

FIZIKA PLAZME

J. Labat

Odsek za fizičke i meteorološke nauke
Prirodnomatemički fakultet, Beograd

S. Vuković

Institut za fiziku, Beograd

I PLAZMA NISKE TEMPERATURE

1. KINETIKA NISKOTEMPERATURSKE PLAZME

1.2. UVOD

U fizici niskotemperatureske plazme smatra se da je poznato stanje plazme ukoliko su poznate funkcije raspodele energije čestica-komponentata. Prisustvo neutralnih čestica u atomskom i molekularnom stanju a takodje i jona problem nalaženja ovih raspodela znatno komplikuje zbog niza neelastičnih sudarnih procesa. Pored slobodnih elektrona u sistem se uključuju neutralne i jonizovane čestice u bezbroj mogućih pobudjenih stanja. To čini problem rešavanja kinetičkih jednačina vrlo složenim. Pribegava se raznim pojednostavljenjima ali ona često dovode u pitanje značaj i vrednost dobijenih rezultata.

Najčešći problem koji se u praksi javlja jeste izračunavanje populacije nivoa atoma ili jona neke plazme sa ciljem da se interpretiraju spektroskopska merenja. Ovakva izračunavanja su postala značajna u trenutku kada je netermalna plazma dobila fundamentalnu važnost u astrofizici (Menzel 1937). Problem populacije nivoa laboratorijskih plazmi je razradjen mnogo kasnije od strane Batesa i dr. (1962) za vodoničnu i McWhirtera i Hearn (1963) za helijumovu plazmu. Posebno treba istaći račun koji su izveli Drawin i Emard (1973) i Fujimoto (1979) za helijum. U navedenim, i mnogim drugim sličnim radovima definisan je sudarno-radijativni model

plazme baziran na važnijim sudarnim i radijativnim procesima. Pojednostavljeno izračunavanje postignuto je pretpostavkom kvazi stacionarne plazme, koja je uz to prostorno homogena. Pored toga pretpostavljena je Maksvelova raspodela brzina, dok su temperatura elektrona i njihova koncentracija uzeti kao parametri.

Na taj način se jednačine sistema svode na algebarske i sam sistem se zahvaljujući linearnosti i parametrizaciji temperature i koncentracije elektrona može rešiti. Zbog toga ovakav način rešavanja stanja plazme sa fizičke tačke gledišta u potpunosti ne zadovoljava, pošto ne uključuje realne fizičke uslove koji vladaju u laboratorijskim plazmama.

1.2. DINAMIČKO REŠAVANJE KINETIČKIH JEDNAČINA

U svakom konkretnom slučaju plazme svi parametri uključujući temperaturu elektrona i koncentracije elektrona i pobudjenih čestica zavise od spoljnjih uslova za dati gas. U slučaju plazme električnog pražnjenja to su jačina električne struje, pritisak gasa i prečnik cevi za pražnjenje. Stacionarno stanje se uspostavlja posle karakterističnog vremena relaksacije i okarakterisano je vrednostima parametara plazme za taj konkretni slučaj. Uspostavljanje stacionarnog stanja ili prelaz u novo stanje posle perturbacije ma koje vrste, može se naći isključivo rešavajući sistem diferencijalnih jednačina koji pored jednačina za populaciju nivoa sadrži i jednačine za temperaturu i koncentraciju slobodnih elektrona. (Ljepojević i Labat 1981a). Sistem jednačina sadrži onoliko jednačina za populaciju nivoa koliko ima vezanih nivoa. Broj tih nivoa se ograničava na 15-20, uzimanje većeg broja praktično ne menja vrednosti populacije nižih nivoa koji su od interesa za spektroskopiju. Uz jednačine za populacije nivoa, uključuju se jednačine za koncentraciju i temperaturu elektrona, tako da se kompletan sistem može prikazati u sledećem obliku:

$$\frac{dn(i)}{dt} = (\text{brzina popul. procesa nivoa } i) - (\text{brz. depop. nivoa } i) - (\text{difuzija atoma u stanju } i)$$

$$\frac{dn}{dt}e = (\text{brzina jonizacije}) - (\text{brzina rekombinacije}) - (\text{difuzija elektrona})$$

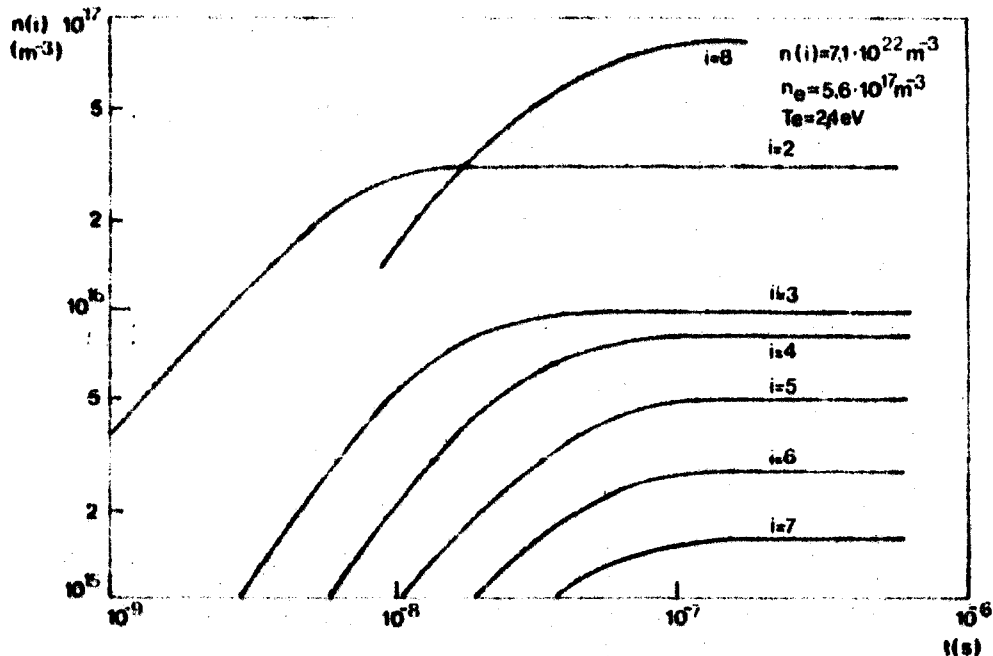
$$\frac{dT}{dt}e = (\text{džulovo grejanje}) + (\text{grejanje u superelast. sudarima}) - (\text{hladjenje u neelastičnim sudarima})$$

Vrsta pojedinih procesa koji se u datom slučaju uzimaju u obzir kao i broj vezanih nivoa od interesa, zavisi od konkretnog slučaja plazme koja se opisuje. Samo u slučaju plazme u termodinamičkoj ravnoteži koja je uz to i stacionarna, rešenje sistema dato je Boltzmanovom raspodelom vezanih nivoa i Saha ravnotežom jonizacije. U svakom drugom slučaju mora se proceniti značaj pojedinih procesa i uključiti one koji su najznačajniji. Metod dinamičkog rešavanja datog sistema prvi put je opisan u radu Ljepojevića i Labata (1981a). Za sistem jednačina koji je u suštini sistem običnih nelinearnih diferencijalnih jednačina u kanonskom obliku, nađeno je da su stacionarna rešenja asimptotski stabilna, što osigurava konvergenciju numeričkih metoda. Počevši računanje od nekih arbitrarnih početnih vrednosti rešenja sistema posle odredjenog, dovoljno dugog vremena postižu stacionarne vrednosti. Pored toga, ako se posle postizanja stacionarnih vrednosti simulira perturbacija plazme impulsom struje, dobijaju se relaksacione vrednosti koje u sebi sadrže niz zanimljivih detalja (Ljepojević i Labat 1981b).

