

D- 382

PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

INSTITUT ZA FIZIKU

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

ПРИМЉЕНО:		23 IV 1999
ОРГАНИЗ.ЈЕД.	БРОЈ	
0603	9/61	

Igor Radivojević

**ELEKTRIČNE KARAKTERISTIKE PLAZME U ZIDOM
STABILISANOM LUKU**

- Diplomski rad -

Novi Sad, 1999.

S A D R Ž A J

Uvod	1
1. Kolektivne i parne interakcije u plazmi	2
1.1 Parametri plazme	2
1.2 Kolektivne interakcije u plazmi	3
1.2.1 Makroskopska kvazineutralnost	3
1.2.2 Elektrostatičko ekriranje	4
1.3 Parne interakcije u plazmi	5
1.3.1 Elastični sudari medju nanelektrisanim česticama	5
1.3.2 Sudari nanelektrisanih čestica sa neutralima	7
2. Električna provodnost plazme	8
2.1 Funkcija provodnosti slabo jonizovane plazme u cilindričnoj geometriji ...	9
2.1.1 Elektron-jonski sudari	10
2.1.2 Elektron-atomski sudari	11
3. Lučno pražnjenje	12
3.1 Karakteristike lučnog pražnjenja	12
3.1.1 Pozitivan stub lučnog pražnjenja	13
3.2 Zidom stabilisan luk	14
4. Eksperiment	17
4.1 Eksperimentalna postavka	17
4.2 Električna merenja	18
4.3 Merenja elektronske koncentracije i temperature	19
5. Proračuni i rezultati	20
5.1 Konstrukcija funkcije $\sigma(T)$	20
5.1.1 Odredjivanje srednje kolizione frekvence	20
5.1.2 Odredjivanje $\langle \nu_{ei} \rangle$	21
5.1.3 Odredjivanje $\langle \nu_{ea} \rangle$	21
5.2 Rezultati merenja	22
Zaključak	30
Reference	31
Dodatak	32

Uvod

Korektan opis interakcija izmedju nanelektrisanih čestica je jedan od važnih problema vezanih za teorijsko izučavanje plazme pri višim pritiscima. Eksperimentalna ispitivanja tih interakcija su povezana sa dva glavna problema.

Prvo, većina laboratorijskih plazmi je samo delimično ionizovana. Samim tim neophodno je, prilikom svih proračuna, uzeti u obzir i neidealne efekte.

Drugo, informacije o elementarnim interakcijama moraju biti izvedene iz eksperimentalnih vrednosti nekih drugih makroskopskih veličina, električne provodnosti na primer.

S tim u vezi, u ovom radu će biti predstavljena merenja električnih karakteristika plazme u zidom stabilisanom lučnom pražnjenju, u čistom argonu kao i u mešavini argona sa ugljendioksidom, azotom i kiseonikom u dva količinska odnosa (95 : 5 i 90 : 10) pri atmosferskom pritisku.

Takodje će biti predstavljena izračunavanja električne provodnosti argonske plazme korišćenjem semiempirijskog modela za izračunavanje provodnosti slabojonizovane plazme opisanog od strane Šarkovskog (Sharkofsky) [1].

Rad se jednim svojim delom oslanja na rad [2] i zamišljen je kao "nastavljanje" na njhove rezultate za slučaj pražnjenja na pritisku od 1 atm i pri manjim vrednostima jačine struje (od 10 do 30 A).

1. Kolektivne i parne interakcije u plazmi

1.1 Parametri plazme

Plazma se može definisati kao sistem sastavljen od nanelektrisanih (ili delom nanelektrisanih i delom neutralnih) čestica ali pod uslovom da fizičkim ponašanjem tog sistema dominira kolektivna interakcija uslovljena elektromagnetskim poljem koje potiče od prisutnih nanelektrisanih čestica. Zahvaljujući dugom dometu kulanovskih (Coulomb) sila kolektivni fenomeni se, po pravilu, počinju ispoljavati već pri srazmerno malim stepenima ionizacije.

U cilju razmatranja predhodne definicije plazme sa kvantitativnog aspekta i formulisanja kriterijuma plazmenog stanja materije potrebno je najpre uvesti odredjene parametre koji će ga karakterisati. Na prvom mestu potrebno je na određeni način precizirati *sastav plazme*. Pojedine vrste čestica koje ulaze u sastav plazme (elektroni, jednostruko i višestruko ionizovani joni, neutralni atomi, ekscitovani atomi itd.) nazivaju se njene *komponente* ili *konstituenti*.

Kvantitativno, sastav plazme se karakteriše *temperaturama* i *koncentracijama* pojedinih konstituenata.

Temperature T_α komponenati α ne moraju, u opštem slučaju, biti jednake. Ako su te temperature jednake i ako ne postoji nikakav gradijent temperature i koncentracije onda je plazma *termodynamički ravnotežna*. Ukoliko su, pak, sve temperature T_α međusobno jednake u svakoj tački sredine ali postoje gradijenti temperature izmedju različitih tačaka kažemo da je plazma *izotermna*. Najzad, ako su temperature pojedinih komponenti različite čak i u istoj tački, govorimo o *neizotermnoj plazmi*.

Sastav plazme, koncentracija i temperatura njenih komponenata određuju, sa svoje strane, elementarne procese koji se mogu odigrati pod datim uslovima pa su *verovatnoće za te procese* takodje važni parametri plazme.

Odnos plazme prema okolini određen je, u prvom redu, *karakterističnim dimenzijama oblasti* koju ona zauzima. Kod plazme sfernog oblika, na primer, ulogu karakteristične dužine igra poluprečnik sfere, u slučaju cilindrične geometrije to je poluprečnik osnove, dok za sloj plazme karakterističnu dimenziju predstavlja debljina sloja.

Za odnos plazme prema okolini, takodje su važna i spoljašnja polja (električno, magnetno, gravitaciono).

1.2 Kolektivne interakcije u plazmi

1.2.1 Makroskopska kvazineutralnost.

Najočiglednija posledica postojanja kolektivne interakcije prouzrokovane elektromagnetnim silama [3] je *tendencija plazme ka električnoj neutralnosti*, tj. stanju u kome je zapreminska gustina nanelektrisanja jednaka nuli. Ova tendencija se ispoljava kada se razmatraju dovoljno velike zapremine plazme i dovoljno veliki intervali vremena [3], jer bi u protivnom fluktuacija prostornog nanelektrisanja usled termalnog kretanja nanelektrisanih čestica suviše dolazila do izražaja. Stoga se ova tendencija i označava kao *makroskopska kvazineutralnost*.

Objašnjenje za ovakvo ponašanje plazme sastoji se u tome, što je lokalno nastajanje viška pozitivnih ili negativnih nanelektrisanja, do koga dolazi zbog termalnog kretanja u plazmi, praćeno uspostavljanjem veoma intenzivnih električnih polja koja sputavaju svako kretanje koje bi, kao rezultat imalo povećanje prostornog nanelektrisanja.

Da bismo utvrdili šta se podrazumeva pod, gore navedenim, pojmom "dovoljno velika zapremina" posmatrajmo plazmu koja ima n elektrona (i isto toliko pozitivnih jona) po jedinici zapremine. Pretpostavimo da je plazma izotermna i da je njena temperatura T , tako da je srednja energija termalnog kretanja po jednoj čestici jednaka kT . Maksimalan radius sfere R_D iz koje bi mogli izaći svi elektroni možemo naći iz uslova $e\varphi(R_D) = kT$, koji izražava činjenicu da će elektroni izlaziti, zahvaljujući energiji termalnog kretanja, sve dok ih uspostavljeni potencijal u tome ne spreči. Pošto je

$$\varphi(R_D) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{en^4\pi R_D^3}{R_D} = \frac{enR_D^2}{3\varepsilon_0},$$

neposredno dobijamo

$$R_D = \sqrt{3} \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T}{e^2 n}}.$$

Odbacujući nebitan faktor $\sqrt{3}$, dobijamo jednu karakterističnu plazmenu dužinu

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T}{e^2 n}}, \quad (1)$$

koja se naziva *Debajev (Debye) radius plazme*. On daje red veličine one sfere (tzv. *Debajeve sfere*) iz koje bi, usled termalnog kretanja, mogle izaći sve čestice jednog znaka nanelektrisanja pri datoј koncentraciji n i temperaturi T plazme. *O elektroneutralnosti plazme je moguće govoriti jedino ako imaju u vidu zapremine čije su linearne dimenzije znatno veće od Debajevog radijusa te plazme.*

U slučajevima znatnijeg odstupanja od termodinamičke ravnoteže potrebno je razlikovati Debajeve radijuse za svaku vrstu čestica ponaosob. Oni su dati formulom

$$r_{D\alpha} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_\alpha}{e_\alpha^2 n_\alpha}}. \quad (2)$$

U takvim slučajevima se uvodi i *efektivni Debajev radius plazme kao celine*

$$r_{Deff} = \left(\sum_\alpha \frac{1}{r_{D\alpha}^2} \right)^{-1/2}. \quad (3)$$

1.2.2 Elektrostatičko ekraniranje.

Još jedna manifestacija kolektivne interakcije u plazmi ogleda se u pojavi *elektrostatičkog ekraniranja* na malim rastojanjima, reda veličine Debajevog radijusa. Na tim rastojanjima su, kao što smo videli, moguća razdvajanja prostornih nanelektrisanja suprotnog znaka. Pojava elektrostatičkog ekraniranja se sastoji u tome, što potencijal elektrostatičkog polja u blizini nekog jona vrste α , kada se on nalazi u plazmi, nije dat "običnim" kulanovskim potencijalom

$$\varphi_\alpha^c(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{c_\alpha}{r} . \quad (4)$$

Naime, zbor privlačenja nanelektrisanja suprotnog znaka, oko svakog jona u plazmi se obrazuje jedna neravnometerna raspodela nanelektrisanja u kojoj dominiraju čestice suprotnog znaka tzv. "oblak" nanelektrisanja. Unutar oblaka je elektroneutralnost narušena što već ukazuje da njegove linearne dimenzije ne mogu biti veće od Debajevog radijusa. Najvažnija posledica ovog "oblaka" jeste zaklanjanje (ekraniranje) polja centralnog jona. Nanelektrisane čestice u "oblaku" se kreću svojim termalnim brzinama, usled čega se njegova struktura i oblik neprestano menjaju ali se može uzeti da je on u srednjem sferno simetričan.

