

D-101

UNIVERSITET U NOVOM SADU

Prirodno-matematički fakultet

UTICAJ GRANIČNOG SLOJA PLAZME U T-CEVI NA OBLIK  $H_\gamma$  LINIJE

- diplomski rad -

Kandidat:

Mira J. Terzić

Novi Sad, 1975.

NAJLEPŠE SE ZAHVALJUJEM DR. MIROSLAVU PAVLOVU,

MENTORU OVOG RADA, NA SVESTRANOJ POMOĆI KOJU

MI JE PRUŽAO U TOKU IZRADE DIPLOMSKOG RADA.



## SADRŽAJ

UVOD	1
1. MODELI PLAZME	3
1.1. Lokalna termodinamička ravnoteža	3
1.2. Koronarna termodinamička ravnoteža	4
1.3. Parcijalna lokalna termodinamička ravnoteža	4
1.4. Termodinamička ravnoteža i Saha jednačina	4
1.5. Relaksacioni fenomeni	6
1.6. Redukcija ionizacione energije	8
1.7. Redukcija plazma pritiska	9
2. EMISIJA I APSORCIJA SVETLOSTI	10
3. ŠIRENJE SPEKTRALNIH LINIJA U PLAZMI	12
3.1. Starkovo širenje	12
3.2. Starkovo širenje vodonikovih linija	14
4. CEVI SA UDARNIM TALASOM KAO PLAZMA IZVORI	17
4.1. Udarni talasi	17
4.2. Udarne cevi	19
5. IZRAČUNAVANJE OBLIKA SPEKTRALNE LINIJE	23
5.1. Model graničnog sloja	23
5.2. Izračunavanje sastava plazme	24
5.3. Izračunavanje intenziteta svetlosti	27
5.4. Rezultati i diskusija	32
5.5. Zaključak i predlog eksperimentalne postavke za preveru dobijenih rezultata	33
Slike	34
Konstante	38
Literatura	39



## UVOD

Fizika plazme je relativno mlada oblast fizike koja se bavi istraživanjem jonizovanog gasa-plazme. Sa fizikom plazme su povezani razni važni problemi tehnike budućnosti kao što su: kontrolisana termonuklearna reakcija, proizvodnja gasnih stanja velike brzine i novi pravci tehnike zavarivanja i površinske obrade metala koji se obuhvataju pod pojmom elektronske tehnologije.

Za ispitivanje različitih osobina i stanja plazmi, napravljeni su različiti izvori laboratorijskih plazmi među kojima udarne (specijalno elektromagnetne) cevi imaju vodeću ulogu. U udarnim cevima je moguće relativno lako varirati temperaturu i koncentraciju kako bi se mogli postići optimalni uslovi za merenje date spektralne karakteristike. Međutim zbog nehomogenosti u plazmi dolazi do izobličenja linija, a jedina nehomogenost je granični sloj.

Povećanje brzine udarnog talasa u udarnim cevima unosi komplikacije principijelnog karaktera: raste uticaj graničnih slojeva, što uslovjava upotrebu većih dijametra cevi; smanjuje se dužina "uzorka" zagrejanog gasa, tako da se povećava zahtev za rezoluciju registrujuće aparature; zračenje udarom zagrejanog gasa temeljno menja parametre ispitivanog gasa pred frontom udarnog talasa, što jako komplikuje izračunavanje parametara gasa u frontu i iza fronta talasa, a ponekad ga čini nemogućim; značajno povećava uticaj sa zidova cevi, jer je energija jonizacije primesa po pravilu manja od energije ispitivanog gasa.

U ovom radu je ispitivan uticaj graničnog sloja u T-cevi na oblik H $\gamma$  linije. Pri ispitivanjima nije pribegavano Abelovoj inverziji, jer je prihvaćeno da je (8,12) plazma u elektromagnetnoj udarnoj T-cevi radijalno homogena, a plazma iza udarnog talasa je zadovoljavajuće homogena i aksijalno. Jedina nehomogenost u ovoj plazmi (pored malih



turbulencija konstantovanih u nekim slučajevima) je granični sloj plazma-zid cevi. Smatra se (12) da je debljina graničnog sloja reda veličine 1mm ili i manje unutar nekoliko μs posle prolaska fronta udarnog talasa. Generalno je prihvaćeno da tanak granični sloj ne može da izazove (zbog samoapsorcijske ili zbog sužavanja linija u sloju sa malom elektro-nskom koncentracijom) bilo kakvu primetnu promenu oblika linije emitovane iz T-cevi.

U ovom radu je proveravana gornja predpostavka za  $H_{\alpha}$  liniju. Ova predpostavka je proveravana i za  $H_{\alpha}$  i  $H_{\beta}$  linije (13,14). Uzete su tipične vrednosti za plazmu u T-cevi i to:  $N_{e_{int}} = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  i  $T_{int} = 2 \text{ eV}$  i  $T_{int} = 4 \text{ eV}$ , sa  $2.4 \text{ cm}$  unutrašnjeg dijametra T-cevi.

U prvom delu rada su razmatrani osnovni parametri plazme i relacije između njih i opisane su cevi sa udarnim talasom kao plazma izvor. U drugom delu rada je dat način (zajedno sa modelom graničnog sloja) na koji je izračunavan oblik spektralne linije i dat je predlog eksperimentalne postavke za proveru dobijenih rezultata.

## 1. MODELI PLAZME

Astrofizička i laboratorijska plazma nisu nikada u kompletnoj termodinamičkoj ravnoteži. Stanje većine plazmi se ne razlikuje mnogo od idealne ravnoteže. Kako stanje kompletne termodinamičke ravnoteže u plazmi se ne postiže, to je potrebno pronaći put da se takve neravnotežne plazme ispitaju, pa da se kompletno stanje plazme aproksimira preko pojednostavljenih modela. Modeli plazme koji se najčešće postižu u laboratorijskim ispitivanjima su: model lokalne termodinamičke ravnoteže, model parcijalne termodinamičke ravnoteže, koronalni model.

### 1.1. Lokalna termodinamička ravnoteža

Kada se plazma ne nalazi u kompletnoj termodinamičkoj ravnoteži, a koncentracije u specifičnim kvantnim stanjima su iste kao i u kompletnoj termodinamičkoj ravnoteži, tada se takva plazma nalazi u lokalnoj termodinamičkoj ravnoteži (LTE). U laboratorijskoj plazmi sa dovoljno visokom elektronskom koncentracijom LTE je uspostavljena preko sudarnih procesa elektrona. Brzine su velike a i efikasni preseci nisu manji nego kod sudara atoma i jona. Za opisivanje funkcije distribucije stanja koristi se temperatura. Elektroni i joni imaju Maxwellovu distribuciju brzina, iako njihove kinetičke temperature mogu biti sasvim različite.

U stacioniranoj i homogenoj plazmi LTE se može održati ako su sudarni procesi sa elektronima dominantni. Efikasni presek za sude re raste brzo sa glavnim kvantnim brojem, dok verovatnoća za zračenje opada. Zbog toga stanja sa većim glavnim kvantnim brojem imaju više

izgleda da budu u LTE nego sa manjim. Može se smatrati da je u LTE onaj nivo za koji je radijaciona deekscitacija uporediva sa sudarnom ekscitacijom. U slučajevima kada elektronska koncentracija nije dovoljno visoka, tada radijacioni procesi kod malih glavnih kvantnih brojeva prevazilaze sudsarne procese i tada je LTE samo delimično uspostavljena (1), jer se ti nivoi ne nalaze u termodinamičkoj ravnoteži na gornjim nivoima sa slobodnim elektronima.

#### 1.2. Koronarna termodinamička ravnoteža

U plazmama gde je koncentracija elektrona mala, da bi se ostvarila LTE postiže se drugi vid ravnoteže-koronarna ravnoteža (1). Ekscitacija i ionizacija sa osnovnog stanja koja su manje eksitovana dešava se sudsarima elektrona, ali radijacioni proces dominira deeksitacijom nivoa. Sudarni procesi još uvek kontrolišu samo relativnu naseljenost. Za optički tanku plazmu eksitacija izazvana radijacijom može da se zanemari. U takvim slučajevima sudarni procesi vrše eksitaciju. Opisana plazma odgovara koronarnom modelu.

#### 1.3. Parcijalna lokalna termodinamička ravnoteža

Kaže se da se u parcijalnoj lokalnoj termodinamičkoj ravnoteži nalazi plazma kod koje su najgornji nivoi atoma u ravnoteži sa slobodnim elektronima, dok za donje nivoe može da se primeni koronarni model (2).

#### 1.4. Termodinamička ravnoteža i Saha jednačina

U termodinamičkoj ravnoteži različita energijska stanja atoma ili jona naseljavaju se tako da se odgovarajuća raspodela može postići

preko maksimalnog broja mikroskopske raspodele, te se na osnovu toga, koristeći se odgovarajućim transformacijama, dobija za relativnu naseljenost datog kvantnog stanja:

$$\frac{N_n}{N} = \frac{g_n \exp(-E_n/kT)}{Z(T)} \quad (1.1)$$

gde je:  $N_n$  - koncentracija u kvantnom stanju  $n$ ,  $N = \sum_n N_n$  - ukupan broj atoma ili jona posmatranog sistema,  $g_n$  - statistička težina,  $Z(T) = \sum_n \exp(-E_n/kT)$  - particiona funkcija.

Odnos koncentracija atoma ili jona date vrste i stepena ionizacije-u stanjima sa energijama  $E_n$  i  $E_m$  je:

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n \exp(-E_n/kT)}{g_m \exp(-E_m/kT)} \quad (1.2)$$

Brojilac i imenilac se nazivaju Boltzmanovi množitelji.

Naseljenost nivoa koji se nalazi u ravnoteži sa kontinuumom izražava se Saha jednačinom preko koncentracije elektrona  $N_e$  i temperaturе  $T_e$  slododnih elektrona:

$$\frac{N_e N^z}{N^{z-1}} = \frac{2 Z^z(T)}{Z^{z-1}(T)} \left( \frac{m k T}{2 \pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left( - \frac{E_\infty^{z-1} - \Delta E_\infty^{z-1}}{k T} \right) \quad (1.3)$$

gde je:  $\Delta E_\infty^{z-1}$  - redukcija ionizacione energije,  $E_\infty^{z-1}$  - ionizaciona energija ( $z-1$ ) stepena za izolovane sisteme.