1.3. REZULTATI RAČUNA ZA VODONIK

Metod dinamičkog samousaglašenog izračunavanja parametara plazme testiran je za vodoničnu plazmu, pošto su koeficijenti brzine procesa za vodonik dobro poznati. Ukoliko se radi o plazmi pozitivnog stuba tinjavog pražnjenja broj procesa od značaja je manji. Uzeto je da se radi o pražnjenju u vodoniku na pritiscima 270 i 530 Pa, uz jačinu struje 0.1 A kroz cev prečnika $4 \cdot 10^{-3}$ m. Iako program (Ljepojević 1979) omogućava uključenje proizvoljne

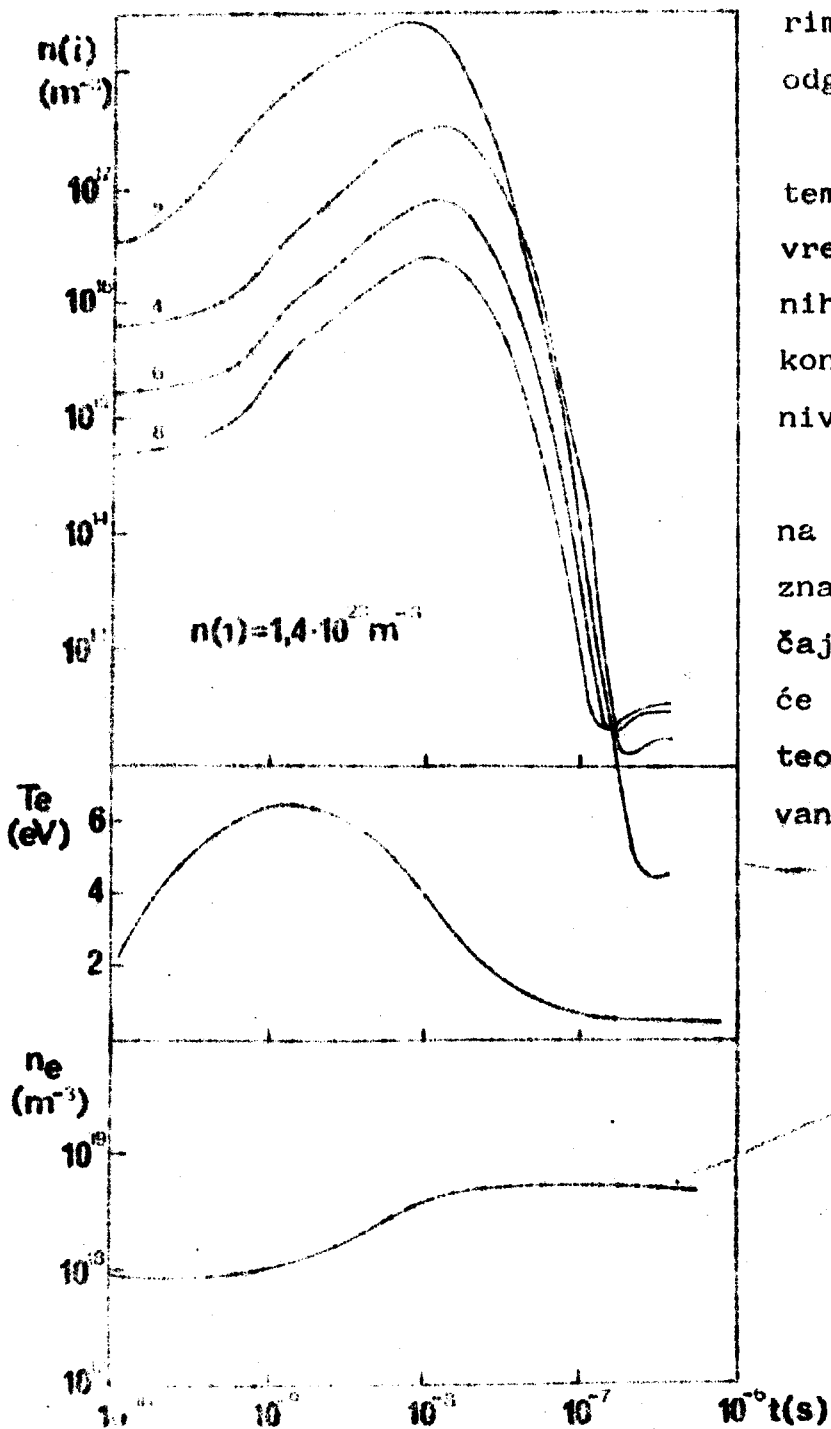
raspodele brzina elektrona, pretpostavljena je zbog jednostavnosti Maksvelova raspodela. Počevši od termodinamički ravnotežnih populacija, račun pokazuje da sistem relaksira ka stacionarnim vrednostima već posle 10^{-7} s. (slika 1.1).



Slika 1.1.

Vrednosti za T_e i n_e date na slici su ravnotežne vrednosti koje se uspostave pod datim uslovima. Dobijene vrednosti ravnotežnih populacija slažu se sa ranijim računima (Drawin i Emard 1973) za stacionaran slučaj.

Simulacija perturbacije stacionarne plazme pražnjenjem malog hipotetičnog kondenzatora na deo pozitivnog stuba, otkriva nove mogućnosti predloženog načina dinamičkog rešavanja sistema. Temperatura elektrona, kao što se može očekivati, praktično bezinercijalno prati perturbacioni impuls. Naglo povećanje temperature utiče na ubrzavanje brojnih neelastičnih procesa, što ima za posledicu porast populacije nivoa i elektronske koncentracije (slika 1.2.). Koncentracije atoma pobudjenih u razna stanja rastu mnogo sporije, sa znatno većim vremenom relaksacije. Pri tome promene koncentracije sadrže u sebi odlike prvo jonizujuće a kasnije rekombinujuće plazme. Ove su karakteristike nadjene i ranije ekspe-



Slika 1.2.

rimentalno ali nisu našle odgovarajuće objašnjenje.

Naročito je važan pad temperature elektrona na vrednosti ispod stacionarnih i odgovarajući pad koncentracija pobudjenih nivoa.