Da bismo odredili potencijal elektrostatičkog polja jona okruženog oblakom koristićemo Poasonovu (Poisson) jednačinu

$$\Delta\varphi_\alpha = -\frac{1}{\epsilon_0} \sum_\sigma e_\sigma u_\sigma^*(r) , \quad (5)$$

u kojoj $u_\sigma^*(r)$ označava koncentraciju jona vrste σ na rastojanju r od centralnog jona. Povezivanje $u_\sigma^*(r)$ i $\varphi_\alpha(r)$, koje je neophodno radi rešavanja napisane jednačine, nije moguće bez dopunskih predpostavki. Debaj i Hikel (Hückel) su razvili teoriju u kojoj se polazi od pretpostavke da je svaka komponenta plazme vrlo približno idealan gas (energija elektrostatičke interakcije je znatno manja od energije termalnog kretanja) i da je vrlo blizu stanja termodinamičke ravnoteže i ima svoju temperaturu T_σ , te je dozvoljeno primeniti Boltzmanovu formulu za koncentraciju gasa u polju spoljnih sila sa potencijalom $e\varphi$,

$$u_\sigma^*(r) = n_\sigma \exp\left(-\frac{e_\sigma \varphi_\alpha}{kT_\sigma}\right) , \quad (6)$$

gde je n_σ srednja (makroskopska) koncentracija označene komponente. Pod tim pretpostavkama Poasonova jednačina daje

$$\Delta\varphi_\alpha = -\frac{1}{\epsilon_0} \sum_\sigma e_\sigma u_\sigma \exp\left(-\frac{e_\sigma \varphi_\alpha}{kT_\sigma}\right) . \quad (7)$$

Prelaskom na sferne koordinate i izvesnim transformacijama [3] predhodna nelinearna parcijalna diferencijalna jednačina dobija oblik

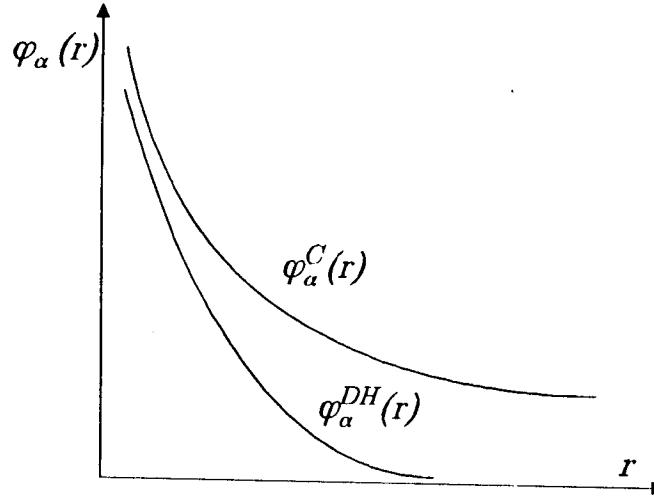
$$\frac{d^2}{dr^2}(r\varphi_\alpha) - \frac{1}{r_D^2}(r\varphi_\alpha) = 0 , \quad (8)$$

gde je r_D upravo efektivni Debajev radius plazme. Odbacujući fizički nerealno rešenje i postavljajući uslov da kada r teži nuli dobijeni potencijal mora poklapati sa kulanovskim potencijalom, dobijamo konačan oblik rešenja predhodne jednačine

$$\varphi_\alpha^{DH}(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e_\alpha}{r} \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right) . \quad (9)$$

Ovo je poznati *Debaj-Hikelov ekranirani potencijal*. Zbog eksponencijalnog člana on opada mnogo brže sa rastojanjem od kulanovskog potencijala.

Kao što se vidi na rastojanjima reda veličine r_D se može smatrati da je "oblak" u potpunosti ekranirao električno polje centralnog jona. Prema tome linearne dimenzije "oblaka" su reda veličine Debajevog radijusa. Drugim rečima: *iako su kulanovske sile dugog dometa, svaka nanelektrisana čestica u plazmi interaguje samo sa onim nanelektrisanim česticama koje se nalaze u Debajevoj sferi opisanoj oko nje*.



Slika 1.1 Ilustracija promene neekraniranog ($\varphi_\alpha^C(r)$) i ekraniranog ($\varphi_\alpha^{DH}(r)$) potencijala tačkastog nanelektrisanja sa rastojanjem.

Naglasimo još jednom da rezultat (9) važi samo ako su ispunjene obe prepostavke teorije, tj. ako se bar približno može smatrati da je plazma u termodinamičkoj ravnoteži i da je energija termalnog kretanja njenih čestica znatno veća od energije elektrostatičke interakcije. Uobičajeno je da se plazma koja zadovoljava oba ova uslova naziva *slabo neidealnom*. Plazma će biti *slabo neidealna* ukoliko se u Debajevoj sferi te plazme nalazi veliki broj nanelektrisanih čestica, odnosno ukoliko je srednje rastojanje izmedju dve nanelektrisane čestice znatno manje od Debajevog radijusa, $d \ll r_D$ [3].

1.3. Parne interakcije u plazmi

1.3.1 Elastični sudari medju nanelektrisanim česticama.

Najvažniji procesi elastičnog rasejanja medju nanelektrisanim česticama. Pošto je ovde potencijal interakcije Kulonov $U(r) = (4\pi\varepsilon_0)^{-1}e_\alpha e_\beta/r$ diferencijalni presek rasejanja je [3]

$$\sigma_{\alpha\beta}(v_r, \vartheta) = -\frac{1}{4}b_0^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} , \quad (10)$$

gde je v_r relativna brzina kretanja, ϑ ugao rasejanja a b_0 pogodno odabrana konstanta sa dimenzijom dužine koja je data izrazom

$$b_0 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{|e_\alpha e_\beta|}{\mu_{\alpha\beta} v_r^2} . \quad (11)$$

(ovde je $\mu_{\alpha\beta}$ redukovana masa sistema). Fizički smisac veličine b_0 je u tome što ona određuje granicu izmedju "slabih" i "jakih" sudara [3]. Rezultat (11) je poznat u literaturi kao *Raderfordova (Rutherford) formula*.

U fizici plazme najveći značaj ima tzv. *presek za prenos momenta ili Ramsauerov (Ramsauer) presek* [3]

$$\sigma_{\alpha\beta}(v_r)^{(1)} = 4\pi b_0^2 \ln\left(\frac{r_{D\beta}}{b_0}\right) . \quad (12)$$

Logaritamski faktor koji se javlja u navedenom rezultatu poznat je pod nazivom *Kulonovski logaritam* $L_{\alpha\beta}$. Dakle predhodni izraz se može napisati konciznije kao

$$\sigma_{\alpha\beta}(v_r)^{(1)} = 4\pi b_0^2 L_{\alpha\beta} . \quad (13)$$

Ako se pri izračunavanju Kulonovskog logaritma za kinetičku energiju koja se javlja u izrazu za b_0 stavi srednja energija termalnog kretanja i ako se još predpostavi da je plazma izotermna, možemo staviti $\frac{1}{2}\mu_{\alpha\beta}v_r^2 = \frac{3}{2}kT$, tako da je

$$L_{\alpha\beta} = \ln\left(\frac{r_{D\beta}}{b_0}\right) \approx \ln\left[\frac{\sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{e_\beta^2 n_\beta}}}{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|e_\alpha e_\beta|}{3kT}}\right] = \ln\left[\frac{12\pi\epsilon_0 \epsilon_0}{|e_\alpha| e_\beta^2 n_\beta} (kT)^{\frac{3}{2}}\right] . \quad (14)$$

Izračunavanje kolizionih frekvenci koje se može izvršiti na osnovu opšte jednačine koja povezuje kolizionu frekvencu sa presekom rasejanja [3]

$$\nu_{\alpha\beta} = n_\beta \int \sigma_{\alpha\beta}(v_r)^{(1)} v_r dP_r^{\alpha\beta} . \quad (15)$$

je veoma komplikovano i zahteva duboku analizu kolizionih procesa u plazmi zasnovanu na molekularno-kinetičkoj teoriji. Ovde će, stoga, biti navedeni samo najvažniji rezultati poznati kao *Spitzer-Härm-ove formule*. Frekvence elektron-elektronskih($e - e$) i elektron-jonskih($e - i$) sudara su približno jednake, jer srednja slobodna putanja elektrona zavisi u prvom redu od njegove energije. Za totalnu kolizionu frekvencu $\nu_e = \nu_{ee} + \nu_{ei} \approx 2\nu_{ei}$ se nalazi

$$\nu_{ei} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{m_e}} \left(\frac{cc_i}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{n_e}{(kT_e)^{\frac{3}{2}}} L_{ei} , \quad (16)$$

gde je L_{ei} Kulonovski logaritam za $e - i$ sudare.

Kod jona su bitni samo jon-jonski($j - j$) sudari, pošto joni vrlo malo "osećaju" sudare sa elektronima čija je masa za nekoliko redova veličine manja. Za jonsku kolizionu frekvencu $\nu_i \approx \nu_{ii}$ se nalazi

$$\nu_{ci} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{m_i}} \left(\frac{(e_i)^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{n_i}{(kT_i)^{\frac{3}{2}}} L_{ii} . \quad (17)$$

Može se zapaziti da su obe navedene kolizione frekvence obrnuto proporcionalne kvadratnom korenu iz kuba korespondentne temperature čestica, što je osobenost Kulonove interakcije. Naime, ukoliko je temperatura čestica viša, njihovo termalno kretanje je brže, a sa povećanjem brzine presek rasejanja opada pa opada i verovatnoća za sudar.

1.3.2 Sudari nanelektrisanih čestica sa neutralima.

Sudari sa neutralima (neutralnim atomima) mogu takođe biti od izvesnog značaja za ponašanje plazme, posebno pri malim stepenima ionizacije. U literaturi se sudari sa neutralima najčešće računaju po modelu krutih sfera, tj. smatra se da su preseci nezavisni od brzina. Ovakav metod daje sledeći rezultat za kolizionu frekvencu

$$\nu_{an} \approx n_n \sigma_{an} v_{T\alpha} , \quad (18)$$

gde je $v_{T\alpha}$ termalna brzina kretanja data relacijom

$$v_{T\alpha} = \sqrt{\frac{kT_\alpha}{m_\alpha}} , \quad (19)$$

i ona je vrlo približno jednaka srednjoj brzini relativnog kretanja. Medjutim, da bi se dobila zadovoljavajuća saglasnost sa eksperimentalno izmerenim vrednostima, često je potrebno svakoj vrsti nanelektrisanih čestica pripisati posebnu vrednost preseka σ_{an} , tj. neutralne atome tretirati kao krute sfere ali različitog dijametra u odnosu na različite vrste nanelektrisanih čestica. Kod sudara ion-neutral obično se može uzeti $\sigma_{in} \approx 10^{-20} m^2$. Medjutim u istoj plazmi se, kod sudara elektron-neutral, mora uzeti druga vrednost za σ_{en} , i ona može biti i do 100 puta veća od gore navedene vrednosti za σ_{in} .

Uporedjujući sudare medju nanelektrisanim česticama i sudare ovih čestica sa neutralima, možemo formulisati *kriterijume slabe i jakе ionizacije*. Plazma će biti jako ionizovana, kao su u njoj dominantni sudari medju nanelektrisanim česticama tj ako važe uslovi

$$\nu_e >> \nu_{en}, \quad \nu_i >> \nu_{in} . \quad (20)$$

U suprotnom kažemo da je plazma slabo ionizovana [3].

2. Električna provodnost plazme

Plazma ima sposobnost provodjenja električne struje pod dejstvom električnog polja. Fizička veličina koja kvantitativno karakteriše tu njenu osobinu je *električna provodnost* σ .

