivom delu spektra. Dobijeni rezultati su upoređeni sa rezultatima drugih autora i sa teorijskim vrednostima.

Pri izvođenju eksperimenta posebna pažnja je posvećena tačnosti pri snimanju spektralnih linija, obrade podataka i dijagnostici plazme.

U tom cilju, kao izvor plazme, odabran je zidom stabilisan luk koji je radio u impulsnom režimu, pri čemu je struja luka dostizala vrednosti od 210 i 270 A. Uslovi koji su stvoreni u plazmi impulsnog luka su obezbeđivali dovoljno visoke temperature i koncentracije da bi se mogle snimati spektralne linije jedanput jonizovanog argona i da bi Starkovo širenje tih linija bilo dominantno.

Zračenje iz plazme impulsnog luka je snimano ICCD kamerom 4QuikEdig, proizvođača Stanford Computer Optics. Pri tome su u cilju dobijanja dobro definisanih profila zadovoljavajućih intenziteta izabrani optimalni uslovi parametara kamere i optičkog sistema.

Snimljeni profili su korigovani na spektralnu osetljivost optičkog sistema i izvršena je korekcija na samoapsorpciju.

Za dijagnostiku plazme korišćene su najpouzdanije metode za ovaj tip plazme. Elektronska koncentracija je određena na osnovu poluširine H_{β} linije (486.13 nm). Njena vrednost je iznosila $1.27 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ za malu struju pražnjenja, a za veliku struju pražnjenja $1.60 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Elektronska temperatura određena je metodom Boltzmann plota, kao i na osnovu sastava plazme. Vrednosti temperatura za malu i za veliku struju pražnjenja iznosile su 13400 i 14200 K.

Eksperimentalni profili su fitovani na Voigtov profil koji predstavlja konvoluciju Gaussovog profila koji potiče od instrumentalnog i Dopplerovog širenja, i Lorentzovog profila koji potiče od prirodnog, Van der Waalsovog, rezonantnog i kvadratičnog Starkovog širenja. Iz eksperimentalno dobijenih poluširina izdvojeni su svi doprinosi širenja, tako da su dobijene Starkove poluširine. Kod nekih linija određeni su i Starkovi pomeraji korišćenjem šupljih katoda različitih elemenata kao referentni izvor zračenja.

Eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara upoređene su sa teorijskim vrednostima koje daju dve različite teorije, [3] i [11] (za poluširinu) i [12] (za pomeraj). Eksperimentalne vrednosti Starkovih poluširina dobijeni u ovom radu se dobro slažu sa teorijskim proračunima. Odnos merenih i teorijskih vrednosti za [11] se kreće u intervalu 0.90–1.26 za malu struju pražnjenja, i 0.80–1.10 za veliku struju pražnjenja, dok odnos merenih i teorijskih vrednosti za [3] se kreće u intervalu 0.92–1.17 za malu struju pražnjenja, i 0.89–1.02 za veliku struju pražnjenja. Odnos eksperimentalnih i teorijskih vrednosti pomeraja pokazuje mnogo veće neslaganje nego odnos poluširina. Vrednost odnosa se kreće u intervalu 1.41–2.66 za [3], i 0.83–1.56 za [12] pri maloj struji pražnjenja, dok su pri velikoj struji ti odnosi 0.87–3.28 za [3], i 0.68–1.25 za [12].

Radi upoređivanja rezultata Starkovih parametara drugih autora sa rezultatima dobijenim u ovom radu, sve vrednosti parametara su preračunate za temperature i koncentracije koji odgovaraju uslovima plazme postignutim u ovom radu. Vrednosti se prostiru u intervalu između 0.03 nm i 0.1 nm za malu struju pražnjenja i 0.02nm – 0.09 nm za veliku struju pražnjenja. Vrednosti Starkovih pomeraja se prostiru u intervalu između -0.042 nm i -0.018 nm za malu struju pražnjenja i -0.047nm – 0.027 nm za veliku struju pražnjenja. Kako pomeraji imaju male vrednosti, tako je i greška njihovog merenja veća, međutim svi rezultati se slažu po pitanju predznaka pomeraja, tj. u svim radovima se dobijaju negativni šiftovi.