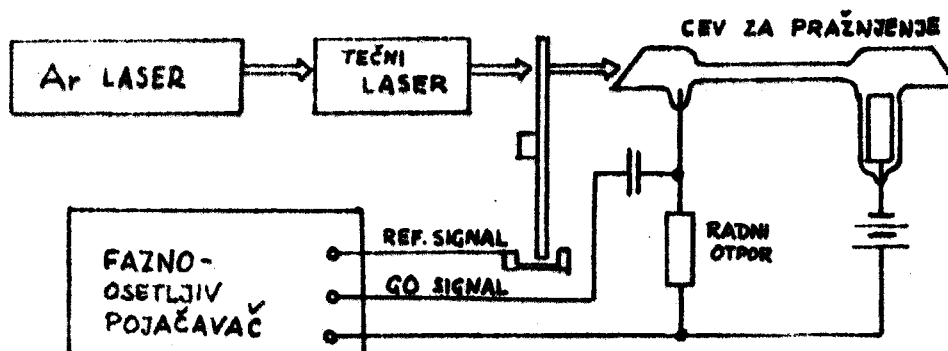
Očekuje se da će primena dinamičkog metoda dati značajne rezultate za slučaj složenijih atoma i da će moći da posluži kao teorijski model optogalvanskog efekta.

2. OPTOGALVANSKI EFEKAT

2.1. UVOD

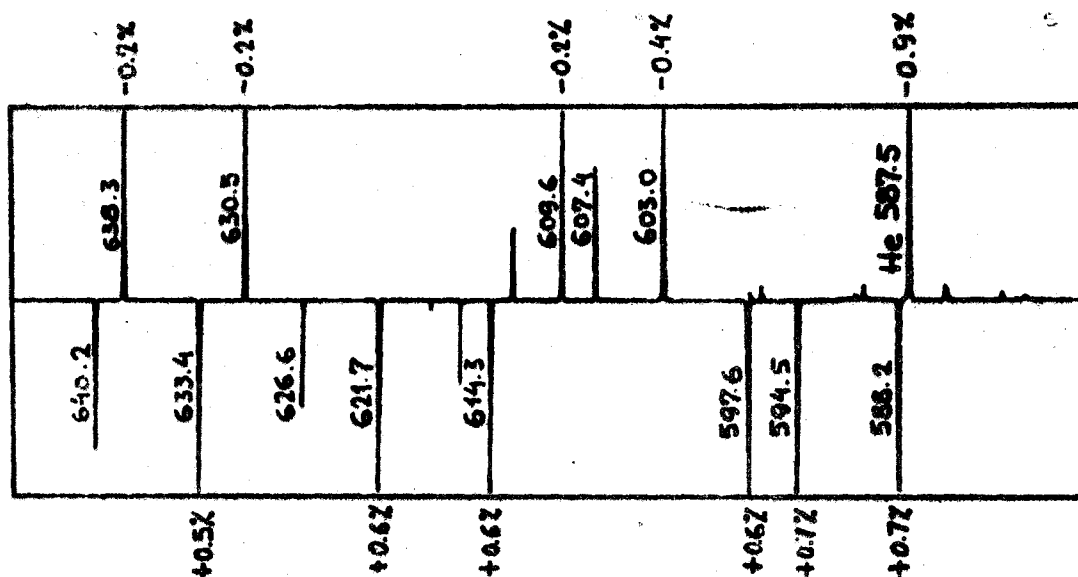
Optogalvanski efekat je jedan od značajnijih efekata koji se javlja prilikom interakcije laserskog zračenja sa plazmom. On se u principu sastoji od promene električnih osobina pražnjenja čak i plamena, ako je talasna dužina lasera koji ga obasjava jednaka talasnoj dužini zračenja atoma, molekula ili jona same plazme. Otkriće efekta pripisuje se Penningu (1928) iako su ga neki drugi autori opisali nekoliko godina ranije. U tim prvim radovima korišćen je nekoherentan izvor zračenja kojim je plazma obasjavana i sam efekat je bio slabije izražen.

Mogućnosti istraživanja optogalvanskog efekta (OGE) su jako poboljšane uvođenjem tečnih lasera kod kojih se talasna dužina zračenja može podešavati kontinualno u širokom spektru. Do šire primene OGE kao spektroskopske metode došlo je tek nedavno, praktično od 1976 godine, kada se pojavljuju prvi radovi posvećeni pojedinim problemima efekta i njegovoj primeni (Green i dr. 1976). Rezultati istraživanja pokazuju da je OGE iako na prvi pogled sličan rezonantnom rasejanju, neuporedivo jednostavniji što se detekcije tiče. Optogalvanski signali, koji se kao promena napona na cevi za pražnjenje lako mere, dovoljno su veliki (od 50 mV do reda 1 V) da se bez pojačanja mogu detektovati i obradivati. Principijelna shema uređaja za posmatranje OGE data je na slici 2.1.



Slika 2.1.

Snop tečnog lasera se prekida rotirajućim ogledalom ili optičkim prekidačem radi lakše detekcije. Promena struje pražnjenja detektuje se kao promena napona na radnom otporniku i meri uz korišćenje osciloskopa ili fazno-osetljivog pojačavača (Lock-in amplifier). Konstatovano je da se napon na cevi za pražnjenje zbog OGE efekta smanjuje kod nekih linija neona i za 0.4% od radnog napona dok se za druge linije povećava i do 0.7%. Činjenica da je do sada OGE ispitivan baš na neonu uslovljena je korišćenjem rodolina 6G u tečnom laseru. Ova boja je vrlo efikasna i fluorescira u opsegu približno 550 do 650 nm u kome se nalaze skoro sve linije vidljivog dela spektra neona. Na slici 2.2. prikazan je optogalvanski spektar pražnjenja u mešavini heliuma i neona.



Slika 2.2.

Sa fizičke tačke gledišta posebno je zanimljivo proučavanje OGE u impulsnom režimu. To se postiže pumpanjem tečnog lasera azotnim, tako da je trajanje laserskog zračenja ispod 10 ns i relaksacioni procesi same plazme nisu maskirani. Time se omogućava neposredni uvid u relaksacione procese pojedinih nivoa atoma, jona ili molekula, njihovu uzajamnu spregu i posebno u procese koji određuju stvaranje i nestajanje slobodnih elektrona.

2.2. OGE I FIZIKA PROCESA U PLAZMI

Osvetljavanje plazme zračenjem čija talasna dužina odgovara nekom od prelaza između diskretnih nivoa, prouzrokuje perturbaciju ravnotežne populacije dva ili više nivoa. Obzirom da se brzine sudarne jonizacije pojedinih nivoa međusobno razlikuju, ova perturbacija prouzrokuje i perturbaciju jonizacione ravnoteže plazme. Kao posledica toga dolazi do promene električnih osobina pražnjenja u celini. OGE predstavlja dakle promenu vrednosti E/p , jačine električne struje pražnjenja ili njegove impedance.