Električnu struju u plazmi predstavlja usmereno kretanje elektrona i jona u pravcu električnog polja. Ta struja zavisi od sledećih veličina: gustine nanelektrisanih čestica, njihove mase i brzine kretanja kao i od frekvencije sudara izmedju njih (odnosno srednjeg slobodnog puta svake vrste čestica pri datim uslovima). U skladu sa tim gustina električne struje se može opisati jednačinom [4]:

$$j = \sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha} v_{\alpha} - e n_e v_e . \quad (21)$$

Ovde su e_{α} , n_{α} i v_{α} nanelektrisanje, koncentracija i brzina kretanja, respektivno, jona vrste α , a n_e i v_e su gustina i brzina kretanja elektrona.

U klasičnim kondenzovanim sredinama (metalima i elektrolitima) gustina struje, vrlo približno, linearno zavisi od električnog polja tako da možemo pisati (Omov (Ohm) zakon) [4]

$$\frac{j}{\sigma} = E . \quad (22)$$

Jednostavnost predhodnog zakona se javlja zahvaljujući činjenici da u kondenzovanim sistemima nosioci nanelektrisanja imaju relativno male dužine slobodnog puta. Zbog toga je njihovo kretanje blisko haotičnom termalnom kretanju na koje je superponirano slabo, usmereno kretanje duž linija sila električnog polja.

Za razliku od toga, u plazmi su moguće najrazličitije vrednosti slobodnih putanja nanelektrisanih čestica. U *niskotemperaturnoj plazmi* [3] dužina slobodnog puta nanelektrisanih čestica nije tako velika ($\sim 10^{-4}$ cm) tako da za nju, sa velikom tačnošću možemo primeniti jednačinu (22). Za *visokotemperaturne plazme*, međutim, slobodna putanja čestica je veoma velika. Tako, na primer, u tokamacima je ona reda veličine 10^7 cm (pri $n_e \sim 10^{14}$ cm $^{-3}$ i $T_e \sim 10$ keV). Pri ovakvim uslovima veza izmedju j i E više nije tako jednostavna i razlikuje se od tačke do tačke u plazmi.

Takva razlika u dužinama slobodnih putanja (a sa njom povezanih i električnih svojstava plazme) izmedju niskotemperaturne i visokotemperaturne plazme je prisutna usled činjenice da presek za kulonovsku interakciju jako brzo opada (a dužina slobodnog puta raste) sa porastom energije nanelektrisanih čestica [4]

$$\sigma^{cul} = \frac{\sigma_0}{\epsilon^2} , \quad (23)$$

$(\sigma_0 \sim 10^{-13} \text{ cm}^2)$. Pri $\epsilon \sim 1 \text{ eV}$ presek za kulanovsku interakciju je mnogo veći od preseka za termo-kinetičku ($\sigma^{kin} \sim 10^{-16} \text{ cm}^2$). Medjutim, već pri $\epsilon \geq 30 \text{ eV}$ ti preseci su približno jednaki.

Druga važna osobina plazmenih "provodnika", kojom se oni razlikuju od kondenzovanih, je činjenica da je prolazak električne struje kroz plazmu praćen velikim brojem najrazličitijih efekata. Pri promeni električnog toka kroz plazmu njena struktura (konfiguracija) se kontinualno (ili čak skokovito) menja. U blizini elektroda i zidova suda u kom se plazma nalazi su moguće pojave prostornih slojeva nanelektrisanja koji mogu jako da utiču na električne karakteristike plazme u jednom njenom delu.

Zbog svega toga, za većinu plazmenih sistema *diferencijalne karakteristike* tipa jednačine (21) nemaju naročit značaj već njihovo mesto zauzimaju *integralne karakteristike*. Za stacionarne plazmene sisteme to je, u prvom redu, *volt-amperska karakteristika*

$$U_p =_p (I_p) , \quad (24)$$

koja povezuje napon pražnenja U_p sa strujom kroz plazmu I_p . U impulsnim sistemima, kao njen ekvivalent, se javlja tzv. *oscilogram* struje i napona tj. njihova zavisnost od vremena:

$$I_p = I_p(t), \quad U_p = U_p(t) . \quad (25)$$

2.1 Funkcija provodnosti slabojonizovane plazme u cilindričnoj geometriji

Vrednost električne provodnosti u plazmi se obično izvodi iz Omovog zakona koji je, u najopštijem obliku, dat kao:

$$\frac{I}{E} = \int \sigma(x, y) ds , \quad (26)$$

gde su I i E vrednosti električne struje i električnog polja u nekoj tački, a $\sigma(x, y)$ vrednost provodnosti u toj tački.

Za slučaj aksijalne simetrije predhodna jednačina se transformiše u

$$I = 2\pi E \int_0^R \sigma(r) dr , \quad (27)$$

gde je sad E vrednost aksijalne komponente električnog polja, a R je poluprečnik plazme (luka).

Električna provodnost σ je u osnovi funkcija temperature plazme tako da jednacina (27) lako može biti transformisana u nehomogenu Volterovu (Voaltair) integralnu jednacina druge vrste za nepoznatu zavisnost $\sigma = \sigma(T)$ [5].

Postupak korišćen u ovom radu se temelji na konstruisanju eksperimentalne funkcionalne zavisnosti $\sigma(T)$ koristeći metod opisan od strane Šarkofskog [1] za izračunavanje provodnosti slabojonizovanog gasa. Ta konstrukcija je bazirana na relaciji

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e < \nu > g_\sigma} , \quad (28)$$

gde je n_e elektronska koncentracija plazme, e i m_e su vrednosti nanelektrisanja i mase elektrona, a g_σ je tzv. kinetička funkcija izračunata iz $e - i$, $e - a$, $e - e$ kolizionih matričnih elemenata u aproksimaciji četvrtog reda koristeći numeričke koeficijente tabelisane od srane Hohstima (Hochstim) [6]. Veličina $\langle \nu \rangle$ predstavlja srednju kolizionu frekvencu koja se, koristeći zakonitosti statističke fizike može izraziti kao

$$\langle \nu \rangle = \frac{4\pi}{3n_e} \int_0^\infty v^3 (\nu_{ei} + \nu_{ea}) \frac{\partial f^0}{\partial v} dv . \quad (29)$$

Ovde su ν_{ei} i ν_{ea} kolizione frekvence za elektron-jonske i elektron-atomske sudare dok je f^0 ravnotežna Maksvelova raspodela po brzinama[3,7]

$$f^0(v) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2kT}\right) . \quad (30)$$

2.1.1 Elektron-jonski sudari.

Osnovna teškoća prilikom proučavanja interakcije izmedju nanelektrisanih čestica u slabo jonizovanoj plazmi je vezana za kompleksni dinamički mehanizam ekraniranja koji se ne može jednostavno direktno uvesti u proračune. Osim toga modeli bazirani čisto na teoriji ne pokazuju dobro slaganje sa eksperimentom. Zbog toga je model koji će ovde biti prikazan ustvari semiempirijski model.

Osnovna karakteristika neidealne plazme je njena neneutralnost u dimenzijama koje su jednake njoj odgovarajućem Debajevom radiusu. Imajući na umu takve njene osobine domet ekraniranog potencijala može biti uzet kao [2]

$$r_s = xr_D , \quad (31)$$

gde je r_D Debajev radius, a x tzv. slobodni parametar koji mora biti određen tako da cela funkcija provodnosti odgovara eksperimentalnim podacima i zadovoljava jednačinu (27).

U većini modela elektron-jonska koliziona frekvencia ima oblik

$$\nu_{ei} = n^+ \frac{4\pi}{v^3} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e} \right)^2 \ln \lambda , \quad (32)$$

gde je n^+ koncentracija jednostruko jonizovanih atoma, a $\ln \lambda$ Kulonov logaritam koji se može uvesti pomoću relacije (14):

$$\lambda = \frac{x r_D}{b_0} , \quad (33)$$

gde je

$$b_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{3kT} . \quad (34)$$

2.1.2 Elektron-atomski sudari

Prisustvo neutralnih atoma u plazmi uslovjava postojanje neidealnih efekata. Zbog toga je neophodno posvetiti posebnu pažnu izračunavanju elektron-neutral kolizionih frekvenci

$$\langle \nu_{ea} \rangle = \sum_{n=0}^N N_n v Q_{en} . \quad (35)$$

Ovde je N_n koncentracija atoma u stanju opisanim glavnim kvantnim brojem n (N_0 koncentracija neutrala u osnovnom stanju), v je brzina termalnog kretanja elektrona dok su Q_{en} tzv. preseci za prenos momenta izmedju elektrona i atoma ili Ramsauerovi preseci već opisani u odeljku 1.2. (jednačina (12)) Gornja granica sumiranja je definisana Grimovim kriterijumom[8]. Ramsauerovi preseci se mogu uvesti u proračune i koristeći odgovarajuću empirijsku formulu [9], ali samo za atome u osnovnom stanju, dok se za atome u pobudjenim stanjima dobijaju pomoću klasične teorije rasejanja elektrona u sfernosimetričnom potencijalu[9,10].

Koncentracija neutrala se može izraziti iz jednačine stanja koja u slučaju prisustva samo jednostrukih ionizacija ima oblik

$$p = n_e k T_e + (n_a + n^+) k T_a , \quad (36)$$

gde je n_a ukupna koncentracija svih neutrala (i pobudjenih i nepobudjenih), a p pritisak plazme. U slučaju termodinamičke ravnoteže (u kojoj se plazma pri višim pritiscima približno i nalazi) predhodna jednačina dobija oblik:

$$p = (2n_e + n_a) k T_e . \quad (37)$$

U poslednjoj relaciji je iskorištena činjenica da je $n^+ = n_e$.

Neutrali u plazmi se pokoravaju Boltzmanovoj (Boltzman) raspodeli po energijama tako da možemo pisati

$$n_a = \sum_{n=0}^N N_0 \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{kT}\right) , \quad (38)$$

gde je ε_i energija atoma u i -tom pobudjenom stanju. Iz predhodne dve jednačine uz poznavanje vrednosti energija ε_i moguće je odrediti koncentracije neutrala kako u osnovnom tako i u svim pobudjenim stanjima.

Ovako uvedenim postupkom je moguće konstruisati celokupnu funkciju $\sigma(T)$. Pri tome parametar x , kao što smo videli, ne igra ulogu samo proizvoljno uvedene konstante koja mora da odgovara eksperimentalnim podacima već može da pruži i dodatne informacije o interakciji izmedju nanelektrisanih čestica kao i o neidealnim efektima.

3. Lučno pražnjenje

Najuobičajeniji način dobijanja plazme u laboratorijskim uslovima je korišćenje *električnih pražnjenja u gasovima* jer se u ovim pražnenjima bar izvestan procenat atoma (ili molakula) gasa nalazi u ionizovanom stanju, a radna supstanca se bar u izvesnim oblastima pražnjenja nalazi u stanju plazme.