Saha jednačinu za vodoničnu plazmu moguće je napisati u obliku:

$$S = \frac{N_e^2}{N_o} = \frac{2}{Z(T)} \left( \frac{2 \pi m k T}{\hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left( - \frac{E_H - \Delta E_\infty}{k T} \right) \quad (1.4)$$

gde je:  $N_o$  - koncentracija neutralnih atoma vodonika,  $E_H$  - ionizaciona energija vodonika,  $N_e$  - koncentracija elektrona.

Izračunavanje particione funkcije  $Z(T)$  je dato u odeljku 5.2.

### 1.5. Relaksacioni fenomeni

Pod predpostavkom da je ispitivani gas potpuno bez elektro-na, neekscitiran proces jonizacije u talasnom frontu bi trajao mnogo duže od opserviranih vremena. Zbog toga se smatra da npr. ultravioletno zračenje iz već zagrejane plazme jonizuje ili barem ekscitira ispitivani gas ispred udarnog fronta (1), ili pak stvara fotoelektrone na zidu suda.

Za izučavanje u plazmi od specijalnog interesa je:

- (1) Vreme za koje elektronski gas uspostavi Maxwellovu distribuciju brzina ako je u početku nije imao.
- (2) Vreme za koje jonski gas uspostavi Maxwellovu distribuciju brzina ako je u početku nije imao.
- (3) Vreme za koje elektron-jonski gas koji je u početku imao Maxwellovu distribuciju elektrona i jona, ali različite temperature koje karakterišu distribuciju, uspostavi stanje da su temperature elektrona i jona iste.

Vreme relaksacije za uspostavljanje Maxwellove distribucije karakteriše se vremenom sudara između čestica odnosno gasnim efikasnim presekom. Sile koje deluju između nanelektrisanih čestica su drugačijeg karaktera od sila koje deluju između neutralnih atoma. Coulombova sila smanjuje se mnogo sporije sa povećanjem rastojanja kao  $1/r^2$ , nego sila između neutralnih atoma. Zbog toga se problem sudara između nanelektrisanih čestica posmatra odvojeno od odgovarajućih relaksacionih vremena.

Vreme potrebno da se uspostavi Maxwellova distribucija brzina između čestica iste vrste, tzv. vreme termalizacije (Spitzer 1962) je:

$$t_c = \frac{11.4 M_a^{1/2} T^{3/2}}{N_a^z Z^4 \ln \Lambda} \quad (1.5)$$

gde je:  $M_a$  - masa čestice u atomskim jedinicama,  $\Lambda$  je dao Spitzer (1962) sledećim izrazom:

$$\ln \Lambda = \ln \left[ \frac{3}{2e^3} \left( \frac{k T}{\pi N_e} \right)^{1/2} \right] \quad (1.6)$$

Za vrednosti koje su korišćene u ovom radu  $N_e = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T = 2 \text{ eV}$  i  $T = 4 \text{ eV}$  dobija se da je:  $\ln \Lambda = 13.99$  i  $\ln \Lambda = 6.32$  a vreme termalizacije u vodoničnoj plazmi za protone  $t_c = 5.74 \times 10^{-11} \text{ s}$  odn.  $t_c = 3.6 \times 10^{-11} \text{ s}$ , za elektrone  $t_c = 1.34 \times 10^{-12} \text{ s}$  odn.  $t_c = 8.42 \times 10^{-12} \text{ s}$  respektivno.

Spitzer je našao za vreme ekviparticije energije između grupa čestica različite mase  $M_1$  i  $M_2$  na početnim temperaturama  $T_1$  i  $T_2$  sledeći izraz:

$$t_{eq} = \frac{5.87 M_1 M_2}{N_2 Z_1^2 Z_2^2 \ln} \left( \frac{T_1}{M_1} + \frac{T_2}{M_2} \right)^{3/2} \quad (1.7)$$

Za navedene vrednosti  $N_e$  i  $T$  relaksaciono vreme za proton-elektronsku plazmu je:  $t_{eq} = 6.37 \times 10^{-10} \text{ s}$  odn.  $t_{eq} = 3.99 \times 10^{-9} \text{ s}$  respektivno.

Sudari elektrona sa protonima će skretati elektrone i dovešće do izotropske distribucije brzine, ali neće zнатно poremetiti distribuciju kinetičke energije elektrona. Elektron-elektron sudari će vrlo brzo uspostaviti Maxwellovu distribuciju brzina za elektrone, dok sudari proton-proton uspostavljaju Maxwellovu distribuciju brzina za protone, ali na kinetičkoj temperaturi koja je različita od elektronske (3). Kako elektroni imaju veću brzinu, doći će do Maxwellove distribucije mnogo brže nego u slučaju protona. Vreme termalizacije za elektronski gas je za faktor  $\sqrt{m_e/m}$ , manje nego za protone ili za faktor  $1/43$ . Konačna raspodela po energijama jona i elektrona je uspostavljena sudarima elektrona sa protonima.

Za Lorentzov gas koeficijenat termalne provodljivosti je:

$$K_L = 4.67 \times 10^{-12} \frac{T^{5/2}}{Z \ln \Lambda} \frac{\text{cal}}{\text{s}^0 \text{K cm}} \quad (1.8)$$

kada je koeficijenat termalne provodljivosti redukovana za faktor  $\epsilon=0.4$ .

Pod Lorentzovim gasom podrazumeva se hipotetički potpuno jonizovan gas u kome elektroni neintraguju jedan sa drugim i svi pozitivni joni su u miru.

Za stvaran gas  $K = \delta_T K_L$ . Vrednosti za  $\delta_T$  i  $K_L$  su date u tablici za različite vrednosti Z uzete su od Spitzera i Härma (3).

Z	1	2	4	16
$\delta_T$	0.225	0.356	0.513	0.791
$\epsilon$	0.419	0.410	0.401	0.396

Koeficijenat elektronske toplotne provodljivosti je za faktor  $\sqrt{m/m_e}$  veći od koeficijenta jonske provodljivosti, zbog razlike u brzinama elektrona i jona.

### 1.6. Redukcija ionizacione energije

Ionizaciona energija slobodnih atoma ili jona mora se korisiti za energiju oslobođenu stavljanjem par elektron-jon u plazmu. Redukcija ionizacione energije može se posmatrati preko sledećeg imaginarnog eksperimenta: Da bi se izolovani atom ili jon ionizovao potrebna je ionizaciona energija  $E_{\infty}^{Z-1}$ , zatim se par elektron-jon stavi u plazmu i jon dobije polarizacionu energiju  $-E_z$ , a elektron  $E_1$ . Ako se unutar plazme rekombinuje par elektron-jon tada se osloboodi redukovana ionizaciona energija  $E_{\infty}^{Z-1} - \Delta E_{\infty}^{Z-1}$ , a potom se rezultujući atom ili jon odstrani iz plazme pri čemu je potrebna energija  $-E_{Z-1}$  (1). Suma svih energija je:

$$-(E_{\infty}^{z-1}) + (-E_z - E_1) + (E_{\infty}^{z-1} - E_{\infty}^{z-1}) - (-E_{z-1}) = 0$$

Ako se iskoristi izraz za energiju koji dovodi u vezu elektron ili ion sa okolinom dobija se da je:

$$\Delta E_{\infty}^{z-1} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0\rho_d} \quad (1.9)$$

gde je:  $\rho_d = \left(\frac{\epsilon_0 k T}{N_e^2}\right)^{1/2}$  Debyeov radijus.

Za vodoničnu plazmu redukcija ionizacione energije je:

$$\Delta E_{\infty} = 2.95077 \times 10^{-8} (N_e/T)^{1/2} \text{ eV} \quad (1.10)$$

### 1.7. Redukcija plazma pritiska

U nekim plazmama je zgodnije upotrebiti kao zavisno promenljivu totalni pritisak umesto elektronske koncentracije. Idealni pritisak gasa trpi korekciju, pri čemu se on neznatno smanjuje, a uzrok toga je Coulombova interakcija. Pritisak u datoj zapremini gasa puta mala redukcija zapremine  $-dV$  daje porast unutrašnje energije pod uslovom da je ova promena zapremine adijabatska. Redukcija plazma pritiska je:

$$\Delta p = \frac{d}{dV} (U_c V) \quad (1.11)$$

gde je:  $U_c$  - specifična unutrašnja energija u kojoj je u obzir uzeta Coulombova interakcija. Za adijabatsku promenu  $U_c = \text{const.} \cdot V^{-2/3}$ , ako je obrnuto proporcionalna  $V$  i za idealan gas važi da je  $T V^{5/3} = \text{const.}$

Za vodoničnu plazmu kada je  $x=5/3$  redukcija plazma pritiska je data izrazom:

$$\Delta p = 1.575 \times 10^{-20} \frac{N_e^{2/3}}{T^{1/2}} \quad (1.12)$$

Za vrednosti koje su korišćene u radu  $N_e = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T = 2 \text{ eV}$  i  $T = 4 \text{ eV}$  redukcija plazma pritiska je u CGS jedinicama ( $D \text{ cm}^{-2}$ ):  $\Delta p = 1155.83$  odnosno  $\Delta p = 817.29$  respektivno, tako da je ova redukcija plazma pritiska zanemarljiva u poređenju sa idealnim pritiskom gasa.

## 2. EMISIJA I APSORCIJA SVETLOSTI

Za izračunavanje intenziteta svetlosti u plazmama u kojima dominiraju sudari, tj. snage zračenja emitovane u jedinici prostornog ugla sa jedinice površine i po jediničnom intervalu ugaone frekvencije na mestu  $x$ , određuje se gradijentom intenziteta  $I(\omega, x)$  duž pravca  $x$ :

$$\frac{dI(\omega, x)}{dx} = \varepsilon(\omega, x) - k'(\omega, x)I(\omega, x) \quad (2.1)$$

gde je:  $\varepsilon(\omega, x)$ -koeficijenat spontane emisije (snaga zračenja u jedinici prostornog ugla, po jediničnom intervalu ugaone frekvencije) na mestu  $x$  dat je sa:

$$\varepsilon(\omega, x) = \frac{\hbar}{4\pi} \omega_{pq} A_{pq} N_p L(\omega) \quad (2.2)$$

gde je:  $\omega_{pq}$ -ugaona frekvencija linije,  $L(\omega)$ -normirani profil linije  $\int_{-\infty}^{\infty} L(\omega) d\omega = 1$ ,  $A_{pq}$ -verovatnoća prelaza koja je data Ladenburgsovom relacijom:

$$A_{pq} = \frac{e^2 \omega^2}{2\pi \epsilon_0 m c^3} \frac{g_q}{g_p} f_{qp}$$

gde je:  $f_{qp}$ -apsorpciona oscilatorna jačina.