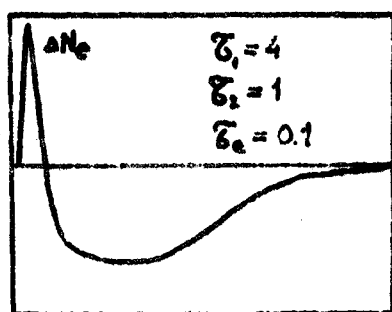
Poznato je da postoji veći broj procesa jonizacije čiji je krajnji efekat stvaranje slobodnih elektrona. To je u prvom redu sudarna jonizacija elektronom, onda asocijativna jonizacija, hemijonizacija kao i jonizacija pri sudaru dva pobudjena atoma. Jonizacija elektronskim sudarom može da se dobije kako iz osnovnog tako i iz pobudjenih nivoa. U zavisnosti od uslova, ovaj proces može, ali ne mora da igra dominantnu ulogu. Asocijativna jonizacija, čiji presek je reda gasno-kinetičkog, postaje značajniji od prethodnog već kod pritiska reda 10^2 Pa, i to za nivoe koji energetski omogućavaju ovaj proces.

Pitanje pozitivnog ili negativnog efekta svodi se, prema tome, na problem kinetike nivoa koji je perturbovan laserom. Ukoliko se pobudjuje nivo sa malom verovatnoćom jonizacije na nivo sa većom verovatnoćom, struja pražnjenja će da poraste, dok će napon da opadne. U suprotnom, ako je nivo sa koga se elektron pobudjuje na primer metastabilan, pa je njegova verovatnoća jonizacije zbog dugog vremena života velika, dok je gornji nivo kratko živući rezonantni sa velikom verovatnoćom spontane deexcitacije, struja pražnjenja će da opadne. Maseno spektrometrijska merenja (Smyth i dr. 1978) su pokazala korelaciju OGE sa koncentracijom jona u slučaju pozitivnog i negativnog efekta.

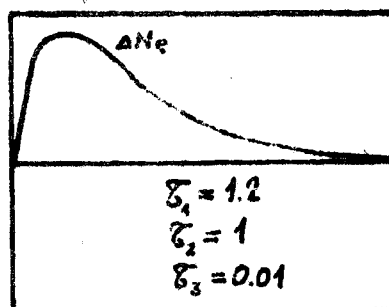
Fenomenološki model OGE dali su EREZ i dr. (1979) dok je stacionarni analitički model uveo Lawler (1980). Ovaj model daje apsolutne vrednosti efekta i njegove vremenske zavisnosti kod impulsne perturbacije plazme. Razradom i uopštavanjem ovog modela, može se dobiti sledeća zavisnost promene koncentracije elektrona plazme usled OGE:

$$\Delta N_e = Q(N_1 - N_2)N_e \left[\frac{\alpha_2}{1/\tau_e - 1/\tau_2} \cdot e^{-t/\tau_2} - \frac{\alpha_1}{1/\tau_e - 1/\tau_1} \cdot e^{-t/\tau_1} - \left(\frac{\alpha_2}{1/\tau_e - 1/\tau_2} - \frac{\alpha_1}{1/\tau_e - 1/\tau_1} \right) \cdot e^{-t/\tau_1} \right]$$

gde su N_e , N_1 i N_2 koncentracije elektrona odnosno atoma u nivoima 1 i 2, α_1 i α_2 su koeficijenti brzine jonizacije nivoa 1 i 2, i τ_e , τ_1 i τ_2 vremena relaksacije elektrona i dva nivoa. U slučaju dugoživućeg donjeg nivoa (metastabila) za relativne vrednosti relaksacije $\tau_1=4$, $\tau_2=1$ i $\tau_e=0.1$ dobija se promena elektronske koncentracije koja odgovara negativnom efektu, prokazana na slici 2.3.a. U slučaju ravnopravnih nivoa efekat je pozitivan kao što se vidi na slici 2.3.b. Ovi rezultati u potpunosti su saglasni sa eksperimentalno nadjenim zavisnostima.



a.



b.

Slika 2.3.

Uticaj asocijativne jonizacije vrlo je značajan u slučaju 3^3D nivoa helijuma. Nadjeno je da OGE u slučaju kada se pumpa linija 587.5 nm neutralnog helijuma čiji je to gornji nivo, ne zavisi od pritiska gasa (Lawler 1980). Proces asocijativne jonizacije nivoa 3^3D znatno po brzini premašuje proces sudarne jonizacije elektrona (za nekoliko redova veličine), pa pošto u njemu učestvuje neutralna čestica, proporcionalan je pritisku gasa. Pošto je jačina struje proporcionalna proizvodu koncentracije elektrona i njihove pokretljivosti, to ona ne zavisi od pritiska gasa, pošto je koncentracija elektrona proporcionalna dok je pokretljivost obrnuto proporcionalna pritisku.

2.3. PRIMENE OGE

Jednostavnost detekcije je jedan od najatraktivnijih aspekata korišćenja OGE u spektroskopiji. Optogalvanska detekcija pruža mogućnost posmatranja optičkih prelaza bez primene standardnih optičkih detektora, pošto samo pražnjenje služi ne samo kao spektroskopski izvor već u isto vreme i kao detektor.

Otogalvanska spektroskopija se može koristiti za proučavanje prelaza između pobudjenih nivoa atoma ali njena mogućnost se proširuje i na prelaze sa osnovnog nivoa. Ovo je naročito značajno za proučavanje inertnih gasova. Pored toga mnogi elementi mogu da se proučavaju u pražnjenju sa šupljom katodom gde se atomi materijala dobijaju jonskim spaterovanjem. Na taj način su proučavane linije urana i pokazano je da je moguće detektovati koncentracije oko 10^8 atoma/cm³ (Keller i dr. 1979).

Udvajanjem frekvencije tečnog lasera KDP kristalom omogućeno je proučavanje Ridbergovih serija helijuma. Proučavani su prelazi $2s^2S-np^1P$ za $n=14$ do 36 koji svi leže u ultraljubičastoj oblasti (Katayama i dr. 1979).

OGE u kombinaciji sa "Doppler-free" spektroskopijom omogućio je merenja sa visokom moći razlaganja (Lawler i dr. 1979). Ova je tehnika proširena i na dvofotonsku OG spektroskopiju sa istim ciljem, tj. da se eliminiše Doplerovo širenje linija (Gold-Smith i dr. 1979). Konačno treba pomenuti i analitičku primenu OG detekcije. Posebno je zanimljiva tehnika OG proučavanja plamena (Turk i dr. 1979) i nalaženje granica detekcije za 18 elemenata. Nadjeno je poboljšanje za red veličine u odnosu na druge spektroskopske metode, dok se granice detekcije kreću od 0.001 do 100 ng/cm³.