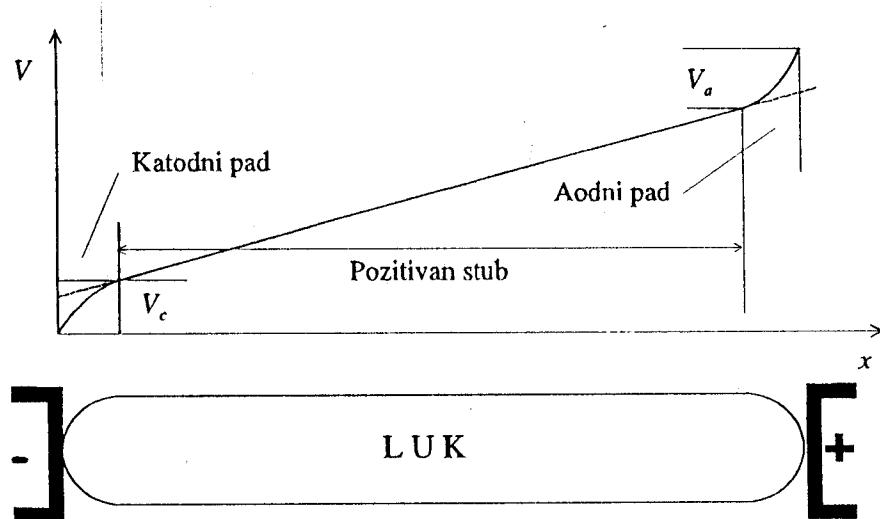
3.1 Karakteristike lučnog pražnjenja

Lučno pražnjenje spada u grupu samostalnih pražnjenja [11]. U prelaznom režimu od *abnormalnog* ka *lučnom pražnjenju* [11], sa porastom jačine struje raste i temperatura katode, a time i broj elektrona emitovanih sa nje usled *termoelektronske emisije*. takodje dolazi i do isparavanja materijala sa površine katode. Samim tim, za održanje lučnog pražnjenja, potreban je manji *katodni pad potencijala*. Prelazna oblast ka lučnim pražnjenju nastaje kada broj elektrona nastalih usled termoelektronske emisije postane približno jednak broju elektrona nastalih usled *sekundarne emisije* [11]. Pražnjenje u ovoj oblasti je nestabilno.

Daljim povećanjem jačine struje prelazi se u lučno pražnjenje gde preovladava proces termoelektronske emisije. Ona uslovljava mali katodni pad potencijala koji se održava na rastojanju približno jednakom srednjem slobodnom putu elektrona. S obzirom na malo rastojanje na kome se katodni pad potencijala ostvaruje, električno polje u blizini katode je veoma jako, pa dolazi i do pojave emisije elektrona sa katode usled dejstva električnog polja.

Tipična raspodela potencijala duž luka data je na slici 3.1. *Pozitivan stub*, koji se nalazi u stanju plazme, zauzima najveći deo prostora izmedju elektroda i ofarakterisan je konstantnim gradijentom potencijala. *Katodni i anodni pad* su mali, reda veličine nekoliko volti, odnosno reda veličine potencijala jonizacije gase u kom se pražnjenje vrši. Katodna i anodna oblast su male dužine pa su slabo uočljive.

Kod lučnog pražnjenja nije aktivna celokupna površina katode. Naime, na površini katode se formiraju svetle mrlje tzv. *katodne mrlje* i to su mesta intenzivnog zagrevanja i provodjenja električne struje. Povećanjem jačine struje ove mrlje se šire tako da gustina struje ostaje konstantna.



Slika 3.1 Tipična raspodela potencijala u lučnom pražnjenju.

Gustina struje usled termoelektronske emisije j_c može se izračunati na osnovu *Ričardsonove (Richardson) formule*

$$j_c = A_c T_c^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{k T_c}\right) , \quad (39)$$

gde je $A_c = 5 \cdot 10^5 \text{ Am}^{-2}\text{K}^{-2}$ (konstanta približno jednaka za sve metale), Φ izlazni rad, a T_c temperatura katode na mestu katodne mrlje.

Kod stabilisanih lukova, radi stabilizacije pražnjenja, katoda se izradjuje u obliku šiljka.

Procesi koji se dešavaju u blizini katode zavise pre svega od osobine same katode i uglavnom su slični za razlike vrste lučnog pražnjenja. Procesi u pozitivnom stubu, međutim, samo zavise od pritiska, kao što će biti pokazano u sledećem odeljku.

Za uspostavljanje lučnog pražnjenja nije neophodno da se jačina struje postepeno povećava i da se pre uspostavljanja režima lučnog pražnjenja mora proći kroz sve faze nesamostalnog i tinjavog pražnjenja. U praksi se luk pali "direktno". Elektrode koje su priključene na izvor napona kratko se spoje i zbog velike jačine struje one se praktično trenutno zagreju do usijanja. Time su stvoreni uslovi za pojavu termoelektronske emisije i pojavu lučnog pražnjenja.

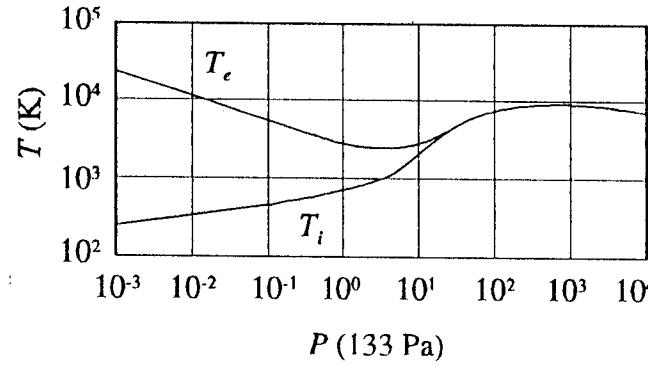
3.1.1 Pozitivan stub lučnog pražnjenja.

Pri analizi fizičkih procesa u pozitivnom stubu lučnog pražnjenja obično se posebno razmatra pozitivan stub pri niskom pritisku, a posebno stub pri visokom pritisku. Prvi i očigledan razlog za ovakvu podelu se vidi na slici 3.2.

U slučaju nižeg pritiska temperatura elektrona je veoma visoka, dok je temperatura jona (gasa) znatno niža. Pod niskim pritiskom se smatra slučaj kada je srednji slobodni put čestica gasa veći od dimenzija cevi u kojoj se pražnjenje vrši. Struja pražnjenja se održava uglavnom protokom elektrona. Gradijent električnog polja nije velik, ali je dovoljan za dobijanje potrebnog broja elektrona i jona da se pokriju gubici koji se javljaju na zidovima suda usled rekombinacije.

Od mnogo većeg značaja je lučno pražnjenje na višim pritiscima obično atmosferskom. U tom slučaju, kada je koncentracija nanelektrisanih čestica iznad 10^{21} m^{-3} stanje je blisko potpunoj termodinamičkoj ravnoteži. Temperatura gase je znatno viša

nego u slučaju niskog pritiska (sl. 3.2). Visoka temperatura dovodi i do disocijacije molekula gasa u pozitivnom stubu lučnog pražnjenja.



Slika 3.2 Elektronska i gasna temperatura u zavisnosti od pritiska.

Gradijent potencijala, odnosno jačina električnog polja duž ose pozitivnog stuba je znatno veća u odnosu na jačinu polja pri niskim pritiscima. Veza između jačine električnog polja i jačine struje data je relacijom

$$E = \frac{B}{iz} , \quad (40)$$

gde su B i z konstante. Konstanta B zavisi od vrste gase, a z od vrste materijala anode. Povećanje pritiska gase uzrokuje povećanje jačine električnog polja po zakonu

$$E \sim p^y . \quad (41)$$

gde je y konstanta koja zavisi od vrste gase. Od pritiska zavisi i prečnik pozitivnog stuba ali obrnuto сразмерно

$$D \sim \frac{1}{p^\delta} , \quad (42)$$

gde konstanta δ zavisi od jačine struje. Prečnik stuba nije konstantan celom dužinom i nešto je širi u blizini elektroda.

Temperatura u pozitivnom stubu visokog pritiska dovoljno je visoka, tako da ter-malna brzina ionizacije postaje značajna. Jasno je medjutim, da elektroni i joni ener-giju dobijaju direktno od električnog polja.

Ukupna gustina struje se može se izraziti kao

$$j = (en_e\mu_e + en_j\mu_j)E , \quad (43)$$

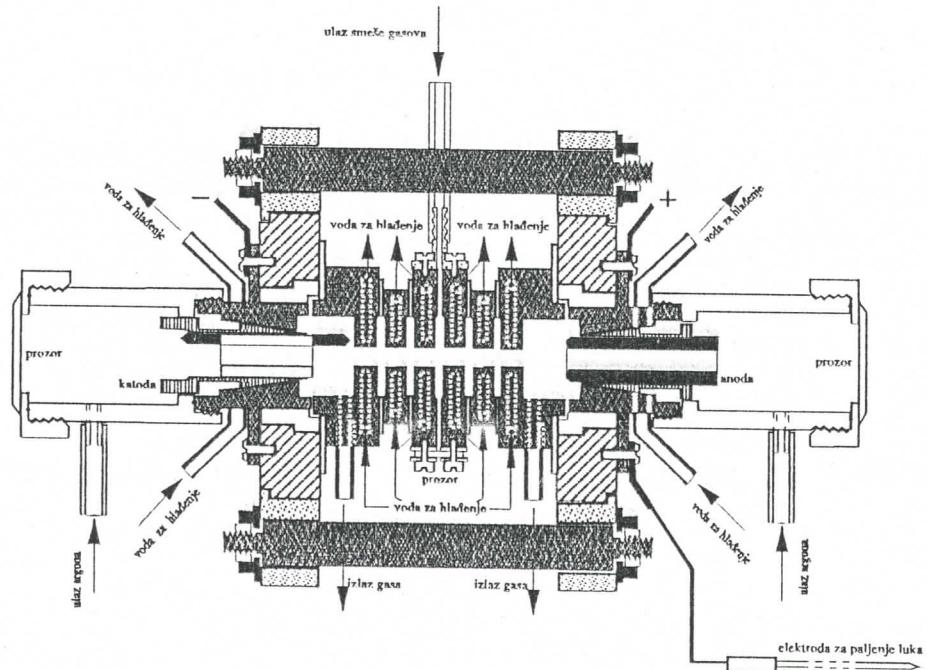
gde su n_e i n_j čestične koncentracije elektrona i jona, μ_e i μ_j pokretljivosti elektrona i jona [12], a E je aksijalna jačina električnog polja.

Gustina struje kao i temperatura imaju najveće vrednosti na i u blizini ose pozitivnog stuba, dok sa udaljavanjem od nje ove vrednosti opadaju.

3.2 Zidom stabilisani luk

Ako se pražnjenje odvija na atmosferskom pritisku tada nije neophodan nikakav sud za njegovo održavanje. U tom slučaju medjutim, dolazi do krivljenja i nestabilnosti pozitivnog stuba.