$k'(\omega, x)$  je efektivni apsorpcioni koeficijent (razlika između apsorcionog i emisionog koeficijenta) dat sa:

$$k'(\omega, x) = 2\pi^2 a_0 c f_{qp} L(\omega) \left( N_q - \frac{g_q}{g_p} N_p \right) \quad (2.3)$$

gde je:  $a_0$ -klasičan radijus elektrona,  $N_q$ -koncentracija atoma u

donjem nivou linije.

Optička debljina je definisana sa:

$$\tau = \int k^*(\omega, x) dx$$

Ako je  $\tau \ll l$ , apsorcija unutar plazme je zanemarljiva i plazma je optički tanka ( $I=\tau$ ). Ako je  $\tau \gg l$  sva emitovana radijacija unutar plazme je apsorbovana od strane plazme, što znači da plazma zrači kao crno telo čija je radijaciona temperatura kinetička temperatura čestica. Za intermedijarnu optičku debljinu spektralni inteziteti u homogenim plazmama gde dominiraju sudari približava se njihovoj granici crnog teila sa porastom optičke debljine.

### 3. ŠIRENJE SPEKTRALNIH LINIJA U PLAZMI

Širina spektralnih linija u plazmi uslovljena je: prirodnim širenjem, Dopplerovim širenjem i širenjem usled pritiska.

Prirodno širenje u plazmi nastaje zbog konačnosti srednjeg života atoma u pobuđenom stanju.

Dopplerovo širenje je uslovljeno termalnim kretanjem emitera.

U plazmi velike gustine prirodno i Dopplerovo širenje su često zanemarljiva pošto na oblik linije utiče interakcija pobuđenog atoma ili jona sa okolnim česticama i tada se može govoriti o širenju usled pritiska. U zavisnosti od tipa interakcije mehanizam širenja se može podeliti na: (a) Starkovo širenje kada pobuđeni atomski sistem interaguje sa nanelektrisanim česticama, (b) Van der Waalsovo širenje kada emiteri interaguju sa neutralnim atomima i (c) rezonantno širenje kada međusobno interaguju neutralni atomi iste vrste (1).

U plazmama gde su elektroni i joni prisutni u dovoljnoj koncentraciji preovladava Starkovo širenje.

#### 3.1. Starkovo širenje

Teorija Starkovog širenja razvila se preko dve različite teorije, a kasnije je nađeno da one predstavljaju dve aproksimacije generalne teorije. Korišćene su aproksimacije u kojima se joni i elektroni posmatraju kao klasične čestice koje se kreću po klasičnim putanjama. Zbog razlike u masama elektrona i jona, vreme sudara je mnogo kraće za elektrone nego za jone, pa su razvijene dve teorije za rešavanje praktičnih problema Starkovog širenja: kvazi-statička za jone i udarna za elektrone.

(a) Kvazi-statička teorija

Prva izračunavanja za kvazi-statičku teoriju zanemarujući interakciju između nanelektrisanih čestica vršio je Holtsmark (1910).

Njegova distribuciona funkcija jačine polja  $F$  ima oblik:

$$W(F) = W_H(F/F_0) \frac{1}{F_0} \quad (3.1)$$

gde je:  $F_0$  - normalna jačina polja koju je dao Holtsmark sledećim izrazom:

$$F_0 = 2 \cdot 61 N_e^{2/3} \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \quad (3.2)$$

dok je funkcija  $W_H(F/F_0)$  data tablično.

Često se interakcija između nanelektrisanih čestica ne može zanemariti i verovatnoća koja je data konfiguracijom jona zavisi od elektrostatičke interakcije jona. Ako se uzme u obzir i interakcija između nanelektrisanih čestica tada distribuciona funkcija zavisi od temperature i ima oblik:

$$W(F) = W_r(F/F_0) \quad (3.3)$$

Sada distribuciona funkcija zavisi od  $r = \rho_m / \rho_d$ ,  $\rho_m = (4N/3)^{-1/3}$  je srednje rastojanje između jona.

(b) Udarna teorija

Udarnu teoriju su uglavnom razvili Lorentz, Weisskopf, Lindholm, a kasnije su je poboljšali Berager, Kolb i Griem. Ona se bazira na činjenici da izračeni talasni paketi svetlosti bivaju pertubovani sudarima koji ih prekidaju na izvestan broj manjih paketa (1,5). Širenje linija se može izračunati preko efikasnog preseka sudara  $\sigma$ :

$$\frac{1}{\tau_0} = N v \sigma \quad (3.4)$$

$1/\tau_0$  je frekfencija sudara,  $N$  je koncentracija elektrona ili jona.

Efikasni presek sudara su odredili Lentz i Weisskopf ukazujući na konkretni mehanizam narušavanja koherentnosti i dobili su:

$$\sigma = \pi r_0^2 = \left[ \sqrt{\pi} \frac{\Gamma(\frac{n-1}{2})}{\Gamma(\frac{n}{2})} \frac{c_n}{v} \right]^{\frac{2}{n-1}} \quad (3.5)$$

### 3.2. Starkovo širenje vodonikovih linija

Razvijena je teorija širenja spektralnih linija u kojoj se istovremeno izračunava širenje uslovljeno uzajamnim dejstvom kaka jona tako i elektrona. Istovremeno dejstvo polja elektrona i jona dovodi do profila linije:

$$L(\omega) = \int L_1(\omega - \omega') L_2(\omega') d\omega' \quad (3.6)$$

Da bi se izračunao profil linije uključujući obe teorije Starkovog širenja (kvazi-statičku i udarnu) potrebno je izračunati neogničenu jačinu polja  $F$  i izračunati širenje linije iz udarne teorije. Profil linije se izračunava prema sledećoj formuli:

$$L(\omega) = \int W(F) L'(\omega, F) d\omega \quad (3.7)$$

$W(F)$  je dato jednačinom (3.3), a  $L'(\omega, F)$  je oblik linije koji potiče od Starkovog širenja elektrona.

Griem je sa saradnicima izračunavao profile vodonikovih linija  $L_\alpha$ ,  $L_\beta$ ,  $L_\gamma$ ,  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  i  $H_\delta$ , koristeći se kvazi-statičkom teorijom za jone i udarnom teorijom za elektrone. Izračunati profili su dati tablično (1, table 4-3), tj. date su vrednosti za jednu polovicu simetričnih profila funkcijom  $S(\alpha)$ , gde je  $\alpha$  redukovana

talasna dužina:

$$\alpha = \Delta\lambda/F_0 \quad S(\alpha) = L(\alpha) \frac{d\lambda}{d\alpha} \quad (3.8)$$

$F_0$  je dato jednačinom (3.2), a  $\Delta\lambda$  je rastojanje od centra linije u Å. Dati profili u tablici su normirani tako da je  $\int_{-\infty}^{\infty} S(\alpha) d\alpha = 1$ . Profil linije je moguće napisati u  $\alpha$ -skali preko ugaone frekvencije ( $\omega = 2\pi c/\lambda$ ):

$$\alpha = -\frac{\Delta\omega\lambda_0^2}{2\pi c F_0} \quad S(\alpha) = L(\omega) \left| \frac{d\omega}{d\alpha} \right| \approx \frac{2\pi c F_0}{\lambda_0^2} L(\omega) \quad (3.9)$$

U mnogim dijagnostičkim ispitivanjima potrebna je veza između površine linije i elektronske koncentracije

$$\Delta\lambda_{1/2} = 2.50 \times 10^{-9} L_{1/2} N_e^{2/3} \quad (\text{u } \text{\AA}) \quad (3.10)$$

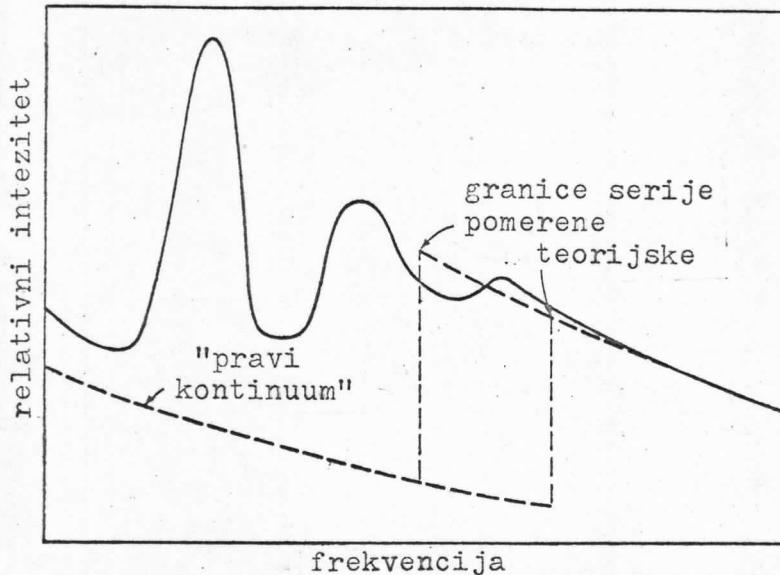
Teorijska poluširina  $\alpha_{1/2}$ , tj. vrednost  $\alpha$  za koje  $S(\alpha)$  ima vrednost polovine maksimalne vrednosti, mora se prvo naći iz profila.

Izračunati profili su u stanju da pokriju celu situaciju koja je od praktičnog značaja. Na temperaturama koje su više ili niže od izračunatih, vodonik egzistira ili u osnovnom molekulskom obliku ili je kompletno ionizovan tako da se atomske linije teško detektuju. U gornjim razmatranjima uzeto je da je oblik linije potpuno simetričan, što nije sasvim tačno (1,6).

Totalni intenziteti linija u Balmerovoj seriji opadaju duž serije i linije se šire, a rastojanje između linija se smanjuje prema granici serije. Ovo dovodi do gubljenja linija, a samim tim i do pomeranja granice serije linija. Na slici 1. je dat šematski prikaz spektra u blizini granice serije. Ovaj prikaz se odnosi na optički tanku plazmu gde je Starkovo širenje dominantno za velike brojeve serije. Za ove prelazne režime ne postoji precizna teorija. Situacija je



komplikovana jer se za širenje izgubljenih linija moraju razmatrati pertubovani matrični elementi između stanja sa različitim kvantnim brojem, a druga komplikacija nastaje zbog velikih talasnih funkcija, koje poništavaju upotrebu prvog terma u izrazu za hamiltonijan (1).