Obzirom na velike mogućnosti OGE i OG spektroskopije, može se uskoro očekivati uvođenje mnogih novih tehnika baziranih na ovom efektu. Nedavno je objavljeno posmatranje prelaza za par dipol-dipol, kao i dvojno rezonantne spektroskopije kao najselektivnije tehnike do sada korišćene u proučavanju gasnih pražnjenja (Vidal 1980).

II VISOKOTEMPERATурсKA PLAZMA

3. MAGNETNO KONFINIRANJE VISOKOTEMPERATурсKE PLAZME

3.1. UVOD

Osnovni cilj istraživanja visokotemperaturske plazme, koja se vrše već više od 30 godina, jeste postizanje uslova za odvijanje kontrolisanih termonuklearnih reakcija. Poznato je, da u tom cilju deuterijum - tricijum plazmu treba zagrejati do temperature ~ 10 keV i istovremeno zadovoljiti tzv. Lawsonov kriterijum $n\tau > 10^{14}$ cm⁻³ sec, gde je n koncentracija čestica u plazmi, a τ vreme konfiniranja. Da bi se ovi uslovi ostvarili, isproban je veliki broj različitih uređaja, veliki broj novih fizičkih fenomena otkriven i izučen. Danas su u svetu izdvojena dva osnovna pravca istraživanja kontrolisane termonuklearne fuzije: magnetno konfiniranje plazme i inercijalno konfiniranje plazme. Na ovom mestu, zadržaćemo se samo na kratkom prikazu osnovnih problema

vezanih za magnetno konfiniranje plazme, s obzirom da je ovaj pristup daleko perspektivniji, bar što se tiče neposredne budućnosti.

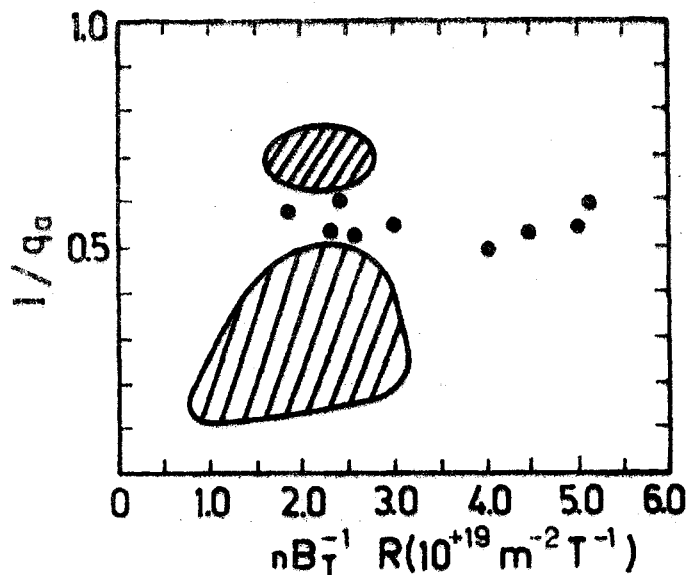
Magnetno konfiniranje plazme sadrži takodje, nekoliko osnovnih koncepata, kao što su: tokamak, spelarator, magnetna ogledala, pinčevi itd. Nesumnjivo je da uređaji tipa tokamak predstavljaju najrazvijeniji deo istraživanja i njihova nova generacija (TFTR, JET, T-15, JT-60) treba u narednih nekoliko godina da demonstrira ostvarljivost kontrolisane fuzije na nivou fizičkog eksperimenta.

3.2. PRINCIP KONFINIRANJA

Tokamak predstavlja torus, velikog radijusa R i malog radijusa a , po kome teče struja plazme I_p stvarajući magnetno polje B_p . Analizom magnetnohidrodinamičkih jednačina, može se lako videti da je plazma u takvom torusu nestabilna i da je za njenu stabilizaciju neophodno aksijalno magnetno polje B_t . Osnovni princip konfiniranja plazme u tokamaku svodi se na zadovoljenje tzv. Kruskal-Shafranov kriterijuma:

$$q = \frac{B_t a}{B_p R} > 1 \quad (3.1)$$

Eksperimentalne vrednosti parametra q , koje odgovaraju stabilnim režimima su nešto veće $q \geq 3$ mada su u poslednje vreme dobijeni stabilni režimi sa $q = 1.3$ i $q = 1.6$ (B.B. Kadomtsev 1980). Stabilnost plazme, zavisi od njene gustine. Na sl. (3.1) prikazane su oblasti stabilnosti plazme u zavisnosti od jačine struje $I_p \sim 1/q$ i parametra nRB_t^{-1} . Poslednji parametar izabran je u skladu sa empirijski dobijenom srazmernošću kritične gustine i veličine RB_t^{-1} koja karakteriše onsko grejanje plazme (Murrakami et al. 1976).



Slika 3.1.

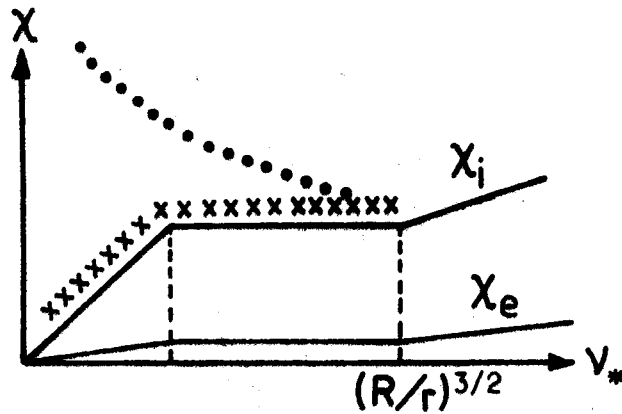
3.3. TRANSPORTNI PROCESI

Izučavanje transportnih procesa u tokamacima je jedan od centralnih pravaca istraživanja već dugi niz godina. Prenos toplote (toplota provodnost) i čestica (difuzija) predstavljaju glavne uzroke energetske gubitaka iz centralnog dela plazme u tokamacima. Pored ovih, postoje i drugi kanali energetske gubitaka kao što su zračenje usled nečistoća i procesi izmene naelektrisanja. Međutim, ovi procesi se odigravaju, kod relativno čiste i guste plazme, uglavnom na periferiji plazme. Veliki broj merenja na različitim tokamacima izvršen je poslednjih godina, da bi se ustanovila zakonitost toplotne provodnosti i difuzije. Ustanovljeno je (B.B. Kadomtsev 1980) da se toplotna provodnost jona normalna na magnetno polje ponaša u skladu sa klasičnom teorijom

$$\chi_{i\perp} \approx n \frac{v_{Ti}^2}{\Omega_i^2} \nu_{ii} \quad (3.2)$$

gde je v_{Ti} - termalna brzina jona, Ω_i - ciklotronska frekvencija a ν_{ii} koliziorna frekvencija jon-jonskih sudara. Elektromagnetska toplotna provodnost, međutim, ne ponaša se u skladu sa klasičnom teorijom. Ovo odstupanje nije samo kvantitativno već i kvalitativno što se vidi na slici (3.2) gde su elektronska χ_e i jonska

χ_i toplotna provodnost prikazana u zavisnosti od normalizovane kolicijske frekvence $\nu_* = \nu / \frac{v_T}{2R}$. Tačke predstavljaju eksperimen-



Slika 3.2.

talna merenja elektronske, krstići jonske toplotne provodnosti. Vidi se anomalno ponašanje elektronske komponente, dok se jonska komponenta ponaša potpuno u skladu sa teorijom. Kako još uvek ne postoji teorijsko razumevanje anomalne toplotne provodnosti elektrona, kao i njihove difuzije $D_e \sim 0.1 \chi_e$ jasno je da će u svim budućim tokamacima elektronska toplotna provodnost predstavljati glavni kanal energetskih gubitaka iz centralnog dela plazme.