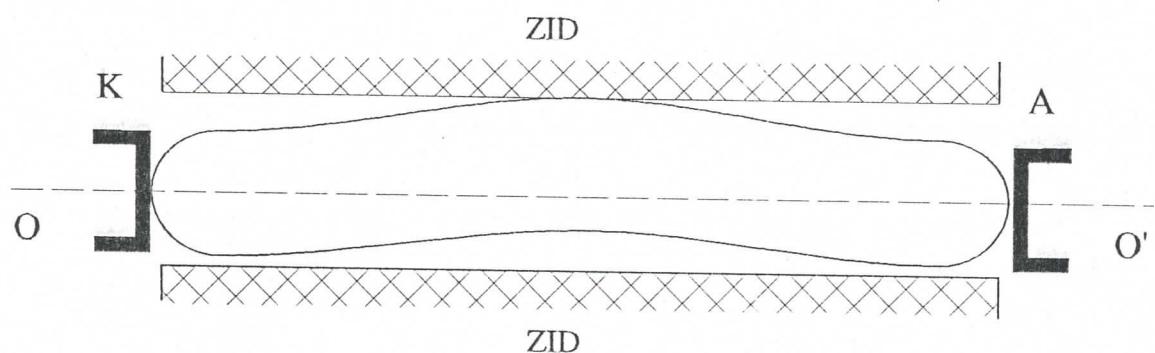
Zbog toga se luk stabilizuje ili protokom gasa oko prostora za pražnjenje ili se pražnjenje vrši u sudu koji se sastoji od medjusobno izolovanih segmenata sa otvorom u sredini. Niz ovakvih segmenata stvara ograničencilindrični prostor za održavanje pražnjenja. Električni luk koji se održava pri ovakvim uslovima se naziva *zidom stabilisani luk*. Slika 3.3 predstavlja šematski dijagram uredjaja za stabilizaciju luka zidom na kojoj je moguće uočiti: izolovane bakarne ploče (koje se hlađe vodom) sa centralnim otvorima koji formiraju otvor u kome gori luk, priključke za ulaz i izlaz gasa, elektrode i prozore koji omogućavaju posmatranje luka duž ose i normalno na nju.



Slika 3.3 Konstrukcija zidom stabilisanog luka.

Kao radna supstanca obično se koristi neki plemeniti gas (ili njegova mešavina sa malim procentom primešenih) da bi se redukovala erozija elektroda i bakarnih ploča. Uz dobro regulisan protok gase, takav luk gori ekstremno stabilno, za razliku od vodom (fluidom) ili gasom stabilisanih lukova kao i većine slobodno gorećih lukova [13,14].

Teorija cilindričnih stubaca u lukovima je većinom zasnovana na ravnoteži dissipativne električne energije i toplotnog fluksa, pošto je hladjenje zračenjem uglavnom zanemarljivo. Ponašanje luka stoga zavisi od električne i termalne provodljivosti ili, preciznije rečeno, od njihove kombinacije, zatim od graničnih uslova, a za slučaj dugačkih lukova i od dijametara otvora na bakarnim pločama.



Slika 3.4 Stabilizacija luka zidom.

Na uprošćen način mehanizam stabilizacije se može objasniti time da nestabilnost pražnjenja dovodi do izvijanja plazmenog stuba (sl. 3.4). Kada ispušteni deo dodje u blizinu zida, ili u kontakt sa njim, temperatura plazme rapidno opada. Zbog toga se električna provodnost plazme u toj oblasti značajno smanjuje. Kako ka centru pražnjenja (osi stuba OO') temperatura plazme raste, a time raste i električna provodnost, pražnjenje se pomera ka toj oblasti i plazmeni stub se ispravlja.

4. Eksperiment

4.1 Eksperimentalna postavka

Kao izvor plazme korišćen je zidom stabilisan električni luk Mekerovog (Maecker) tipa već prikazan na slici 3.3. Četiri bakarna segmenta u obliku diska debljine 7 mm i dva debljine 14 mm, sa kružnim otvorum prečnika 5 mm u sredini (koji se svaki posebno hladi vodom kroz kanal unutar njega), izolovani su medjusobno prstenastim pločicama teflona debljine 0.6 mm tako da zajedno čine cilindrični kanal prečnika 5 mm i dužine 50 mm. Na krajevima ovog kanala nalaze se dva šira diska koji služe kao nosači elektroda. Osim toga, na njima se nalaze i izvodi na koje se priključuje električno napajanje. Anoda prečnika 13 mm je izgradjena od volframa i duž svoje ose ima cilindrični kanal prečnika 5 mm. Katoda je takodje izradjena od volframa ali u obliku žice prečnika 3 mm i nalazi se u cilindričnom bakarnom držaču na kome je duž takodje probušen kanal istog prečnika i kroz koji se obično vrše spektroskopska posmatranja. U teflonskom izolatoru izmedju centralnih diskova napravljeni su otvori kroz koje je moguće u centralni deo električnog luka uvoditi pare različitih hemijskih elemenata ili vršiti poprečno posmatranje plazmenog stuba.

S obzirom da je katoda načinjena od tanke zašiljene žice, položaj katodne mrlje je fiksiran te ne dolazi do nestabilnog šetanja kraja plazmenog stuba po površini katode.

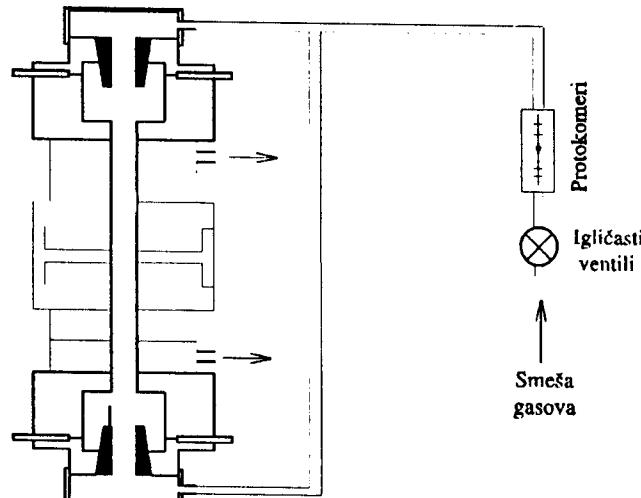
U prostor iza elektroda, koji je zatvoren kvarcним prozorima, uvodi se čidt argon (ili, u našem slučaju, mešavine argona sa različitim gasovima). Regulacija protoka gasa se vrši igličastim ventilima, a kontrola protokomrima kao što je prikazano na slici 4.1. Protok gasa je iznosio 3 l/min.

Električno napajanje luka je vršeno pomoću stabilisanog izvora jednosmerne struje, posebno konstruisanog za ovu namenu, sa stabilnošću od 0.3 %. Napon izmedju elektroda je iznosio oko 70 V.

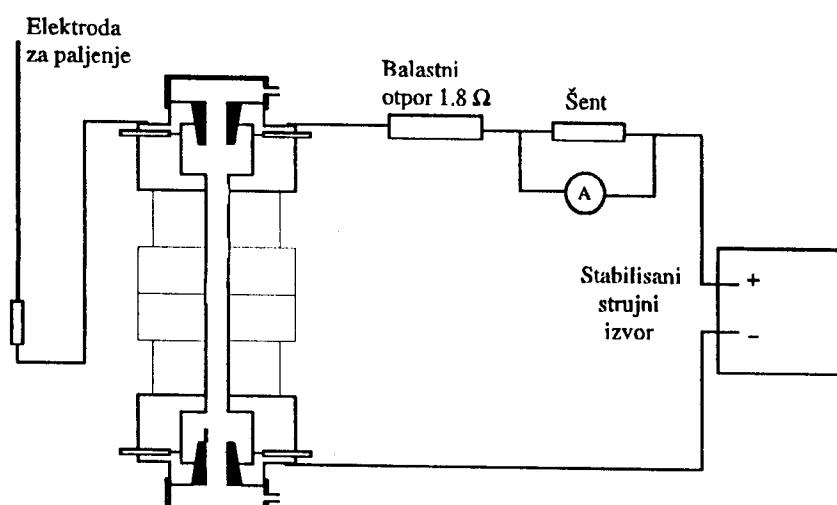
Paljenje luka se vrši pomoću elektrode za paljenje kojom se uspostavlja kratak spoj izmedju anode i katode. Izvlačenjem elektrode za paljenje luk se razvlači od šiljka katode do površine anode. Nakon toga elektroda za paljenje se potpunim izvlačenjem iz anodnog kanala, odstranjuje, a prostor iza anode se zatvara.

4.2 Električna merenja

Jačina struje (koja ulazi kao eksperimentalna vrednost u jednačinu (27)) je merena putem merenja napona na balastnom otporniku koji je prikazan na električnoj šemi eksperimenta (sl. 4.2). Vrednost balastnog otpora je 2.836Ω . Jačinu struje je moguće bilo regulisati u opsegu od minimalne vrednosti pri kojoj se pražnjenje još održava (oko 10 A) pa do maksimalno 30 A. Greška merenja jačine struje je procenjena na ispod 1 %.

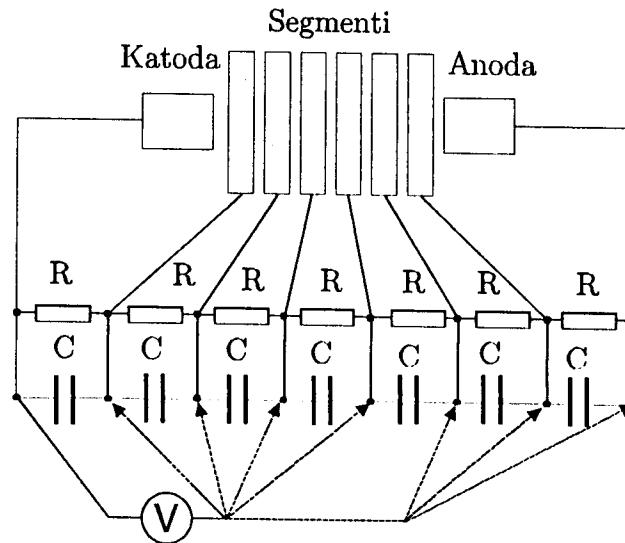


Slika 4.1 Gasni sistem lučnog pražnjenja.



Slika 4.2 Električna šema lučnog pražnjenja.

Jačina električnog polja u pozitivnom stubu (koja takođe ulazi kao eksperimentalna vrednost u jednačinu (27)) je određena kroz merenja napona izmedju pojedinih segmenata (tj. u odnosu na prvi segment) korištenjem kaskade prikazane na Slici 4.3. Samo merenje napona je vršeno analognim voltmetrom sa maksimalnom greškom od 5 %.



Slika 4.3 Električna šema za merenje potencijala u pražnjenju.

4.3. Merenja elektronske koncentracije i temperature

Za određivanje električne provodnosti plazme, kao što je to u drugom poglavlju već pokazano, neophodno je poznavati vrednosti elektronske temperature i koncentracije za različite položaje duž radijusa plazmenog stuba.

Uvodjenje malog procenta vodonika u pražnjenje vrlo malo utiče na elektronsku temperaturu i koncentraciju [15,16], tako da je elektronska koncentracija određena iz poluširine vodonikove H_β linije za dvanaest položaja duž radijusa plazmenog stuba [17]. Prilikom snimanja H_β linije posmatranje luka je izvršeno normalno na osu plazmenog stuba. Zbog toga je, nakon snimanja, primenjena procedura Abelove inverzije [18]. Greška određivanja elektronske koncentracije je procenjena na oko 10 %. Temperatura je nakon toga mogla biti određena iz sastava plazme [17].