Sl. 1

U praksi je obično dopustivo da se razmatra usrednjeni i ugađeni spektar od teorijske granice serije do pozicije one linije čija je puna širina približno jednaka njenom rastojanju od sledeće linije u seriji. U slučaju vodonikovih linija:

$$E_{n+1}^{z+1} - E_z^{z-1} = z^2 E_H \left[ \frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2} \right] \frac{e^2 z^2}{4\pi \epsilon_0 a_0 n^3} \quad (3.11)$$

Kvazi-statička teorija daje za povećanje granice serije:

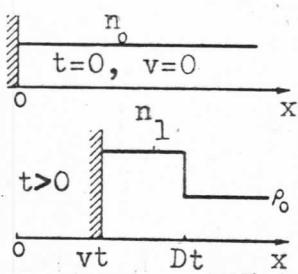
$$\Delta E_s^{z-1} = \frac{z^2 E_H}{(n^{z-1})^2} \approx z^{4/5} (a_0^3 N_e^{4/5}) E_H \quad (3.12)$$

Upotrebljavajući kvazi-statičku teoriju i za jone i za elektrone ne čini se greška, jer je elektronsko širenje određeno na isti način kao i širenje jona.

#### 4. CEVI SA UDARNIM TALASOM KAO PLAZMA IZVORI

##### 4.1. Udarni talasi

Ako se ispitivani gas nalazi u miru sa konstantnom koncentracijom  $n_0$  i konstantnim pritiskom  $p_0$  ograničen sa leve strane klipom (sl. 2), i ako u početnom trenutku vremena klip počinje da se kreće konstantnom brzinom  $v$  kompresujući gas, tada gas koji se nalazi u oblasti najbliže klipu ima istu brzinu kao i klip, dok gas koji nije "uznemiren" ima brzinu jednaku nuli. Na granici ove dve oblasti promene u stanju gasa su diskontinuirane.



Sl. 2

Ova diskontinuiranost se naziva udarni talas, ona postaje tako tanka da disipacija unutar nje postaje ekstremno velika. Udarni talas je iznenadna, ali kontinuirana promena stanja medijuma.

Proučavanje udarnih talasa je počelo pre nešto više od sto godina radovima Earnshawa (1858), Rankinea (1870), Reimanna (1876), Hugenoita (1889) i drugih. Pronalaskom udarne cevi tipa dijafragme koju je konstruisao Ville (1899) počeli su laboratorijski eksperimenti sa udarnim talasima (7).

Udarni talasi poseduju mehanizam za preobraćanje kinetičke energije ispred talasa u termalnu energiju iza talasa i na taj način mogu da kontrolišu srednji proizvod visoke temperature gasova. Udarni talasi, pored toga što greju, ubrzavaju i kompresuju medijum kroz koji se šire, dok jaki udarni talasi mogu da jonizuju gas i na taj način dobijena plazma može interagovati sa elektromagnetskim poljem. Udarni

talas može da se širi kroz već postojeću plazmu pri čemu je zagreva.

Pritisak  $p$ , temperaturu  $T$ , koncentraciju  $n$ , brzinu proticanja  $u$  iza udarnog fronta moguće je izračunati iz Rankine-Hugenoitovih jednačina (konzervacione jednačine za masu, momenat i energiju u koordinatnom sistemu vezanom za talasni front):

$$n_0 v_i = n(v_i - u)$$

$$\begin{aligned} p_0 + n_0 m v_i &= p + n m (v_i - u)^2 \\ \frac{p_0}{n_0 m} + \frac{1}{2} v_i^2 &= E + \frac{p}{n m} + \frac{1}{2} (v_i - u)^2 \end{aligned}$$

gde je:  $E$ -unutrašnja energija po jedinici mase,  $m$ -masa atoma,  $v_i$ -brzina prostiranja fronta udarnog talasa.

U jakoj udarnoj aproksimaciji pritisak i unutrašnja energija ispred talasa mogu se zanemariti u poređenju sa pritiskom i unutrašnjom energijom u gasu sa visokom temperaturom iza udarnog talasa. Upotrebjavajući ove aproksimacije i Rankine-Hugenoitove jednačine moguće je napisati sledeće jednačine za gas u termalnoj ravnoteži (8):

$$n_0 v_i = n(v_i - u)$$

$$p = n u (v_i - u)$$

$$p u = n \left( \frac{1}{2} u^2 + E \right) (v_i - u)$$

Razrađeni su i široko se primenjuju razni metodi posmatranja procesa koji se brzo dešavaju u udarnim cevima i merenja raznih veličina kao što su: brzina fronta udarnog talasa, koncentracija, temperatura i druge veličine.

Kolb (8) je u elektromagnetnoj udarnoj cevi vršio merenje fronta upadnog udarnog talasa u zavisnosti od pritiska, napona paljenja, induktance i rastojanja elektroda. Uporedivao je upadnu udarnu brzinu sa teorijom Harrisa (1956) i našao zadovoljavajuće slaganje zavisnosti brzine udarnog fronta od pritiska i rastojanja od elektroda.

McLean i saradnici su vršili spektroskopska ispitivanja koristeći elektromagnetnu udarnu T-cev, pri ispitivanju helijuma, dok je Wiese ispitivao vodonik. Temperatura koja je izračunata koristeći Rankine-Hugenoitove jednačine iz izmerene udarne brzine je niža za faktor 2, dok je odnos koncentracija ( $n/n_0$ ) veći za faktor 3. Jedno od mogućih objašnjenja za ovo neslaganje je da je radijacija emitovana iz topole plazme u delu luka je apsorbovana u frontu udarnog talasa i u porastu pritiska nepertubovanog gasa.

Fruks je vršio merenja u helijumu i našao je slaganje sa Rankine-Hugenoitovim jednačinama unutar 10%.

Claupeu je pokazao da upadni udarni front sa brzinama većim od  $5\text{cm}/\mu\text{s}$  i za pritiske od  $1\text{mmHg}$  ili niže, udarni front i front plazme izbačen od pražnjenja se praktično podudaraju. Ako su pritisci viši i brzine manje dolazi do razdvajanja ova dva fronta, tako da je moguće da je to jedan od razloga zbog koga Rankine-Hugenoitove jednačine ne daju korektnu vrednost za temperaturu iza udarnog fronta.

Postoji veći broj radova koji se bave razdvajanjem udarnih frontova i hidrodinamikom udarnih cevi. Udarne cevi su korištene za proveravanje spektroskopskih metoda za određivanje temperatura i koncentracija i za ispitivanje teorija širenja linija, inteziteta kontinualnog zračenja, merenje jačine oscilatora i dr.

#### 4.2. Udarne cevi

Za ispitivanje fizičko-hemijskih osobina procesa u gasu kao i za proveru teorija pogodnih za dijagnostiku kako laboratorijskih tako i astrofizičkih plazmi, u poslednje vreme široko se primenjuju udarne cevi. One služe za zagrevanje gasova do potrebne temperature pomoću udarnih talasa. Razrađeni su metodi posmatranja brzih procesa u udarnim cevima i merenja raznih veličina kao što su: brzina udarnog talasa, temperatura, koncentracija kako elektrona tako i teških čestica

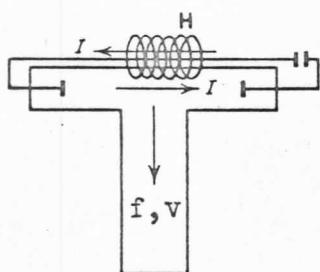
(atoma i jona) i drugi. Postoje razni tipovi udarnih cevi od kojih elektromagnetne (specijalno T-cev) imaju najveću primenu.

(a) Udarna cev tipa dijafragme

Udarna cev tipa dijafragme sastoji se od duge cevi koja je kružnog ili pravougaonog poprečnog preseka i dijafragmom je podeljena na dva dela. U delu cevi koji je manji nalazi se pogonski gas na visokom pritisku (nekoliko desetina ili stotina puta većeg od atmosferskog pritiska), a u drugom dužem delu nalazi se ispitivani gas na niskom pritisku (nekoliko mmHg). Kada se dijafragma probije pogonski gas se širi kao udarni talas u oblast nižeg pritiska.

(b) Elektromagnetna udarna cev

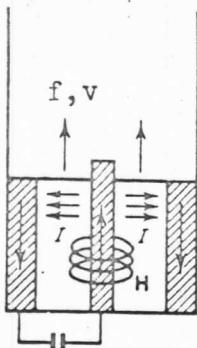
Flowler (1951) je predložio udarnu cev T-oblika (T-cev). Cev je napunjena ispitivanim gasom na niskom pritisku, reda veličine nekoliko mmHg. Elektrode se nalaze na suprotnim krajevima horizontalnog dela "T". U ovom delu cevi gas se zagreva omskim grejanjem i zbog visokog pritiska nastaje udarni talas koji se prostire u vertikalni deo T-cevi.



Sl. 3

Kolb (1957) je pokazao da se još veća brzina može postići ako se iskoristi i sila magnetnog polja struje povratnog provodnika u konfiguraciji prikazanoj na slici (sl.3). Na ovaj način se dobijaju još više temperature.

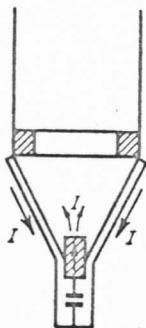
Na principu "magnetskog klipa" radi druga cev koju su konstruisali Holov i Paltavčenko čiji je šematski prikaz dat na slici (sl.4) Paljenje strujnog toka vrši se radijalno između elektroda, pri čemu je jedna stavljena duž ose cevi, a druge dve blizu površine cevi. Radija-



Sl. 4

lno paljenje interaguje sa koncentričnim magnetnim poljem koje je indukovao strujni tok u centralnoj elektrodi. Udarni talas se širi duž cevi. Karakteristika ovog procesa je izbacivanje plazme iz regiona između elektroda i separacija plazme od "dna" cevi pod dejstvom magnetnog polja. Iz ovakve udarne cevi razvila se sprava koja se naziva plazma fokus i kojom su načinjene plazme u kojima su zadovoljeni uslovi za termonuklearne reakcije.