Takođe su ispitivane regularnosti Starkovih poluširina unutar multipleta. Utvrđeno je da vrednosti w_m unutar multipleta pokazuju dobro slaganje. Za malu struju pražnjenja varijacije w_m oko srednje vrednosti su $\pm 10\%$, $\pm 3\%$ i $\pm 6\%$ za multiplete $^4P - ^4P^\circ$, $^2P - ^2D^\circ$ i $^2P - ^2P^\circ$ respektivno. U slučaju velike struje pražnjenja odstupanja su manja, $\pm 6\%$, $\pm 2\%$ i $\pm 3\%$. Kako je greška merenja Starkove poluširine procenjena je na $\pm 12\% - \pm 20\%$ u zavisnosti od intenziteta linije i odnosa signal/šum, može se zaključiti da je slaganje w_m unutar multipleta dobro.

Pouzdana eksperimentalni podaci Starkovih parametara su značajni kako za dijagnostiku plazme, tako i za testiranje teorije Starkovog širenja. Poređenje postojećih eksperimentalnih vrednosti parametara sa teorijom pokazuje određeno neslaganje, što ukazuje na potrebu daljeg poboljšanja teorije. Takođe, različiti eksperimenti u kojima su mereni Starkovi parametri ne pokazuju međusobno slaganje. Mogući razlog za takvo veliko neslaganje je korišćenje različitih izvora plazme koji se značajno razlikuju po pitanju homogenosti plazme, prisustva hladnih slojeva, samoapsorpcije, itd. Ovi efekti mogu značajno da utiču na oblik linije, a posebno na poluširinu. Takođe, i različite procedure u daljoj obradi profila snimljenih spektralnih linija utiču na konačne rezultate (uzimanje u obzir drugih mehanizama širenja na adekvatan način; pravilno izvedena Abelova inverzija u slučaju radijalnog posmatranja plazme; dekonvolucija ...).

Zbog prethodno spomenutih razloga, kao i zbog malog broja podataka o Starkovim parametrima kod nekih linija, neophodno je prikupljanje novih eksperimentalnih podataka.

Pri tome jedan od kriterijuma koji izvori plazme za ispitivanje Starkovih parametara treba da zadovolje je da dominantno širenje bude Starkovo širenje, dok se doprinosi ostalih efekata obračunavaju podesnim analizama i modelima. Bitna poboljšanja treba da se postignu i na polju metoda snimanja profila i merenja širine linije, kao i kod reproducibilnosti parametara plazme kod određene eksperimentalne postavke. Takođe, važno je primeniti pouzdane metode pri za dijagnostiku plazme.

LITERATURA

Lista radova koji se pojavljuju u uvodu:

- [1] Jin A. Suh, Marc Audard, Manuel Güdel, and Frederik B. S. Paerels, *Astrophys. J.* **630**, 1074 (2005).
- [2] Walter Lewin, Prompt Chandra Observations of Nearby Core-collapse Supernovae, Chandra Proposal ID #07500185; <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005chan.prop.1886L>
- [3] M. Kraus, M. Borges Fernandes, F. X. de Araújo and H. J. G. L. M. Lamers, *Astron. Astrophys.* **441**, 289 (2005).
- [4] Alexei Y. Kniazev, Eva K. Grebel, Simon A. Pustilnik, Alexander G. Pramskij, and Daniel B. Zucker, *Astron. J.* **130**, 1558 (2005).
- [5] E. Peytermann, *Astron. Astrophys.* **17**, 76 (1972).
- [6] T. Lanz, M. S. Dimitrijević and M.-C. Artru, *Astron. Astrophys.* **192**, 249 (1988).
- [7] L. Č. Popović, M. S. Dimitrijević and T. Ryabchikova, *Astron. Astrophys.* **350**, 719 (1999).
- [8] Thierry Lanz, Katia Cunha, Jon Holtzman, and Ivan Hubeny, *Astrophys. J.*, **678**, 1342 (2008)
- [9] C. Esteban, M. Peimbert, J. García-Rojas, M. T. Ruiz, A. Peimbert, M. Rodríguez, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **355**, 229 (2004).
- [10] J. Reece Roth, *Industrial Plasma Engineering Vol. 1 & 2*, (IoP, Bristol and Philadelphia, 2001.)