5. Proračuni i rezultati

5.1 Konstrukcija funkcije $\sigma(T)$

U plazmi aksijalno simetričnog oblika elektronska temperatura T_e i koncentracija n_e su funkcije radijalnog rastojanja r ($T_e = T_e(r)$ i $n_e = n_e(r)$). Zbog toga će u ovom potupku eksplicitno biti konstruisana zavisnost $\sigma = \sigma(r)$, a u njoj će implicitno biti sadržana i zavisnost $\sigma = \sigma(T)$.

Provodnost plazme se izračunava prema formuli

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e \langle \nu \rangle g_\sigma} . \quad (44)$$

Na osnovu prethodne jednačine je očigledno da se osnovni problem prilikom konstrukcije funkcije $\sigma(T)$ sastoji u određivanju srednje kolizione frekvence $\langle \nu \rangle$.

5.1.1 Određivanje srednje kolizione frekvence

Srednja koliziona frekvencia se može izraziti u obliku

$$\langle \nu \rangle = \frac{4\pi}{3n_e} \int_0^\infty v^3 (\nu_{ei} + \nu_{ea}) \frac{\partial f^0(v)}{\partial v} dv . \quad (45)$$

Ovaj izraz je drugačije moguće napisati kao

$$\langle \nu \rangle = \langle \nu_{ei} \rangle + \langle \nu_{ea} \rangle , \quad (46)$$

gde su

$$\langle \nu_{ei} \rangle = \frac{4\pi}{3n_e} \int_0^\infty v^3 \nu_{ei} \frac{\partial f^0(v)}{\partial v} dv \quad (47)$$

i

$$\langle \nu_{ea} \rangle = \frac{4\pi}{3n_e} \int_0^\infty v^3 \nu_{ea} \frac{\partial f^0(v)}{\partial v} dv , \quad (48)$$

srednje kolizione frekvence elektron-jonskih i elektron-atomskih sudara, respektivno. $f^0(v)$ je ravnotežna Maksvelova raspodela po brzinama

$$f^0(v) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k T_e}\right) , \quad (49)$$

tako da je

$$\frac{\partial f^0(v)}{\partial v} = \frac{n_e}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{m_e}{kT_e}\right)^{\frac{5}{2}} \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2kT_e}\right) . \quad (50)$$

5.1.2 Odredjivanje $\langle \nu_{ei} \rangle$

Koliziona frekvenca za $e - i$ sudare data je jednačinom

$$\langle \nu \rangle = n_e \frac{4\pi}{v^3} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e}\right)^2 \ln \lambda , \quad (51)$$

gde je $\ln \lambda$ tzv. kulonovski logaritam dat izrazom (14). Na osnovu predhodnog srednja koliziona frekvenca za $e - i$ sudare se izračunava pomoću izraza

$$\langle \nu_{ei} \rangle = -\frac{1}{3(2\pi)^{\frac{3}{2}}} n_e \frac{e^4}{\epsilon^2 m_e^2} \left(\frac{m_e}{kT_e}\right)^{\frac{5}{2}} \ln \lambda \int_0^\infty v \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2kT_e}\right) dv . \quad (52)$$

Integral koji se javlja u izrazu se rešava uvodjenjem smene $\frac{m_e v^2}{2kT_e} = t$.

$$\int_0^\infty v \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2kT_e}\right) dv = \frac{kT_e}{m_e} \int_0^\infty \exp(-t) dt . \quad (53)$$

Tako da je konačan izraz za $\langle \nu_{ei} \rangle$ oblika

$$\langle \nu_{ei} \rangle = -\frac{1}{3(2\pi)^{\frac{3}{2}}} n_e \frac{e^4}{\epsilon^2 m_e^2} \left(\frac{m_e}{kT_e}\right)^{\frac{3}{2}} \ln \lambda , \quad (54)$$

odnosno kada se uvede izraz za $\ln \lambda$

$$\langle \nu_{ei} \rangle = -\frac{1}{3(2\pi)^{\frac{3}{2}}} n_e \frac{e^4}{\epsilon^2 m_e^2} \left(\frac{m_e}{kT_e}\right)^3 2 \ln \left[\frac{12\pi\epsilon_0^3 2}{c^3} n_e^{-\frac{1}{2}} (kT_e)^{\frac{3}{2}} x \right] . \quad (55)$$

5.1.3 Odredjivanje $\langle \nu_{ea} \rangle$

Koliziona frekvenca za $e - a$ sudare se određuje prema formuli

$$\langle \nu_{ea} \rangle = \sum_{n=0}^N N_n Q_{en} v . \quad (56)$$

Koncentracije atoma N_n u plazmi se pokoravaju Boltzmanovoj raspodeli po energijama:

$$N_n = N_0 \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right) . \quad (57)$$

gde je N_0 koncentracija atoma u osnovnom stanju, a E_n energija n -tog kvantnog stanja.

Energije pobudjenih nivoa argona su približno jednake 14 eV dok je temperatura plazme u ovim merenjima reda veličine 10000 K. Za te vrednosti veličina $\exp(-\frac{E_n}{kT})$ je

reda veličine 10^{-5} što znači da se koncentracija atona u pobudjenim stanjima praktično mogu zanemariti, tako da možemo pisati

$$\langle \nu_{ea} \rangle \approx N_0 Q_{e0} v . \quad (58)$$

Koncentracija N_0 se izračunava iz jednačine stanja

$$p = (2n_e + N_0)kT_e , \quad (59)$$

odakle sledi da je

$$N_0 = \frac{p - 2n_e}{kT_e} . \quad (60)$$

Preseci Q_{en} se, kao što je već rečeno, izračunavaju pomoću empirijske formule [9].

$$Q_n(10^{-20} m^2) = a \exp(-bE_n) + cE_n^d \exp(-fE_n) , \quad (61)$$

gde su energije E_n izražene u eV. Koeficijenti a, b, c, d i f su karakteristični za svaki gas. Za argon, njihove vrednosti su:

$$a = 8.05, b = 28.054, c = 0.99$$

$$d = 1.743, f = 0.136 .$$

Sada je moguće izračunati srednju kolizionu frekvencu za elektron-atomske sudare:

$$\langle \nu_{ea} \rangle = -\left(\frac{2}{9\pi}\right)^{\frac{1}{2}} N_0 Q_{e0} \left(\frac{m_e}{kT_e}\right)^{\frac{5}{2}} \int_0^\infty v^5 \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2kT_e}\right) dv . \quad (62)$$

Integral koji figuriše u prethodnom izrazu se smenom $\frac{m_e v^2}{2kT_e} = t$ svodi na gama funkciju

$$\int_0^\infty v^5 \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2kT_e}\right) dv = 4 \frac{kT_e^3}{m_e} \int_0^\infty t^2 \exp(-t) dt . \quad (63)$$

Kako je

$$\int_0^\infty t^2 \exp(-t) dt = \Gamma(3) = 2 , \quad (64)$$

konačan izraz za $\langle \nu_{ea} \rangle$ je oblika

$$\langle \nu_{ea} \rangle = -\left(\frac{128}{9\pi}\right)^{\frac{1}{2}} N_0 Q_{e0} \left(\frac{m_e}{kT_e}\right)^{\frac{1}{2}} . \quad (65)$$

Sada, pošto su odredjene sve potrebne veličine funkciju provodnosti dobijamo u sledećem obliku

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e (\langle \nu_{ei} \rangle + \langle \nu_{ea} \rangle) g_\sigma} . \quad (66)$$

5.2. Rezultati merenja

U radu je merena jačina električnog polja u pozitivnom stubu lučnog pražnjenja čistog argona kao i mešavine argona sa nekoliko različitih gasova (CO_2, N_2, H_2, O_2) u dva količinska odnosa (95 : 5 i 90 : 10). Rezultati su predstavljeni tabelarno i grafički.

Tabela 5.1 Merene vrednosti napona za čisto argonsku plazmu

d (cm)	U (V)					
	I = 30 A	I = 26 A	I = 22 A	I = 18 A	I = 14 A	I = 10 A
0.84	6.8	6.9	6.8	7.2	7.3	8
1.6	13	13	12.6	12.8	13	13.8
2.36	17.9	17.7	17.2	17.5	17.2	18.5
3.12	23.7	23.5	22.7	22.5	23.3	24.8
3.88	29.3	29	28	27.7	28.3	29.2

Tabela 5.2 Merene vrednosti napona za mešvinu 95% Ar+5% CO₂

d (cm)	U (V)				
	I = 30 A	I = 26 A	I = 22 A	I = 18 A	I = 14 A
0.84	9.8	9.3	10.2	10.8	12
1.6	19.2	19	19.5	20.2	21.5
2.36	24.8	24.5	25.5	26.5	27.8
3.12	32.8	32.3	34	34.7	36.7
3.88	39.8	39.3	40	42.8	44.8

Tabela 5.3 Merene vrednosti napona za mešvinu 90% Ar+10% CO₂

d (cm)	U (V)			
	I = 30 A	I = 26 A	I = 22 A	I = 18 A
0.84	11.5	11.8	12	12.5
1.6	21.7	21.7	21.5	22.2
2.36	28.7	28.7	29.3	29.7
3.12	38.3	38	38.8	39
3.88	45.8	45.8	47	48.5

Tabela 5.4 Merene vrednosti napona za mešvinu 95% Ar+5% N₂

d (cm)	U (V)				
	I = 30 A	I = 26 A	I = 22 A	I = 18 A	I = 14 A
0.84	15	15.8	16	15.6	22.8
1.6	22.6	23	24.4	23.5	31.5
2.36	30.3	30.4	33	30.6	38.8
3.12	37.8	38.1	41.5	39.8	47.5
3.88	45.9	45.8	50.1	48.3	59

Tabela 5.5 Merene vrednosti napona za mešvinu 90% Ar+10% N₂

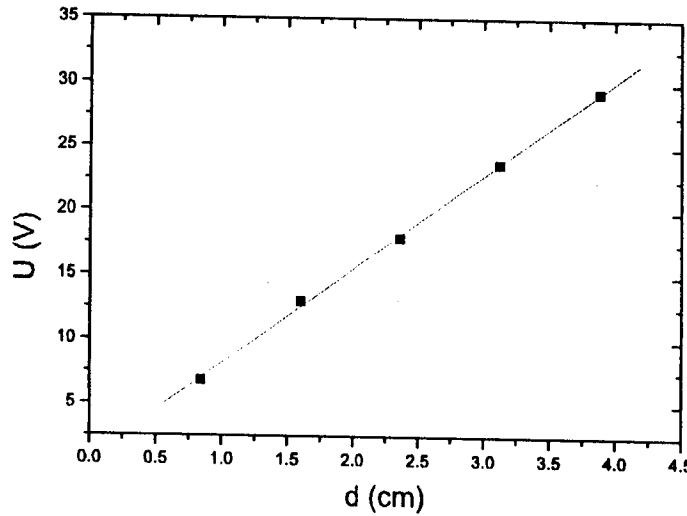
d (cm)	U (V)			
	I = 30 A	I = 26 A	I = 22 A	I = 18 A
0.84	12	13.5	12.5	10.5
1.6	20.5	20	20.5	19.5
2.36	28.5	28.5	28	27.5
3.12	37	37	38	37
3.88	45	45.5	44	46