Josephson je opisao udarnu cev koja se sastoji od koničnog odsečka spojenog sa cilindričnom cevi. Prsten koji spaja konični deo sa



Sl. 5

cilindričnim služi kao elektroda, dok se centralna elektroda nalazi na malom kraju koničnog dela. Povratak strujnog toka vrši se preko konusnog provodnika u koasijalnoj konfiguraciji. Paljenju je pridodata magnetska kompresija u pravcu ose tzv. "pinč efekat". Zagrejana i komprimovana plazma se izbacuje u cilindričnu cev u kojoj se obrazuje udarni talas. (sl.5).

U udarnim cevima prvobitno hladan gas se zagreva praktično trenutno do željene visoke temperature, koja se reguliše menjanjem intenziteta udarnog talasa. Zagrejane čestice započinju procese koji zavise od temperature i koncentracije (disocijacija, vibracija molekula, ionizacija i dr.) U tankom prelaznom sloju udarnog fronta koncentracija, pritisak i druge veličine menjaju se veoma brzo. Zbog toga za

izračunavanje strukture fronta udarnog talasa neophodno je uzeti u obzir i kinetiku relaksacionih procesa, detaljno razmotriti mehanizam uspostavljanja konačnog termodinamički ravnotežnog stanja koje se postiže iza fronta.

Neophodni uslovi za uspostavljanje LTE iza fronta udarnog talasa nije samo dovoljno visoka koncentracija elektrona, već je potrebno i da srednji slobodni put elektrona i jona bude mali u poređenju sa dimenzijama cevi, kao i da vreme hlađenja bude dugačko u poređenju sa relaksacionim vremenom uspostavljanja same LTE (8).

## 5. IZRAČUNAVANJE OBLIKA SPEKTRALNE LINIJE

### 5.1. Model graničnog sloja

Značajna osobina plazme u T-cevi je njena relativno visoka elektronska koncentracija koja je obično dovoljna da se prihvati LTE zadovoljavajućeg stepena. Za tipičnu koncentraciju elektrona ( $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) kao i temperature (2 i 4 eV) greška izračunavanja pojedinih koncentracija atomskih stanja zbog prihvatanja predpostavke LTE ne bi trebala da bude veća od faktora 2 (15), a verovatnije unutar nekoliko desetina procenata (16). Radi jednostavnosti izračunavanja u ovom radu je predpostavljen postojanje kompletne LTE.

Da bi se izračunao intenzitet svetlosti emitovan u pravcu dijametra cevi prihvaćen je model graničnog sloja sa sledećim predpostavkama:

1. Pritisak idealnog gasa je kostantan duž dijametra cevi

$$p = (2N_e + N_o)kT = (2N_{e_{\text{int}}} + N_{o_{\text{int}}})kT_{\text{int}}$$

gde je: p-pritisak,  $N_e$ -elektronska koncentracija duž dijametra cevi,  $N_o$ -koncentracija atoma duž dijametra cevi, k-Bolcmanova konstanta, T-temperatura duž dijametra cevi,  $N_{e_{\text{int}}}$ -elektronska koncentracija u centralnom delu plazme,  $N_{o_{\text{int}}}$ -koncentracija atoma u unutrašnjem delu plazme,  $T_{\text{int}}$ -temperatura unutrašnjeg sloja.

2. Kako je transport energije u osnovi difuzioni proces, predpostavljena je sledeća raspodela temperature duž graničnog sloja:

$$T = T_{\text{int}} \left[ 1 - \exp(-x/\delta) \right]$$

gde je:  $x$ -rastojanje od zida suda (duž dijametra cevi),  $\delta$ -debljina graničnog sloja. Kod izračunavanja u ovom radu je uzeto da ova debljina iznosi 0.1mm.

Uzimajući u obzir ove predpostavke za procese koji učestvuju u prenošenju toplote duž graničnog sloja, izraz za temperaturu duž graničnog sloja bio bi jako komplikovan i ne bi kvantitativno dao ništa novo.

### 3. Predpostavljena je kompletna LTE duž celog dijametra cevi.

Prihvatanje kompletne LTE uvodi veliku grešku pri izračunavanju  $N_o$  i  $N_{o,\text{int}}$ . Međutim  $N_o$ , a naročito  $N_{o,\text{int}}$  je malo u poređenju sa  $N_e$  odnosno  $N_{e,\text{int}}$  izuzev uz sam zid cevi, gde je sa druge strane emisivnost plazme zanemarljiva, te zbog toga prihvatanje kompletne LTE ne bi trebalo da unese bitnu grešku u izračunavanju inteziteta ljenje čiji je gornji nivo sigurno u ravnoteži sa slobodnim elektronima. Dalje, u ovim predpostavkama nije uzet u obzir gradijent strujanja plazme koji može da bude znatan u blizini zida suda. Takođe nije uze to u obzir postojanje dvojnog sloja na samom zidu. Redukcija plazma pritiska je takođe zanemarljiva.

#### 5.2. Izračunavanje sastava plazme

Za izračunavanje su korišćene tipične vrednosti za plazmu u T-cevi i to:  $N_{e,\text{int}} = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_{\text{int}} = 2 \text{ eV}$  i  $T_{\text{ext}} = 4 \text{ eV}$ , sa  $2.4 \text{ cm}$  unutrašnjeg dijametra T-cevi. Vrednosti korišćenih konstanti za izračunavanje date su u tablici na kraju.

Temperatura  $T$  duž dijametra cevi izračunata je prema predpostavljenom modelu 2.

Za izračunavanje koncentracije elektrona korišćena je Saha jednačina za vodoničnu plazmu (1.4), u kojoj figuriše partaciona funkcija  $Z(T)$  i koja ima sledeći oblik za vodoničnu plazmu:

$$Z(T) = \sum_{n=1}^{n_{\max}} 2n^2 \exp\left(-\frac{E_H - E_H/n^2}{kT}\right) = 2 + 2 \exp(E_H/kT) \sum_{n=2}^{n_{\max}} n^2 \exp(E_H/n^2 kT) \quad (5.1)$$

Ako se u gornjoj jednačini izvrše sledeće transformacije (4) neće se napraviti bitna greška: (a) drugi deo sume se zameni integralom, pri čemu se predpostavlja da su sve ionizacione energije  $E_H/n^2$  svih nivoa u ovom delu sume jednake redukciji ionizacione energije  $\Delta E_\infty$  (b) zanemari donja granica tog integrala. Tako da se dobija sledeći izraz za izračunavanje partacione funkcije:

$$Z(T) = 2 + 2 \exp(-E_H/kT) \sum_{n=2}^{\infty} n^2 \exp(E_H/n^2 kT) + \frac{1}{3} (E_H/\Delta E_\infty)^{3/2} \exp(\Delta E_\infty/kT) \quad (5.2)$$

Kao što se vidi iz Saha jednačine (1.4) u njoj posredno figuriše  $N_e$  i u particionoj funkciji i u eksponentu. Da bi se  $N_e$  moglo iz ove jednačine izračunati može se koristiti iterativni postupak:

Za izračunavanje nulte iteracije partacione funkcije predstavljena je vrednost za redukciju ionizacione energije  $\Delta E_\infty = 0.04 \text{ eV}$ . Vrednosti dobijene izračunavanjem partacione funkcije u nultoj iteraciji korišćene su za računanje Saha faktora  $S = N_e^2 / N_o$  datog jednačinom (1.4). Korišćenjem izračunatog Saha faktora i predpostavke 1. o konstantnosti pritiska idealnog gasa duž dijametra cevi dobijene su na sledeći način vrednosti za koncentracije elektrona u prvoj iteraciji:

$$S = N_e^2 / kT$$

$$kT(2N_e + N_o) = (2N_e + N_o)kT_{int}$$

$$N_{e_{int}} = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$T_{int} = 2 \text{ eV}$$

$$T_{int} = 4 \text{ eV}$$

$$N_{o_{int}} = N_{e_{int}}^2 / S_{int}$$

tako da je:

$$kT(2N_e + N_e^2/S) = kT_{int}(2N_{e_{int}} + N_{e_{int}}^2/S)$$

i uvodeći

$$\alpha = \frac{2N_{e_{int}} + N_{e_{int}}^2/S_{int}}{kT} \quad kT_{int} \quad (5.3)$$

dobija se sledeća kvadratna jednačina:

$$N_e^2 + 2SN_e - 2\alpha S = 0 \quad (5.4)$$

iz koje je izračunata koncentracija elektrona duž dijametra cevi u prvoj iteraciji.

$Z(T)$  je računato u prvoj iteraciji koristeći vrednosti za redukciju ionizacione energije izračunate prema formuli (1.10), pri čemu su korišćene vrednosti za  $N_e$  dobijene u prvoj iteraciji. Da bi se izračunala vrednost koncentracije elektrona  $N_e$  u drugoj iteraciji korišćene su vrednosti za particionu funkciju  $Z(T)$  dobijene ovom iteracijom u izračunavanju Saha faktora  $S$ . Vrednosti za particionu funkciju  $Z(T)$  računate su prema formuli (5.2). Iz izračunatog Saha faktora  $S$  i faktora  $\alpha$  datog jednačinom (5.3), dobijena je kvadratna jednačina (5.4), iz koje su dobijene vrednosti za koncentraciju elektrona duž dijametra cevi u drugoj iteraciji. Kako se vrednosti za redukciju ionizacione energije računate prema formuli (1.10) uz korišćenje vrednosti dobijenih za koncentraciju elektrona u drugoj iteraciji, to sledeći račun daje malu razliku, tako da bi treća iteracija za koncentraciju elektrona  $N_e$  dala zanemarljivu korekciju.

Naseljenost nivoa  $N_2$  odnosno  $N_5$  izračunavala se prema sledećoj Saha jednačini za nivoe:

$$\frac{N_e}{N_n} = \frac{1}{n^2} \left( \frac{2\pi k}{h^2} \right)^{3/2} (T)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_H}{n^2 k T}\right) \exp\left(\frac{E_\infty}{k T}\right) \quad (5.5)$$

gde je:  $n=2$  za nivo  $N_2$ , odnosno  $n=5$  za nivo  $N_5$ .

### 5.3. Izračunavanje inteziteta svetlosti

Da bi se izračunao intezitet svetlosti koji se emituje u plazmi duž dijametra cevi, neophodno je izračunati koeficijenat spontane emisije  $\epsilon$  i efektivni apsorpcioni koeficijenat  $k'$ .