Lista radova u daljem tekstu:

- [1]: W. Lochte-Holtgreven, *Plasma Diagnostics*, (North-Holland, Amsterdam, 1968.)
- [2]: James Dillon Cobine, *Gaseous Conductors*, (Dover Publications, Inc., New York, 1958.)
- [3]: H. R. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, (Academic Press, New York, 1974).
- [4]: H. R. Griem, *Plasma Spectroscopy*, (McGraw Hill, New York, 1964).
- [5]: A. W. Ali and H. R. Griem, *Phys. Rev. A*, **140**, 1044, (1965).
- [6]: A. W. Ali and H. R. Griem, *Phys. Rev. A*, **144**, 366, (1966).
- [7]: H. R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb, and G. Oertel, *Phys. Rev.* **125**, 177 (1962).
- [8]: D. E. Kelleher, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **25**, 191 (1981).
- [9]: D. Nikolić, *Magistarski rad*, Fizički fakultet Univerziteta u Beogradu (1998.)
- [10]: H. R. Griem, *Phys. Rev.* **165**, 258 (1968).
- [11]: M. S. Dimitrijević and N. Konjević, *JQSRT* **24**, 451 (1980).

- [12]: M. S. Dimitrijević, V. Kršljanin, *Astron. Astrophys.* **165**, 265 (1986).
- [13]: Lazar B. Gavanski, *Master rad*, Prirodno-matematički fakultet Univerziteta u Novom Sadu (2011.)
- [14]: Šandor Hegediš, *Diplomski rad*, Prirodno-matematički fakultet Univerziteta u Novom Sadu (2009.)
- [15]: S. Djurović, R. Kobilarov, B. Vujičić, *Bull. Astron. Belgrade* **153**, 41, (1996).
- [16]: Đurović Stevica, *Doktorska disertacija*, Fizički fakultet Univerziteta u Beogradu (1989).
- [Pop.Shu.]17: C. H. Popenoe, J. B. Shumaker, Jr., *J. of Research of NBS, Phys. And Chem.*, **69A**, 495, (1965).
- [18]: Hans R. Griem, *Phys. Rev.* **128**, 997 (1962).
- [19] W. B. White, S. M. Jonson and G. B. Dantzig, *J. Chem. Phys.* **28**, pp.751 (1958).
- [20]: M. Mitchner, C. H. Kruger Jr., *Partially Ionized Gases* (John Wiley & Sons, New York, London, Sydney, Toronto, 1973).
- [21a]: J. T. Davies and J. M. Vaughan, *Astrophys. J.* **137**, 1302 (1963).
- [21b]: E. E. Whiting, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **8**, 1379-1384, (1968).
- [22]: *NIST Atomic Spectra Database* (ver. 5.0), [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd>
- [23] Chapelle, J., Sy, A., Cabannes, F., Blandin, J., *J.Q.S.R.T.* **8**, 1201 (1968).
 Chapelle, J., Sy, A., Cabannes, F., Blandin, J., *C.R.H. Acad. Sci., Ser.* **B264**, 853 (1967).
- [24] Blandin, J., Sahal-Breckot, S., Chapelle, J., and Sy, A., *Phys. Lett.* **26A**, 487 (1968).
- [25] Chapelle, J., Sy, A., Cabannes, F., Blandin, J., *C.R.H. Acad. Sci., Ser.* **B266**, 1513. (1968).
- [26] Roberts, D. E., *J. Phys.*, **B1**, 53 (1968).
- [27] Konjevic, N., Labat, J., Cirkovic, Lj., Puric, J., *Z. Phys.* **235**, 35 (1970).
- [28] Morris, J. C., and Morris, R. V., *Aerospace Research Laboratories Report No. ARL 70-0038* (1970).
- [29] Labat, J., Djenize, S., Cirkovic, Lj., and Puric, J., *J. Phys.* **B7**, 1174 (1974).
- [30] K. P. Nick, V. Helbig, *Phys. Scr.* **33**, 55 (1986).
- [31] Y. Vitel, M. Skowronek, *J. Phys. B.* **20**, 6477 (1987).
- [32] K. Dzierzega, K. Musiol, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **52**, 747 (1994).
- [33] S. Pellerin, K. Musiol, J. Chapelle, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **57**, 377 (1997).
- [34] J. A. Aparicio, M. A. Gigosos, V. R. Gonzalez, C. Perez, M. I. de la Rosa, *S. Mar, J. Phys. B.* **31**, 1029 (1998).
- [35] Iglesias, E. J., Ghosh, J., Elton, R. C., Griem, H. R., *Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **98**, 101 (2006).
- [36] Jalufka, N. W., Oertel, G. K., Ofelt, G. S., *Phys. Rev. Lett.* **16**, 1073 (1966).
- [37] Powell, W. R., *dissertation*, Johns Hopkins University (1966).
- [38] Roberts, D. E., *Phys. Lett.* **22**, 417 (1966).