Tabela 5.6 Merene vrednosti napona za mešvinu 95% Ar+5% O₂

d (cm)	U (V)					
	I = 30 A	I = 26 A	I = 22 A	I = 18 A	I = 14 A	I = 10 A
0.84	6.3	6.3	5.5	5.5	5.5	6.5
1.6	14.5	14.3	13.5	14	14.5	17.2
2.36	21.5	21	20.5	20	20.5	22
3.12	26	26	25	24.5	25	27.5
3.88	34	33	32	32	33	36

Tabela 5.7 Merene vrednosti napona za mešvinu 90% Ar+10% O₂

d (cm)	U (V)				
	I = 30 A	I = 26 A	I = 22 A	I = 18 A	I = 14 A
0.84	7	7	6	6	5.5
1.6	15	14.5	14.5	14	14.5
2.36	23	22.5	22.5	22	22.5
3.12	27.5	27	26.5	26	26.5
3.88	35	35	35	36	35



Slika 5.1 Merena raspodela potencijala u pozitivnom stubu, u čistom argonu ($I = 30 \text{ A}$)

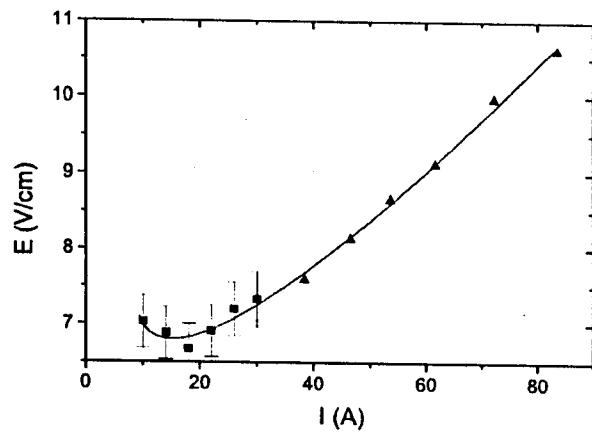
Nakon toga su odredjene i vrednosti jačine električnog polja za različite vrednosti jačine električne struje kroz luk.

Kao što se to na slici 5.1 vidi, a kao što je već pokazano i na slici 3.1 u trećem poglavlju prava koja opisuje karakterističnu raspodelu potencijala duž pozitivnog stuba je linearна. Zbog toga, jačine električnog polja su odredjene kao koeficijenti pravaca linearnih fit-funkcija $U_I = f(d)$. Te vrednosti za različite gasne mešavine su prikazane tabelarno (tabela 5.8) kao i grafički (slike 5.2 - 5.5). Na slici 5.2 su prikazane i vrednosti iz reference [2] (označene trouglovima). Slaganje je dosta dobro, u okviru je eksperimentalne greške.

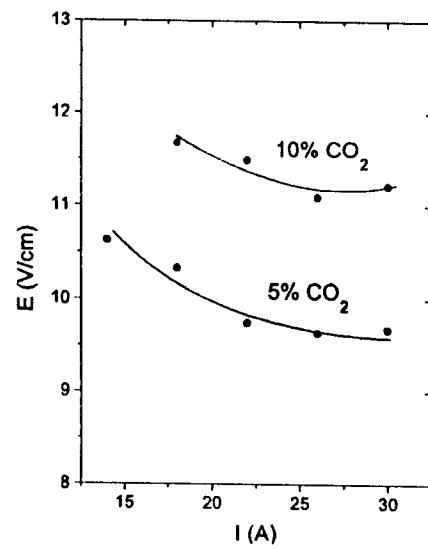
Tabela 5.8 Vrednosti električnog polja u zavisnosti od jačine struje kroz luk, za različite gasne mešavine.

I (A)	E (V/cm)						
	100 % Ar	95 % Ar 5 % CO ₂	90 % Ar 10 % CO ₂	95 % Ar 5 % N ₂	90 % Ar 10 % N ₂	95 % Ar 5 % O ₂	90 % Ar 10 % O ₂
10	7.03	-	-	-	-	9.12	-
14	6.88	10.63	-	11.63	-	8.62	10.91
18	6.67	10.33	11.68	10.75	11.64	8.30	11.06
22	6.91	9.75	11.49	11.23	10.59	8.49	10.61
26	7.20	9.64	11.09	9.88	10.66	8.57	10.68
30	7.33	9.68	11.21	10.13	10.85	8.80	10.38

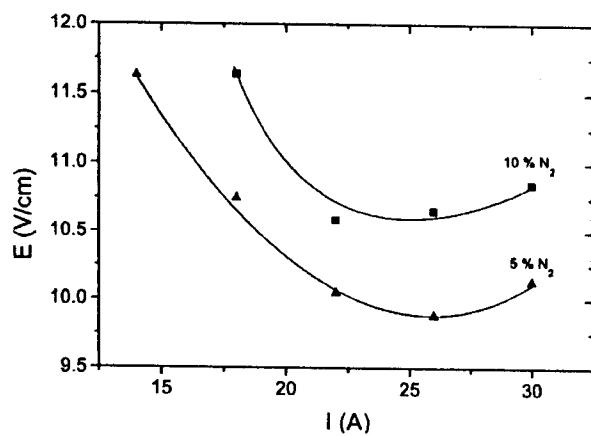
Vrednosti električne provodnosti i slobodnog parametra x su odredjene samo za čist argon i vrednost jačine struje od 30 A jer je jedino za taj slučaj snimljen profil elektronske temperature i koncentracije [17].



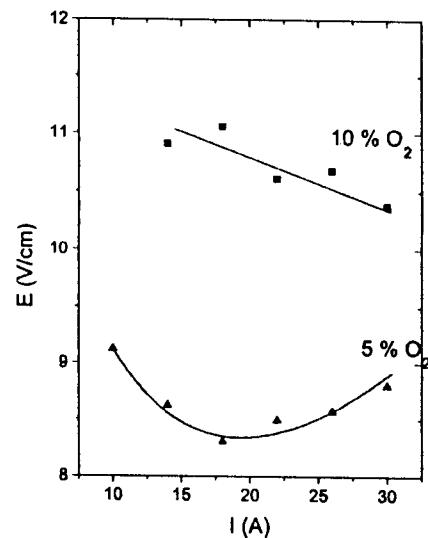
Slika 5.2 Jačina električnog polja u čistom argonu u zavisnosti od jačine struje kroz luk; kvadrati - ovaj rad; trouglovi - Ref. 2.



Slika 5.3 Jačina električnog polja u mešavini argona i ugljen-dioksida u zavisnosti od jačine struje kroz luk.



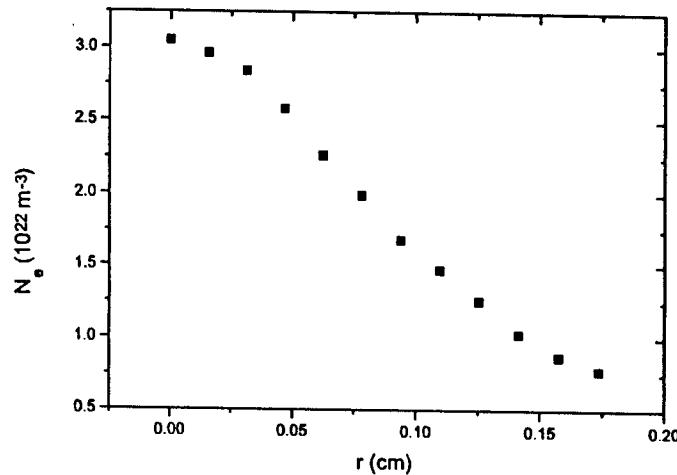
Slika 5.4 Jačina električnog polja u mešavini argona i azota u zavisnosti od jačine struje kroz luk.



Slika 5.4 Jačina električnog polja u mešavini argona i kiseonika u zavisnosti od jačine struje kroz luk.

Tabela 5.9 Izmerene vrednosti elektronske koncentracije [17].

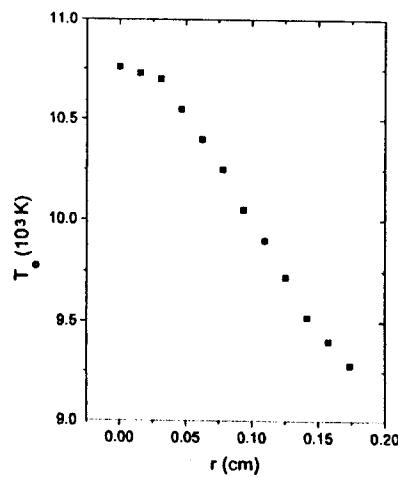
$r(cm)$	$N_e(10^{22}m^{-3})$
0.0000	3.05
0.0156	2.96
0.0312	2.84
0.0468	2.58
0.0624	2.26
0.0781	1.99
0.0938	1.68
0.1096	1.47
0.1254	1.26
0.1414	1.03
0.1574	0.87
0.1736	0.78



Slika 5.6 Radijalna raspodela elektronske koncentracije.

Tabela 5.10 Procenjene vrednosti elektronske temperature [17].

$r(cm)$	$T(10^3 K)$
0.0000	10.76
0.0156	10.73
0.0312	10.70
0.0468	10.55
0.0624	10.40
0.0781	10.25
0.0938	10.05
0.1096	9.90
0.1254	9.72
0.1414	9.52
0.1574	9.40
0.1736	9.28



Slika 5.7 Radijalna raspodela elektronske temperature.

Fit-funkcije koje odgovaraju ovim vrednostima T_e i N_e su

$$T_e(r) = a + br + cr^{2.5} + dr^3 + e \exp(r) , \quad (67)$$

gde je

$$a = 1.8275084 \cdot 10^{10}, \quad b = 1.8276002 \cdot 10^{10},$$

$$c = 3.9871553 \cdot 10^{11}, \quad d = -5.133319 \cdot 10^{12},$$

$$e = -1.8275073 \cdot 10^{10}$$

i

$$n_e(r) = f + g(1 - (1 + \frac{\exp((r + h \ln(2^{\frac{1}{i}}) - 1) + j)}{k}))^l$$

gde je

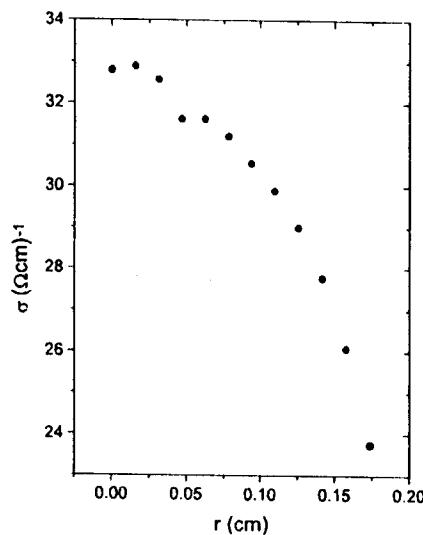
$$\begin{aligned}
 f &= 3.0343758 \cdot 10^{22}, & g &= -4.5428607 \cdot 10^{22}, \\
 h &= 7.9182052 \cdot 10^{-5}, & i &= 0.003855889, \\
 j &= -0.0016639712, & k &= 7.9182052 \cdot 10^{-5}, \\
 l &= -0.03855889
 \end{aligned}$$

U svrhu izračunavanja električne provodnosti napravljen je i program pomoću programskog paketa "Mathematica" koji izvršava postupak opisan u odeljku 5.1. i za definisane fit-funkcije koje odgovaraju radijalnim raspodelama elektronske temperature i plazme daje numeričke vrednosti provodnosti u različitim tačkama duž radijusa plazmenog stuba. Takodje, pomoću njega je moguće, za zadate izmerene vrednosti jačine struje i polja, dobiti numeričku vrednost slobodnog parametra x . Ovaj program je prikazan u dodatku ovog rada.