Pre izračunavanja ovih koeficijenata izračunata je normalna jačina polja  $F_o$  prema sledećoj formuli:

$$F_o = 1.2501896 \times 10^{-9} N_e^{2/3}$$

Koeficijenat spontane emisije  $\epsilon$  izračunat je prema sledećoj formuli:

$$\begin{aligned} \epsilon &= \frac{h\nu}{4\pi} A_{pq} N_p L(\omega) = \left[ L(\omega) = S(\alpha) \frac{d\alpha}{d\omega} \right] = \frac{h\nu}{4\pi} A_{pq} N_p \frac{d\alpha}{d\omega} S(\alpha) = \\ &= \left\{ \left[ \alpha = \frac{\Delta\lambda}{F_o} ; \quad \frac{d\alpha}{d\omega} = \frac{1}{F_o} \frac{d\lambda}{d\omega} \right] = \left[ \frac{d\lambda}{d\omega} = \frac{\lambda^2}{2\pi c F_o} \right] \right\} = \\ &= \frac{h\nu}{4\pi} A_{pq} N_p \frac{\lambda^2}{2\pi c F_o} S(\alpha) = (\nu = \frac{c}{\lambda}) = \frac{hc}{4\pi\lambda} A_{pq} N_p \frac{\lambda^2}{2 c F_o} S(\alpha) \end{aligned}$$

$$\epsilon = \frac{h}{8\pi^2} A_{pq} N_p \frac{\lambda}{F_o} S(\alpha) \quad (5.6)$$

Kada se u formulu (5.6) unesu vrednosti konstanti i izvrše naznačene operacije, tada se dobije sledeći faktor:

$$\epsilon_{5,2} = 7.3703953 \times 10^{-18} N_5 / N_e^{2/3} \quad (5.7)$$

tako da se koeficijenat spontane emisije izračunao prema sledećem izrazu:

$$\epsilon = \epsilon_{5,2} S(\alpha) \times 10^8 \quad (5.8)$$

da bi  $\lambda/F_o$  bilo u istim jedinicama kao i  $\alpha$  ( $\text{\AA}/\text{esj}$ ), treba  $\lambda$  izrazavati u  $\text{\AA}$  (pomnožiti sa  $10^8$ ).

Efektivni apsorcioni koeficijenat  $k'$  izračunat je prema sledećoj formuli:

$$k' = \frac{1}{F_o} a_o \pi \lambda_{pq}^2 F_{qp} \left[ N_q - \frac{g_q}{g_p} N_p \right] S(\alpha) \quad (5.9)$$

Ako se unesu vrednosti konstanti i izvrše naznačene operacije dobija se sledeći faktor:

$$\chi_{2,5} = 7.4551360 \times 10^{-23} \frac{1}{F_o} \left( N_q - \frac{g_q}{g_p} N_p \right) \quad (5.10)$$

Tako da se efektivni apsorcioni koeficijenat izračunavao prema sledećoj formuli:

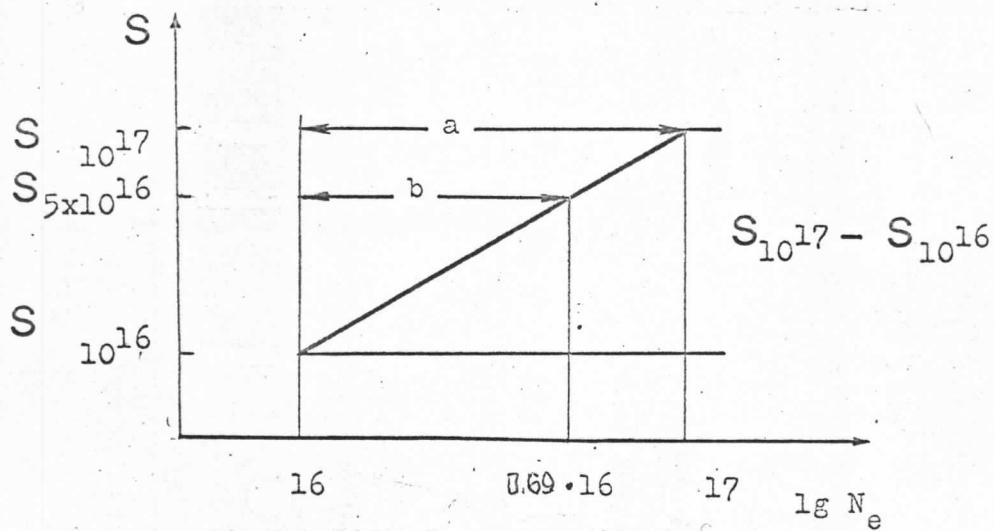
$$k' = \chi_{2,5} S(\alpha) \times 10^8 \quad (5.11)$$

Vrednosti za  $S(\alpha)$  za  $N_{e_{int}} = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  i  $T_{int} = 2 \text{ eV}$  i  $T_{int} = 4 \text{ eV}$  za izračunatu vrednost  $\alpha = \Delta\lambda/F_o$  čitane su sa grafika dobijenog na sledeći način:

Iz tablica (l, str.449) u kojima su date vrednosti za

$N_c = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  i  $N_c = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  za temperature  $T=2\text{eV}$  i  $T=4\text{eV}$ , za vrednosti  $0.00 \leq \alpha \leq 0.50$ , nađena je vrednost za  $N_e = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  pomoću interpolacije u logaritamskoj skali, tj. vrednosti računate prema sledećoj formuli:

$$S_{5 \times 10^{16}} = S_{10^{16}} + \frac{b}{a} (S_{10^{17}} - S_{10^{16}})$$



Vrednosti za  $a$  i  $b$  su izmerene sa logaritamske skale i iznose:

$$a = 8.45 \text{ cm}, \quad b = 5.72 \text{ cm}.$$

Za vrednosti  $S(\alpha)$  koje su veće od 0.50 korišćena je sledeća formula (1, str.92).

$$S(\alpha) = \frac{2c_p}{\alpha^{5/2}}$$

gde je:  $c_p = 6 \times 10^{-3}$  (1, table 4-7)

Kada su izračunati koeficijenti spontane emisije  $\epsilon$  i efektivni apsorpcioni koeficijent:  $k'$ , izračunavan je intenzitet svetlosti koji se emituje u plazmi duž dijametra cevi numeričkom integracijom diferencijalne jednačine:

$$\frac{dJ}{dx} = \epsilon - k' J$$

$$J_n = \epsilon_n - k'_n J_{n-1} \Delta x_n + \sum_{j=1}^{n-1} J_j$$

$$J_0 = 0$$

$$J_1 = J_0 + \Delta J_{01} = J_0 + \varepsilon_1 \Delta x_1 - k'_1 J_0 \Delta x_1 = \varepsilon_1 \Delta x_1$$

$$J_2 = J_1 + \Delta J_{12} = J_1 + \varepsilon_2 \Delta x_2 - k'_2 J_1 \Delta x_2 = \varepsilon_1 \Delta x_2 - k'_2 \Delta x_1 \Delta x_2$$

$$J_3 = J_2 + \Delta J_{23} = J_2 + \varepsilon_2 \Delta x_2 - k'_3 J_2 \Delta x_3 =$$

$$= \varepsilon_1 \Delta x_1 + \varepsilon_2 \Delta x_2 + \varepsilon_1 \Delta x_3 - k'_2 \varepsilon_1 \Delta x_1 \Delta x_2 - k'_3 (\varepsilon_2 \Delta x_1 + \varepsilon_2 \Delta x_2 - k'_2 \varepsilon_1 \Delta x_1 \Delta x_2) \Delta x_3$$

•

•

$$J_n = J_{n-1} + \Delta J_{n-1,n} = J_{n-1} + \varepsilon_n \Delta x_n - k'_n J_{n-1} \Delta x_n$$

$$J_n = J_{n-1} (1 - k'_n \Delta x_n) + \varepsilon_n \Delta x_n \quad (5.12)$$

Pri izračunavanju inteziteta svetlosti prema formuli (5.12), vrednosti za koeficijente  $\varepsilon$  i  $k'$  se uzimaju na unutrašnjoj granici sloja.

Vrednosti za  $\Delta x_n$  uzete u santimetrima su sledeće ( $\delta=0.1\text{cm}$ ):

$$\Delta x_1 = \left( \frac{x}{\delta} \right)_{0.1} - \left( \frac{x}{\delta} \right)_0 = 0.01$$

$$\Delta x_2 = \left( \frac{x}{\delta} \right)_{0.2} - \left( \frac{x}{\delta} \right)_{0.1} = 0.01$$

$$\Delta x_{1.2} = \left( \frac{x}{\delta} \right)_{1.4} - \left( \frac{x}{\delta} \right)_{1.2} = 0.02$$

$$\Delta x_{2.5} = \left( \frac{x}{\delta} \right)_{2.5} - \left( \frac{x}{\delta} \right)_{2.0} = 0.05$$

$$\Delta x_4 = \left( \frac{x}{\delta} \right)_{4.0} - \left( \frac{x}{\delta} \right)_{3.0} = 0.1$$

$\Delta x_n = 0.01$	za vrednosti unutrašnjeg dijametra T-cevi	0.00-1.20mm
$\Delta x_n = 0.02$		1.20-2.00mm
$\Delta x_n = 0.05$		2.00-3.00mm
$\Delta x_n = 0.10$		3.00-4.00mm
$\Delta x_n = 1.60$		4.00-20.0mm
$\Delta x_n = 0.10$		20.0-21.0mm
$\Delta x_n = 0.05$		21.0-22.0mm
$\Delta x_n = 0.02$		22.0-22.8mm
$\Delta x_n = 0.01$		22.8-24.0mm

Izračunati inteziteti linije su, na maksimumu, normirani na vrednost maksimuma teorijskog profila (17) i prikazani su na slikama (sl. 6 i sl. 7).

Razmatrana plazma za H liniju je optički tanka tako da se nije pojavila potreba za korekciju inteziteta zbog samoapsorpcije.