3.4. ZAGREVANJE PLAZME

U tokamacima se plazma na početku zagreva klasičnim omskim grejanjem, koje je obično efikasno do temperature ~ 1 keV. Pošto specifična otpornost plazme η opada sa temperaturom kao $\eta \sim T^{-3/2}$, iznad temperature od 1 keV omsko grejanje postaje neefikasno. Međutim, i na niskim temperaturama postoji ograničenje na gustinu plazme za efikasnost omskog zagrevanja usled pojave nestabilnosti (disruptive instabilities). Kritična gustina plazme n_c zavisi od intenziteta aksijalnog magnetnog polja B_t i velikog radijusa torusa R (Murakami et. al. 1976) na sledeći način:

$$n_c [m^{-3}] = 2 \cdot 10^{19} \frac{B_t [T]}{R [m]} \quad (3.3)$$

Da bi se postigle neophodne temperature za samo održavanje termonuklearnih reakcija ~ 10 keV potrebno je dodatno zagrevanje plazme. Dodatno zagrevanje se efikasno može vršiti ubacivanjem neutralnih snopova deuterijuma ili visokofrekventnim zračenjem. Neutralni snopovi su pokazali, do sada, najbolje rezultate. Sa njima je postignuta rekordna temperatura jona 5-7 keV, u bezkolizionom režimu jonske toplotne provodnosti (Eubank et. al. 1979).

Medjutim, instalacije za ubacivanje neutralnih snopova u plazmu (potrebna snaga za novu generaciju tokamaka ~ 10 MW) su veoma skupe i komplikovane, a takodje imaju malu efikasnost konverzije energije. Zbog toga razvoj metoda visokofrekventnog zagrevanja plazme i dalje predstavlja jedan od udarnih pravaca istraživanja (Stix 1975). Frekvencija spoljašnjeg elektromagnetnog zračenja podešava se tako da se rezonantno pobudjuje neka od sopstvenih moda oscilacija magnetoaktivne plazme, koja disipativnim efektima predaje energiju česticama plazme. Najbolji rezultati postignuti su sa zagrevanjem na elektronskoj ciklotronskoj, jonskoj ciklotronskoj kao i na donjoj hibridnoj učestanosti.

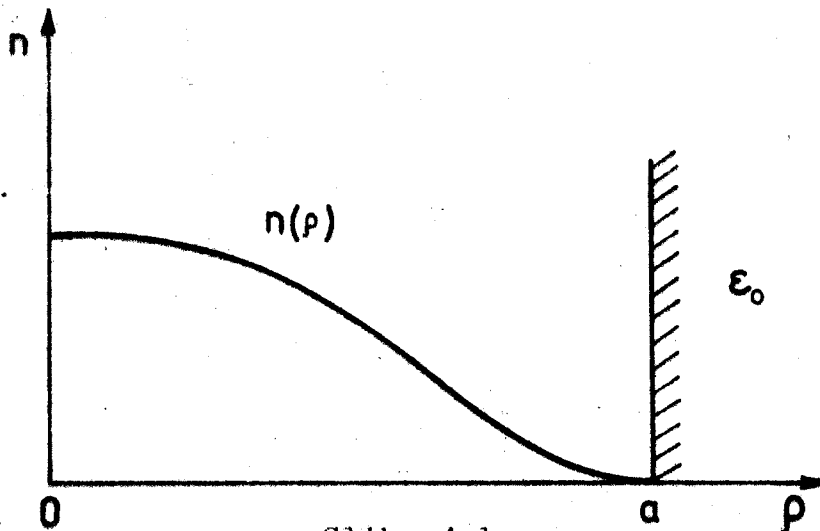
4. TOTALNA APSORPCIJA ELEKTROMAGNETNOG ZRAČENJA U NEHOMOGENOJ MAGNETOAKTIVNOJ PLAZMI

4.1. UVOD

U problemu zagrevanja plazme kod termonuklearnih uređaja sa magnetnim konfiniranjem prvostepeni interes, predstavlja pitanje najefikasnije predaje energije elektromagnetne energije plazmi. Brodski et. al. 1976, eksperimentalno su zapazili pojavu totalne apsorpcije spoljašnjeg elektromagnetnog zračenja u neprozračnom sloju izotropne plazme. Teorijsko objašnjenje ovog efekta dato je u radovima Aliev et. al. 1977 i Zharov et. al. 1977. Na ovom mestu razmatraćemo efekt totalne apsorpcije u slučaju cilindrične magnetoaktivne plazme. Efekt je uslovljen rezonantnim pobudjivanjem zapreminskih talasa plazmenog stuba (Aliev et al. 1980).

4.2. OSNOVNE JEDNAČINE

Pretpostavićemo da je plazma nehomogena u pravcu radijusa cilindra sa karakterističnom dužinom nehomogenosti L , pri čemu, gustina opada od centra ka periferiji (sl. 4.1). Magnetno polje



Slika 4.1.

upravljeno je duž ose cilindra (Z - osa). Smatrajući da je aksijalno magnetno polje dovoljno jako: $\Omega_e \gg \omega_{Le, \max}$, gde je Ω_e ciklotronska frekvencija elektrona, a $\omega_{Le, \max}$ - plazmena frekvencija u centru stuba i ograničavajući se na slučaj aksijalno simetričnog spoljašnjeg polja $E(r, t) = E(\rho) \exp -i\omega t + i k_z z$, za komponente amplitude E_ρ i E_z dobijamo sledeći sistem jednačina u plazmi ($\rho < a$):

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial E_z}{\partial \rho} \right) - \chi_0^2 E_3 E_z = 0 \quad (4.1)$$

$$E_\rho = - \frac{ik_z}{\chi_0^2} \frac{\partial E_z}{\partial \rho}; \quad E_\varphi = 0. \quad (4.2)$$

Veličine χ_0^2 u E_3 su date sledećim izrazima:

$$\chi_0^2 = k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}; \quad E_3 = 1 - \frac{\omega_{Le}^2(\rho)}{\omega^2} \left(1 - 1 \frac{v_{eff}}{\omega} \right)$$

U slučaju $\chi_0^2 > 0$ sistem jednačina (4.1) i (4.2) opisuje sopstvene aksijalno simetrične oscilacije magnetoaktivnog plazmenog cilindra, lokalizovane u oblasti $0 < \rho < \rho_c$, gde je ρ_c određeno uslovom $\text{Re } E_3(\rho_c) = 0$.