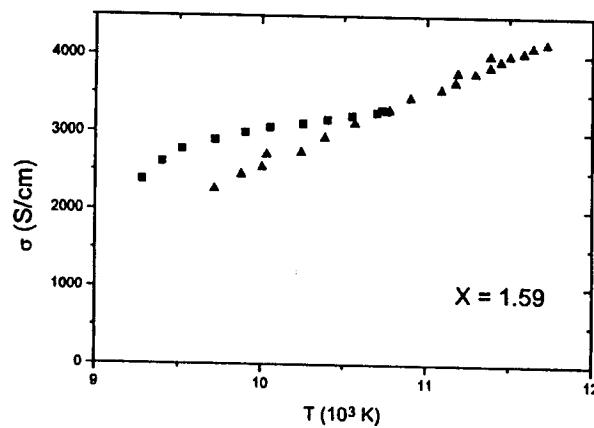
Tabela 5.11 Vrednosti električne provodnosti za različite vrednosti temperature plazme.

r (cm)	T (10^3 K)	σ ($(\Omega \text{ cm})^{-1}$)
0.0000	10.76	32.80
0.0156	10.73	32.89
0.0312	10.70	32.57
0.0468	10.55	31.62
0.0624	10.40	31.62
0.0781	10.25	31.12
0.0938	10.05	30.56
0.1096	9.90	29.89
0.1254	9.72	29.00
0.1414	9.52	27.77
0.1574	9.40	26.08
0.1736	9.28	23.75

Na slikama 5.8 i 5.9 su uporedno prikazani rezultati merenja ovog rada i rezultati rada [2].



Slika 5.8 Radijalna raspodela provodnosti plazme u pozitivnom stubu.



Slika 5.9 Zavisnost provodnosti plazme od temperature; kvadrati - ovaj rad; trouglovi - Ref. 2.

Slika 5.8 predstavlja zavisnost provodnosti plazme u pozitivnom stubu od rastojanja od ose luka. Ovakva zavisnost je usko povezana sa radijalnom raspodelom temperature u pozitivnom stubu (izrazi (28)–(38)).

Na slici 5.9 su prikazani dobijeni rezultati za provodnost u zavisnosti od temperature plazme. Slika 5.9 takođe sadrži i rezultate iz Ref. [2]. Slaganje vrednostima dobijenih u ovom radu sa vrednostima iz Ref. [2] je u okviru granice greške merenja (oko 10 %) na temperaturama iznad 10000 K. Na nižim temperaturama vrednosti ovog rada su nesto više od vrednosti iz [2], a takođe je i zavisnost unekoliko različita. Ovo se može objasniti činjenicom da minimalna struja kroz luk u [2] bila 50 A, dok je jačina struje kroz luk u ovom radu maksimalno iznosila 30 A što svakako utiče na osobine plazme. Takođe i procedure Abelove inverzije primenjene u ovom radu i u [2] se razlikuju. Ovaj razlog čak je i verovatniji za neslaganje pomenutih rezultata, jer od tačnosti Abelove inverzije direktno zavisi oblik radijalne raspodele temperature i elektronske koncentracije.

Zaključak

U ovom radu su izmerene jačine električnog polja pozitivnog stuba zidom stabilisanog lučnog pražnjenja gasa argona kao i mešavina argona sa nekoliko različitih gasova. Pražnjenje je vršeno na atmosferskom pritisku. Električna merenja su izvršena pomoću kaskade prikazane na slici 4.3. tako da su za "sondiranje" plazmenog stuba iskorišćeni sami bakarni segmenti luka.

Osim toga, odredjena je električna provodnost čisto argonske plazme pri struji pražnjenja od 30 A kao i zavisnost te provodnosti od temperature plazme.

Svi eksperimentalni podaci su analizirani uzimajući u obzir neidealne efekte u plazmi [1] tako da se iz njih mogu dobiti i neke informacije o interakciji nanelektrisanih čestica.

Reference

1. I. P. Sharkofsky, T.W. Johnson and M. P. Bachynski, *The Particle Kinetics of Plasmas*, (Addison Wesley Pub. Comp., Reading Mass., 1966).
2. C. Goldbach, G. Nollez, S. Popović and M. Popović, *Electrical Conductivity of High Pressure Ionized Argon*, Z. Naturforsch. **33a**, 11 (1878).
3. B. Milić, *Osnove fizike gasne plazme*, (Naučna knjiga, Beograd, 1977).
4. *Fizicheskaya enciklopediya, Tom 4*, (Nauchnoe izdatelstvo, Moscow, 1994).
5. M. Popović and S. Popović, *Strongly-Coupled Plasma Diagnostic and Experimental Determination of DC Electrical Conductivity*, (Elsevier Science Publishers B. V. / Yamada Science Foundation, 1990).
6. A. R. Hochstim, cd., *Kinetic Processes in Gases and Plasmas*, (Acad. Press, New York, 1968).
7. B. Milić, *Statistička fizika*, (Naučna knjiga, Beograd, 1970).
8. A. R. Griem, *Plasma Spectroscopy*, (McGraw-Hill Book Company, New York, 1964).
9. M. Popović, S. Popović and S. Vučović, *Fizika* **6**, 29 (1974.)
10. W. F. Hug, A. B. Cambell and R. S. Tonkin, *ARL Report No. 67-0218*, 1973.
11. S. Djurović, R. Kobilarov, Z. Mijatović, B. Vujić i M. Pavlov, *Elektron u ionizovanim gasovima i elektron i jezgro atoma*, (Zavod za udžbenike i nastavna sredstva, Beograd, 1997.).
12. J. A. Bitencourt, *Fundamentals of Plasma Physics*, (Pergamon Press, 1986).
13. H. N. Olsen, *Phys. Fluids* **2**, 614 (1959).
14. H. N. Olsen, *Phys. Rev.* **124**, 1703 (1961).
15. C. H. Popenoe, J. B. Shumaker Jr., *J. Res. Nat. Bur. Stand., Phys. and Chem.*, **69A**, 495 (1965).
16. I. Lomen, *Diplomski rad*, (PMF, Novi Sad, 1997).
17. D. Nikolić, *Magistarski rad*, (Fizički fakultet, Beograd, 1998).
18. S. Djurović, *Contributed Papers, 19th SPIC*, Fizički fakultet, Beograd, p. 329 (1998).

DODATAK

Program za proračun provodnosti plazme i slobodnog parametra x

```
n[r_] := 3.0343758 * 10^22 - 4.5428607 * 10^22 (1 - (1 + Exp[(r + 7.9182052 * 10^(-5) *
    Log[(2^(1/0.03855889) - 1)] - 0.0016639712) /
    7.9182052 * 10^(-5)])^(-0.03855889));

t[r_] := 1.8275084 * 10^10 + 1.8276002 * 10^10 * r + 3.9871553 * 10^11 * r^2.5 -
    5.133319 * 10^12 * r^3 - 1.8275073 * 10^10 * Exp[r];

int1[r_, x_] := -  $\frac{3.633122158 \cdot n[r] \cdot \ln[1.238943887 \cdot 10^7 \cdot (n[r])^{-0.5} \cdot (t[r])^{1.5}]}{10^6 t[r]^{1.5}}$ 

int2[r_] :=  $\frac{1.333623028 n[r] t[r]^{0.5}}{10^{15}} - \frac{4.893657708 10^{12}}{t[r]^{0.5}}$ ;

s[r_, x_] := Abs[ $\frac{5.532968619 n[r]}{10^8 (int1[r, x] + int2[r])}$ ];

f[x_] := NIntegrate[s[r, x] * r, {r, 0, 0.00249999}];

x[I_, E_] := Catch[
    Do[If[Abs[ $\frac{f[i] - \frac{I}{2\pi E}}{\frac{I}{2\pi E}}$ ] < 0.01, Throw[i]], {i, 1.5, 2, 0.01}]]
```

**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: *Diplomski rad*
VR
- Autor: *Igor Radivojević, br. dos. 431/93*
AU
- Mentor: *Dr Zoran Mijatović, docent PMF Novi Sad*
MN
- Naslov rada: *Električne karakteristike plazme u zidom stabilisanom luku*
NR
- Jezik publikacije: *Srpski (latinica)*
JP
- Jezik izvoda: *Srpski*
JI
- Zemlja publikovanja: *Jugoslavija*
ZP
- Uže geografsko područje: *Vojvodina*
UGP
- Godina: *1999.*
GO
- Izdavač: *Autorski reprint*
IZ
- Mesto i adresa: *Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, 21000 Novi Sad*
MA
- Fizički opis rada: *(7/32/18/11/11/6/0)*
FO
- Naučna oblast: *Fizika*
NO
- Naučna disciplina: *Fizika ionizovanih gasova*
ND
- Predmetna odrednica/ključne reči:
Električna provodnost plazme, lučno pražnjenje, argonska plazma
PO
- Čuva se: *Biblioteka Instituta za fiziku, PMF Novi Sad*
ČU
- Važna napomena: *Nema*
VN
- Izvod: *U Određivanje električne provodnosti plazme zidom stabilisanog električnog luka, bazira se na merenju jačine polja u pozitivnom stubu lučnog pražnjenja i jačine struje koja protiče kroz luk. Merenja su*

urađena za čistu argonsku plazmu i plazme različitih gasnih mešavina argona sa drugim gasovima na atmosferskom pritisku pri jačini struje kroz luk od 30 A. Pri takvim uslovima se temperatura plazme duž radiusa, počevši od centra ka periferiji, menja od 10700 K do 9300 K, a elektronska koncentracija od $(2.90 \pm 0.74) \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Dobijeni rezultati za električnu provodnost upoređeni su sa eksperimentalnim rezultatima drugih autora i pokazano je dobro slaganje.

IZ

- Datum prihvatanja teme od strane Veća: **23.03.1999.**
DP
- Datum odbrane: **DO**
- Članovi komisije:
Predsednik:
Dr. Miroslav Veskovac, vanredni profesor, PMF, Novi Sad
Članovi:
Dr. Stevica Djurović, vanr. profesor, PMF, Novi Sad
Dr. Zoran Mijatović, doc., PMF, Novi Sad
KO