Prosečna elektronska koncentracija duž dijametra cevi izračunata je prema sledećoj jednačini:

$$\bar{N}_e = \frac{1}{2R} \left[ 2 \sum_{\text{int}} N_{e_i} \Delta x_i + N_{e_{\text{int}}} x_{\text{int}} \right]$$

gde je:  $2R=2.4\text{cm}$ ,  $N_{e_{\text{int}}} = 5.0035604 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $x_{\text{int}}=1.6 \text{ cm}$

Za temperaturu  $T=2\text{eV}$  prosečna koncentracija iznosi:  $\bar{N}_e = 4.87866 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  a unutar intervala  $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$   $\bar{N}_e = 5.11800 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , dok je unutar intervala  $0.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$   $\bar{N}_e = 5.0438544 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

Za temperaturu  $T=4\text{eV}$  prosečna koncentracija je:  $\bar{N}_e = 5.34443 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , a unutar intervala  $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  je  $\bar{N}_e = 5.43264056 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

#### 5.4. Rezultati i diskusija

Odstupanje izračunatog i normiranog profila od teorijskog može da se razmatra kod poluširine linije kao i kod intenziteta krila linija.

a. Poluširine izračunatih linija su veće od teorijskog za  $N_{e_{int}}$  i  $T_{int}$  i to: sasvim neznatno (2%) kod temperature 2eV i sasvim primetno (8%) kod temperature 4eV.

b. U slučaju temperature 2eV intenzitet na krilu linije je praktično nepromenjen u poređenju sa teorijskim profilom. Međutim za temperature 4eV intenzitet krila linija npr. kod tri polu-poluširine od centra linije je za faktor 1.67 veći od vrednosti teorijskog profila. Ovaj faktor ima čak tendenciju povećanja za veća rastojanja od centra linije.

Ovo izobličenje linije u smislu povećanja poluširine i intenziteta krive linije može se objasniti povećanom elektronskom koncentracijom kod graničnog sloja kao što je to prikazano na slikama (sl. 8 i sl. 9). Ovo povećanje elektronske koncentracije je relativno malo kod temperature 2eV, a znatno kod temperature 4eV. Interesantno je napomenuti da prosečna elektronska koncentracija duž dijametra cevi (ne računajući hladan sloj uz sam zid cevi kod koga je emisivnost zanemarljiva) praktično je jednaka  $N_{e_{int}}$  kod temperature 2eV, dok kod temperature 4eV ova prosečna koncentracija je za oko 8% veća od  $N_{e_{int}}$ . Ovo donekle objašnjava povećanje poluširine za 8%. Elektronska koncentracija određena iz poluširine linije ( $N_e = c \lambda_s^{3/2}$ ) bila bi veća od  $N_{e_{int}}$  za čitavih 12%.

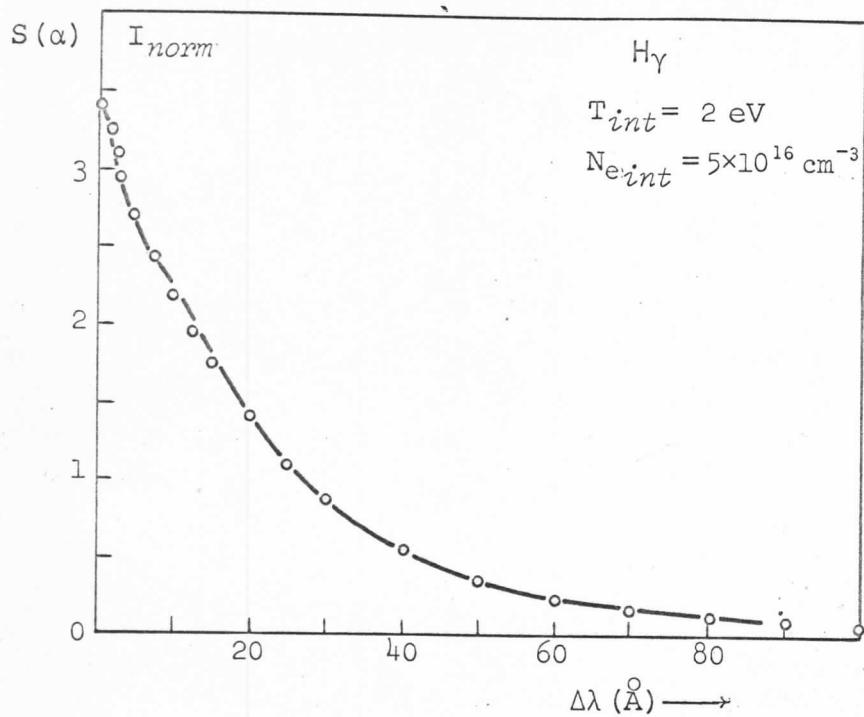
### 5.5. Zaključak i predlog eksperimentalne postavke za proveru dobijenih rezultata

U ovom radu je proveravana prihvaćena predpostavka da tanak granični sloj plazme u T-cevi nema nikakvog uticaja na oblik spektralne linije. Da bi se ova predpostavka proverila prihvaćen je model graničnog sloja i kompletna termodinamička ravnoteža. Dobijeni rezultati pokazuju da uticaj graničnog sloja na oblik  $H_\alpha$  linije je zanemarljiv kod dijаметra plazme od 2.4cm, debljine graničnog sloja 1mm, kod elektronske koncentracije i temperature centralnog dela plazme  $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  i 2eV i 4eV.

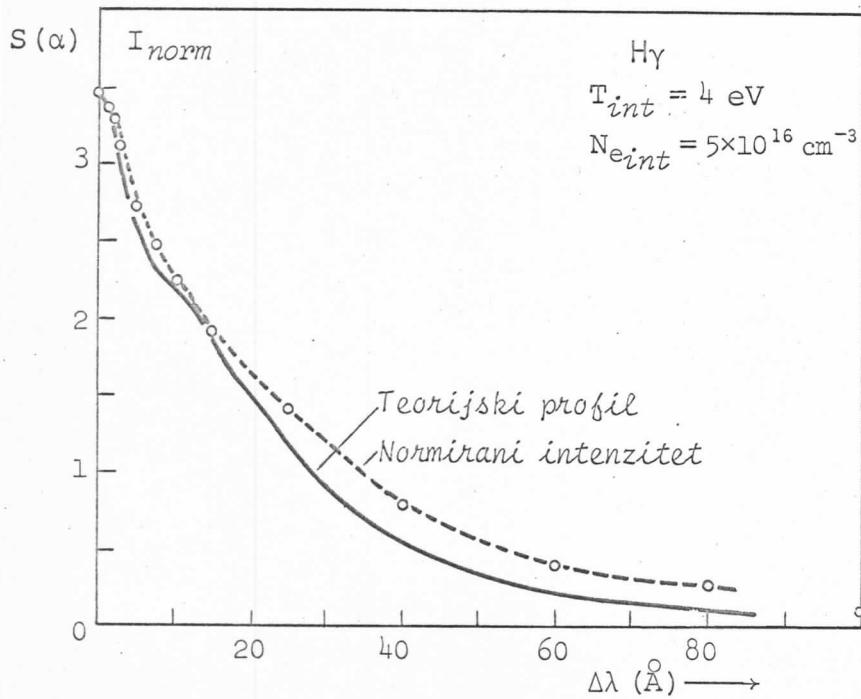
Da bi se eksperimentalno mogao proveriti uticaj graničnog sloja na oblik spektralne linije emitovane iz T-cevi predložen je sledeći eksperiment:

T-cev je napravljena tako da su na kraju vertikalnog dela "T" paralelno sa osom cevi usadene staklene pločice (sl. 10), a isto tako su i međusobno paralelne. Istovremeno se analiziraju svetlosni zraci emitovani iz T-cevi normalno i paralelno sa staklenim pločicama (duž pravca y i z), a oba su normalna na osu cevi. Ovi svetlosni zraci usmeravaju se pomoću optičkog sistema, na polovine ulazne pukotine (jedan na gornju a drugi na donju polovicu) monohromatora. Optički sistem je tako postavljen da se dobijaju oštri likovi svetlosnih zraka na ulazu u monohromator. Monohromatski likovi polovina pukotine optički se skreću na katode dva fotomultiplikatora. Impulsi sa fotomultiplikatora (koji su proporcionalni intezitetima emitovane svetlosti) vode se na dvomlazni (ili dva jednomlazna) osciloskop. Na ovaj način su izbegнуте grešке koje neminovno nastaju zbog nedovoljne reproducibilnosti plazme u pojedinim pražnjjenjima udarnim talasima. Sa osciloskopa inteziteti svetlosti se snimaju kamerom.

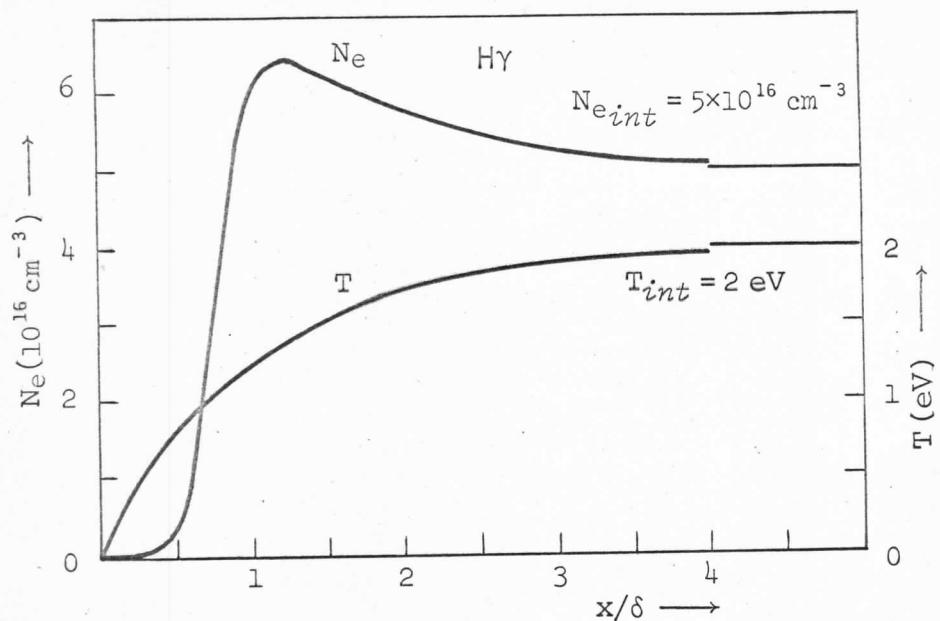
Ovakvim merenjem se postiže istovremeno posmatranje jednog (duž pravca y) ili više (duž pravca z) graničnih slojeva. Kada se inteziteti ne bi merili istovremeno, zbog nereproducibilnosti plazme merenja bi bila pogrešna i bezvredna.



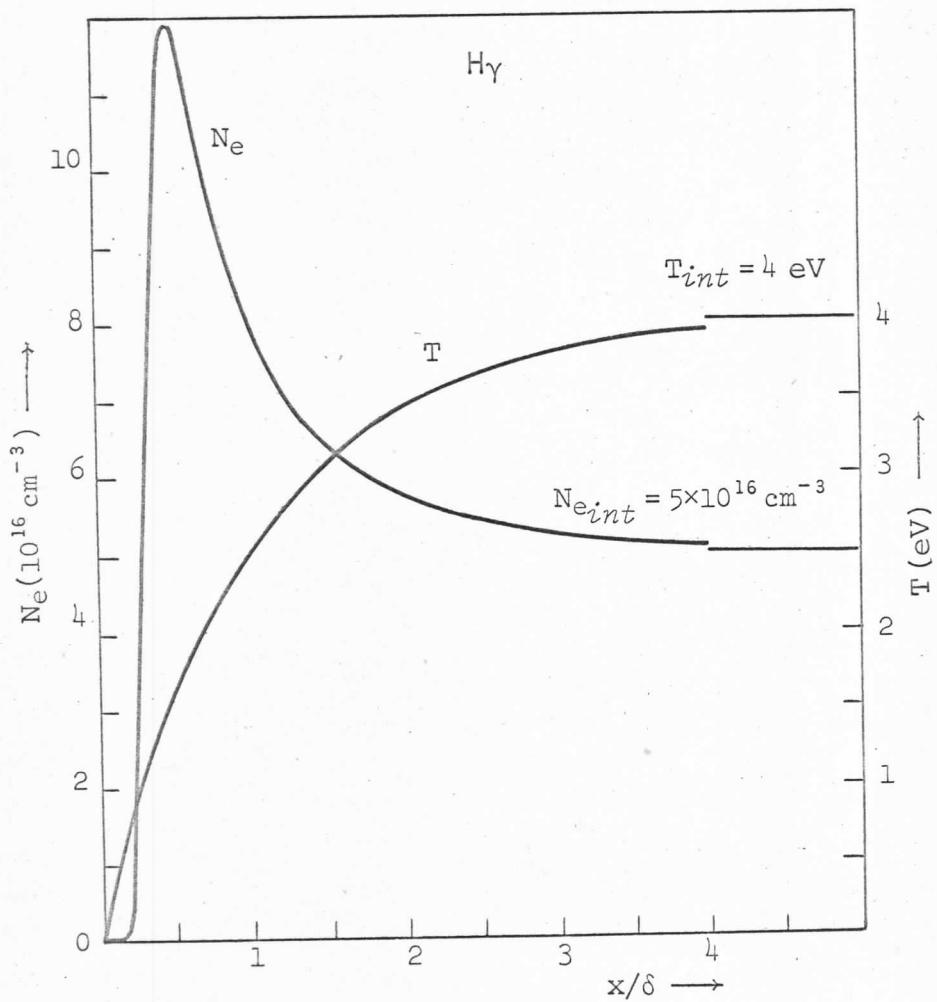
Sl. 6



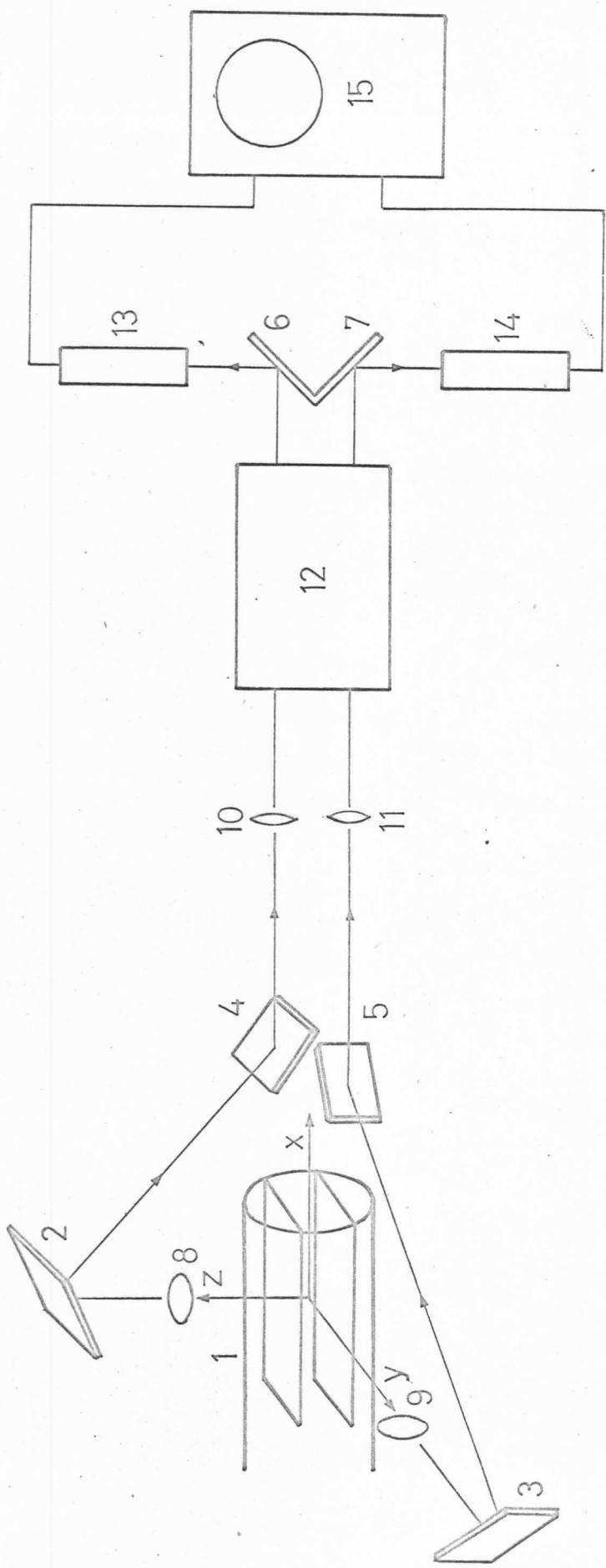
Sl. 7



Sl.8



Sl.9



S1. 10.

1 T-cep, 2, 3, 4, 5, 6, 7, oгледала, 8, 9, 10, 11 сочива, 12 монокроматор,  
13, 14 фотомнтиплікатори, 15 осцилоскоп

KONSTANTE

$$q_e = 1.607 \times 10^{-19} \text{ (C)}$$

$$m_e = 9.1084 \times 10^{-28} \text{ (g)}$$

$$k = 1.38046 \times 10^{-16} \text{ (erg/}^{\circ}\text{K)} = 8.6167 \times 10^{-5} \text{ (eV/}^{\circ}\text{K)} = 1.38046 \times 10^{-23} \text{ (J/}^{\circ}\text{K)}$$

$$\epsilon_0 = 8.85417 \times 10^{-12} \text{ (F/m)}$$

$$\epsilon_H = 13.595 \text{ (eV)}$$

$$h = 6.6252 \times 10^{-27} \text{ (erg s)} = 6.6252 \times 10^{-34} \text{ (J s)}$$

$$A_{\alpha} = 4.410 \times 10^7 \text{ (s}^{-1}\text{)}$$

$$A_{\beta} = 8.419 \times 10^6 \text{ (s}^{-1}\text{)}$$

$$A_{\gamma} = 2.530 \times 10^6 \text{ (s}^{-1}\text{)}$$

$$\lambda_{\gamma} = 4.3405 \times 10^{-5} \text{ (cm)}$$

$$f_{2,5} = 0.0447$$

$$a_0 = 2.817855 \times 10^{-13} \text{ (cm)}$$



LITERATURA

1. Griem H. R., "Plasma Spectroscopy", McGraw-Hill Book Comp., 1964 .
2. Richter J., "Plasma Diagnostics", Nort-Holand Publ. Comp., Amsterdam, 1968
3. Spitzer L. Jr., "Physics of Fully Ionized Gases", Interscience Publ., 1965
4. Pavlov M., "Spectroscopic Studies of T Tube Hydrogen and Deuterium Plasmas" , Ph. D. Thesis, 1968
5. Termoemissionnie preobrazovateli i nizkotemperaturnaja plazma, Nauka, Moskva, 1973
6. Wiese W. L., "Plasma diagnostic techniques", Academic Press, New York, 1965
7. Advances in Plasma Physics, vol. 2, Interscience publ. Comp. Amsterdam, 1968
8. Kolb A. C., Phys. Rev. vol. 107 (1957) 345
9. McLean E. A., The Phys. of Fluids, vol. 6 (1960) 843
10. Fruks W., Bohn W. L., Heinrich G. and Platz P., Z. Physik vol. 170 (1962) 409
11. Cloupeu M., The Phys. of Fluids, vol. 6 (1963) 679
12. Pavlov M., Prasad, A. N., Z. Physik vol. 212 (1968) 266
13. Pavlov M., Radujkov V. Zbornik radova PMF N. Sad vol. 6 (1976) to be published
14. Pavlov M., Popović M. Platiša M., Radujkov V., Proc Twelfth Int. Conf. Phen. Jon Gases vol. 1 (1975) 372, North-Holland/American Elsevier
15. Bates D. R., Kingston A. E., Planet. Space Sci. vol. 11 (1963) 1
16. Pavlov M., V Yugoslav Symposium and Summer School on the Physic of Ionized Gases, Institute "J. Stefan", Ljubljana, Yugoslavia, (1970)

17. Griem H. R., Kolb A. C., Shen, K. Y., U. S. Naval Res Lab. Dept.  
5805 (1962)
18. McWhirter R. W. P., "Plasma Diagnostic Techniques" Academic Press,  
New York, 1965
19. Richter J., "Plasma Diagnostics" North-Holland Publ. Comp., Amsterdam,  
1968
20. Kontrawitz A. and Petschek H. E., "Plasma Physics in Theory and  
Application", McGraw-Hill Book Comp., New York,
21. Zeldovich Y. B. and Raizer Y. P., "Physics of Shock Waves and High  
Temperature Hydrodynamic Phenomena", Academic Press, New York, 1966
22. Malkin O. A., "impulsnij tok i relaksacija v gaze", Atomizdat, Moskva,  
1974