Pretpostavimo da se pobudjivanje ovih oscilacija vrši preko zakočnog sistema, modeliranog materijalnom sredinom sa dielektričnom permesbilnošću $\epsilon > 1$ koja se nalazi u oblasti $\rho > a$. U toj

oblasti imamo sledeći sistem jednačina polja:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial E_z}{\partial \rho} \right) + k_0^2 E_z = 0 \quad (4.3)$$

$$E_\rho = \frac{ik_z}{k_0^2} \frac{\partial E_z}{\partial \rho}; \quad E_\varphi = 0 \quad (4.4)$$

gde je $k_0^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_0 - k_z^2$.

Rešenje jednačine (4.3) može se napisati u vidu linearne kombinacije Hankel-ovih funkcija nultog reda $H_0^{(1)}(k_0 \rho)$ i $H_0^{(2)}(k_0 \rho)$, prve i druge vrste. Posmatrajući slučaj velikih dimenzija cilindra ($k_0 a \gg 1$) rešenje (4.3) napisaćemo u vidu sume asimptotika Hankel-ovih funkcija

$$E_z = E_{oz} \sqrt{\frac{a}{\rho}} \left\{ e^{-ik_0(\rho-a)} + R e^{ik_0(\rho-a)} \right\} \quad (4.5)$$

Ovde je E_{oz} - amplituda cilindričnog upadnog talasa, R - koeficijent refleksije, koji karakteriše efikasnost predaje elektromagnetne energije magnetoaktivnoj plazmi.

Pri rešavanju jednačine (4.1) smatraćemo da je ispunjen uslov $\chi_0 L \gg 1$, koji dozvoljava korišćenje WKB metoda. U oblasti prozračnosti plazme ($\rho < \rho_c$) polje ima oblik:

$$E_z = \sqrt{\frac{a}{\rho}} \frac{2A}{4 \sqrt{|\epsilon_3(\rho)|}} \cos \left(\chi_0 \int_0^\rho d\rho' \sqrt{|\epsilon_3(\rho')|} - \frac{\pi}{4} \right) \quad (4.6)$$

osim u maloj okolini ose cilindra $\rho < (\chi_0 \sqrt{|\epsilon_3(\rho)|})^{-1}$ u kojoj treba koristiti izraz:

$$E_z = \sqrt{2\pi \chi_0 a} A J_0(\chi_0 \sqrt{|\epsilon_3(0)|} \cdot \rho) \quad (4.7)$$

U oblasti neprozračnosti plazme $\rho_c < \rho < a$, daleko od tačke refleksije dobijamo sledeće rešenje jednačine (4.1)

$$E_z = \sqrt{\frac{a}{\rho}} \frac{A}{4\sqrt{\epsilon_3(\rho)}} \left\{ 2 \exp \left(\alpha_0 \int_{\rho_c}^{\rho} d\rho' \sqrt{\epsilon_3(\rho')} \right) \cos \left(\alpha_0 \int_0^{\rho_c} d\rho' \sqrt{|\epsilon_3(\rho')|} \right) \right. \\ \left. + \exp \left(-\alpha_0 \int_{\rho_c}^{\rho} d\rho' \sqrt{\epsilon_3(\rho')} \right) \sin \left(\alpha_0 \int_0^{\rho_c} d\rho' \sqrt{|\epsilon_3(\rho')|} \right) \right\} \quad (4.8)$$

Zašivajući dobijena rešenja (4.5) - (4.8) pomoću uslova neprekidnosti potencijalnih komponenti električnog i magnetnog polja u tački $\rho = a$ dobijamo sledeći izraz za koeficijent refleksije R i amplitudu rezonansno pobudjenog polja na osi cilindra A:

$$R = r \frac{\alpha'_+ + i \alpha''_+}{\alpha'_+ + i \alpha''_+} \quad (4.9)$$

$$A = \frac{2 \frac{k_{oz}}{k_o} \frac{1}{1 - i \frac{k_o}{\alpha_o \epsilon_o}}}{\alpha'_+ + i \alpha''_+} \exp \left(-\alpha_0 \int_{\rho_c}^{\rho} d\rho' \sqrt{\epsilon_3(\rho')} \right) \quad (4.10)$$

Ovde je $r = \frac{1 + i \frac{k_o}{\alpha_o \epsilon_o}}{1 - i \frac{k_o}{\alpha_o \epsilon_o}}$ - koeficijent refleksije od granice dielektri-

ka ϵ_o sa vakuumom,

$$\alpha'_+ = 2 \cos \left(\alpha_0 \int_0^{\rho_c} d\rho' \sqrt{\epsilon_3(\rho')} \right) + r' \exp \left(-2 \alpha_0 \int_{\rho_c}^a d\rho' \sqrt{\epsilon_3(\rho')} \right) \times$$

$$\times \sin \left(\alpha_0 \int_0^{\rho_c} d\rho' \sqrt{\epsilon_3(\rho')} \right)$$

$$\alpha''_{\pm} = \left\{ \alpha_0 \int_0^{\rho_c} d\rho' \frac{\epsilon_3''(\rho')}{\sqrt{\epsilon_3'(\rho')}} \pm r' \exp \left(-2 \alpha_0 \int_{\rho_c}^a d\rho' \sqrt{\epsilon_3(\rho')} \right) \right.$$

$$\left. \times \sin \left(\alpha_0 \int_0^{\rho_c} d\rho' \sqrt{|\epsilon_3(\rho')|} \right) \right.$$

$$r' = \operatorname{Re} r ; r'' = \operatorname{Im} r ; \varepsilon_3' = \operatorname{Re} \varepsilon_3 ; \varepsilon_3'' = \operatorname{Im} \varepsilon_3$$

4.3. DISKUSIJA REZULTATA

Iz formule (4.9) sledi da uslov potpune predaje energije elektromagnetnog polja plazmi, koji odgovara uslovu $R = 0$, može da se napiše u obliku

$$\begin{aligned} \mathcal{D}' &= 0 \\ \mathcal{D}'' &= 0 \end{aligned} \tag{4.11}$$

Prva jednačina (4.11) odgovara rezonanci spoljašnjeg polja na kvazilokalizovanim zapreminskim oscilacijama magnetoaktivne plazme. Druga jednačina (4.11) znači jednakost fluksa energije spoljašnjeg polja sa disipiranom energijom u plazmi usled elektron-jonskih sudara. Primetimo takodje, da ispunjenje prvog uslova (4.11) dovodi do rezonantnog pojačanja elektromagnetnog polja unutar plazmenoga "šnur", kao što se vidi iz 64.6) (4.7) i (4.10).

Analizirajmo dobijene rezultate za slučaj plazmenog cilindra radijusa b a, sa paraboličkim profilom gustine:

$$n(\rho) = n(0) \left(1 - \frac{\rho^2}{b^2} \right) \tag{4.12}$$

Za profil gustine (4.12), prva relacija (4.11) pri zadatoj frekvenciji određuje vrednosti talasnog vektora k_z , u padajućeg zračenja:

$$k_{z,m}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left\{ 1 + \frac{(4m+2)^2 \omega_{le}^2(0) c^2}{b^2 [\omega_{le}^2(0) - \omega^2]^2} \right\} \tag{4.13}$$

koje odgovaraju uslovu totalne apsorpcije. Izraz (4.13) koji je dobijen u aproksimaciji geometrijske optike, važi za dovoljno velike vrednosti m , koji predstavlja broj mode pobudjenih oscilacija:

$$m \gg \frac{1}{4} \frac{\omega_{le}(0)}{\omega} |\varepsilon_3'(0)| \tag{4.14}$$

Oblast lokalizacije kvazilokalizovanih oscilacija određuje

se valičinom ρ_c :

$$\rho_c = \frac{b \omega}{\omega_{Le}^2(\omega)} |\mathcal{E}_3(\omega)| \quad (4.15)$$

U slučaju $\omega \ll \omega_{Le}(\omega)$ spektar (4.13) dobija oblik:

$$\omega^2 = \frac{k_z^2 c^2}{1 + \frac{(4m+2)^2 c^2}{b^2 \omega_{Le}^2(\omega)}} \quad (4.16)$$

koji, u slučaju velikog broja može:

$$\frac{(4m+2)c}{b \omega_{Le}(\omega)} \gg 1 \quad (4.17)$$

odgovara spektru oscilacija na donjem hibridu:

$$\omega^2 = \omega_{Le}^2(\omega) \frac{k_z^2 b^2}{(4m+2)^2} \quad (4.18)$$

U slučaju obrnutom od (4.17) spektar (4.16) opisuje kose talase sa zakonom disperzije:

$$\omega^2 = k_z^2 c^2 \left\{ 1 - \frac{(4m+2)^2 c^2}{b^2 \omega_{Le}^2(\omega)} \right\} \quad (4.19)$$

Stavljajući izraz (4.13) u drugi uslov (4.11), u slučaju profila (4.12) dobijamo jednačinu koja određuje broj rezonantno pobudjene mode ($\tilde{m}(\omega)$):

$$\frac{3 \mathcal{X}(2\tilde{m}+1)}{8r''(\omega, k_{z, \tilde{m}})} \frac{\mathcal{V}_{eff}(\omega)}{\omega} = \exp \left\{ -\frac{4(2\tilde{m}+1)}{\omega_{Le}(\omega)} \left[\frac{a-b}{b} + \frac{1}{3} \frac{\omega^2}{\omega_{Le}^2(\omega)} \right] \right\} \quad (4.20)$$

Na taj način, pri zadatoj frekvenci spoljašnjeg polja izborom veličine k_z , može se postići totalna predaja energije upadnog elektromagnetnog talasa magnetoaktivnoj plazmi. Važno je, da se grejanje u tom slučaju vrši u oblasti guste plazme, gde su lokalizovane sopstvene oscilacije plazmenog šnura.

Kao primer, razmotrimo mogućnost realizacije totalne apsor-

pcije kod visokofrekventnog zagrevanja plazme u uređajima sa magnetnim konfiniranjem za sledeće parametre: $n_{\text{max}} = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $T = 1 \text{ keV}$, $B_0 = 1 \text{ kG}$ u slučaju upadne frekvence $\omega = 10^{10} \text{ sec}^{-1}$, rezonantni uslov (4.13) ispunjen je u širokoj oblasti promene talasnog vektora $k_z \gtrsim 0.3 \text{ cm}^{-1}$.

Za izabrane vrednosti talasnog vektora k_z uslov (4.21) određuje broj moda sopstvenih oscilacija plazmenog cilindra, koje u datom primeru leže u intervalu $6 \lesssim \tilde{m} \lesssim 100$. Pri tom, oblast rezonantno-pobudjenih oscilacija, koje vrše zagrevanje plazme, praktično zauzima celu zapreminu.

REFERENCE

- Aliev Yu M, Vuković S, Gradov O M, Kyrie A Yu, Čadež V M (1977)
Pisma v Zhur. Eksp. Teor. Fiz. 25, 351
- Aliev Yu M, Vuković S, Gradov O M, Kyrie A Yu, Frolov A A (1980)
Fizika Plazmi
- Bates D R, Kingston A E, McWhirter R W P, (1962) Proc. Roy. Soc.
267, 297; 270, 155
- Brodskii Yu A, Goltzman V L, Nechuev S N (1976) Pisma v Zhur.
Eksp. Teor. Fiz. 24, 547
- Drawin H W, Emand F (1977) Physica 85c, 333
- Erez G, Lavi S, Miron E (1979) IEEE J. Quant. Electron. QE-15, 1328
- Eubank H et al. (1979) Phys. Rev. Letters 43, 270
- Fujimoto T (1979) J. Q. S. R. T. 21, 439
- Goldsmith J E W, Ferguson A I, Lawler J E, Shawlow A L (1979)
Opt. Lett. 4, 230
- Green R B, Keller R A, Luther G G, Shenck P K, Travis J C (1976)
Appl. Phys. Letters 29, 727
- Kadomtsev B B (1980) Proc. Inter. Conf. Plasma Physics, Nagoya
Vol. II, 1
- Katayama D H, Cook J M, Bondybey V E, Miller T A (1979) Chem.
Phys. Lett. 62, 542
- Keller R A, Engleman R Jr., Zalewski E F (1979) J. Opt. Soc. Am. 69, 738

- Lawler J E, Ferguson A I, Goldsmith J E M, Jackson D J, Shawlow A L
(1978) Phys. Rev. Lett. 42, 1046
- Lawler J E (1980) Phys. Rev. A 22, 1025
- Ljepojević N (1979) Zag. rad. Univ. u Beogradu
- Ljepojević N, Labat J M (1981) a, J. Phys. D. (u štampi)
- Ljepojević N, Labat J M (1981) b, J. Phys. D. (u štampi)
- Menzel D (1957) Astrophys. J. 85, 330
- McWhirter R W P, Hearn A G (1963) Proc. Roy. Soc. 82, 641
- Murakami K, Callen J D, Barry L A (1976) Nuclear Fusion 16, 347
- Penning F M (1928) Physica 8, 137
- Smyth K C, Keller R A, Grim F F (1978) Chem. Phys. Lett. 55, 743
- Stix T (1976) Nuclear Fusion 15, 737
- Turk G C, Travis J C, DeVoe J R, O'Haver T C (1979) Analyt. Chem. 51, 1890
- Vidal C R (1980) Opt. Lett. 5, 158
- Zharov A A, Kondratev G, Miller M A (1977) Pis'ma v Zhur. Eksp. Teor. Fiz. 25, 355