- [39] P. H. M. Vaessen, J. M. L. van Engelen, J. J. Bleize, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **33**, 51 (1985).
- [40] A. Abbas, T. S. Basha, Z. A. Abdel-Aal, *Jap. J. Appl. Phys.* **27**, 804 (1988).
- [41] Wiese W. L., Konjević N., *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **28**, 185 (1982).

Biografija

Teodora Gajo je rođena u Novom Sadu 7.1.1981. godine. Gimnaziju je završila 1999. godine u Novom Sadu i iste godine upisala je studije na Departmanu za fiziku na Prirodno-matematičkom Fakultetu. 2005. godine diplomirala je na Departmanu za fiziku, na Katedri za fizičku elektroniku iz oblasti fizike plazme.

Od 2006. godine zaposlena je kao saradnik na Departmanu za fiziku na Prirodno-matematičkom fakultetu. Angažovana je i u nastavi na više kurseva fizike u održavanju računskih i eksperimentalnih vežbi.



Novi Sad, 26.04.2013.

Teodora Gajo

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije:

Monografska dokumentacija

TD

Tip zapisa:

Tekstualni štampani materijal

TZ

Vrsta rada:

Magistarski rad

VR

Autor:

Teodora Gajo

AU

Mentor:

dr Zoran Mijatović

MN

Naslov rada:

Starkovo širenje spektralnih linija jonizovanog argona u plazmi

NR

Jezik publikacije:

srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda:

srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja:

Srbija

ZP

Uže geografsko područje:

Vojvodina

UGP

Godina:

2013

GO

Izdavač:

Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa:

Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

MA

Fizički opis rada:

broj poglavlja-4, broj strana-146, broj referenci-41, broj tabela-54, broj slika-95, broj priloga-0

FO

Naučna oblast:

Fizika

NO

Naučna disciplina:

Fizika plazme

ND

Predmetna odrednica/ ključne reči:

Dijagnostika plazme, Starkovo širenje, spektralne linije jedanput jonizovanog argona

PO

UDK

Čuva se:

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

ČU

Važna napomena:

VN

Izvod:

IZ

U radu su mereni Starkovi parametri jedanput jonizovanog argona u plazmi impulsnog luka. Ispitivane su 13 linija Ar II u vidljivoj delu spektra. Dobijeni rezultati su upoređeni sa rezultatima drugih autora i sa teorijskim vrednostima. Pri izvođenju eksperimenta posebna pažnja je posvećena tačnosti pri snimanju spektralnih linija, obrade podataka i dijagnostici plazme. U tom cilju, kao izvor plazme, odabran je zidom stabilisan luk koji je radio u impulsnom režimu, pri čemu je struja luka dostizala vrednosti od 210 i 270 A. Uslovi koji su stvoreni u plazmi impulsnog luka su obezbeđivali dovoljno visoke temperature i koncentracije da bi se mogle snimati spektralne linije jedanput jonizovanog argona i da bi Starkovo širenje tih linija bilo dominantno.

Datum prihvatanja teme od NN veća:

27.01.2011.

DP

Datum odbrane:

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik:

član:

član:

član:

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type:

Monograph publication

DT

Type of record:

Textual printed material

TR

Content code:

Master's thesis

CC

Author:

Teodora Gajo

AU

Mentor/comentor:

dr Zoran Mijatović

MN

Title:

Stark broadening of ionized Argon lines in plasma

TI

Language of text:

Serbian (Latin)

LT

Language of abstract:

English

LA

Country of publication:

Serbia

CP

Locality of publication:

Vojvodina

LP

Publication year:

2013

PY

Publisher:

Author's reprint

PU

Publication place:

Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

PP

Physical description:

chapters-4, pages-146, references-41, tables-54, figures and graphs-95, appendices-0

PD

Scientific field:

Physics

SF

Scientific discipline:

Plasma Physics

SD

Subject/ Key words:

Plasma diagnostics; Stark broadening; Spectral line shapes; Argon spectral lines

SKW

UC

Holding data:

Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

HD

Note:

none

N

Abstract:

Stark widths and shifts of 13 Ar II spectral lines in the visible part of spectrum were measured. Spectral lines were emitted from pulsed wall stabilized Ar arc plasma under atmospheric pressure. Profiles were recorded at plasma electron densities of $1.3 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ and $1.6 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ and plasma electron temperatures of 13400 K and 14200 K respectively. Obtained results are compared with other experimental results as well as with theoretical values. The analysis of the experimental and theoretical data is given as well.

AB

Accepted by the Scientific Board:

27.01.2011.

ASB

Defended on:

DE

Thesis defend board:

DB

President:

Member:

Member:

Member: