

se od rodija. Od slitina rodija s iridijem proizvode se termoparovi i aparature koje se upotrebljavaju u oksidirajućoj atmosferi na temperaturama višim od tališta slitina platine i rodija.

*Iridij* je na običnim temperaturama od svih metala najotporniji prema koroziji. Veoma je otporan na djelovanje mnogih rastaljenih metala, rastaljenih soli i oksida. Iridijevi lončići za taljenje upotrebljavaju se prilikom dobivanja kristala soli s visokim talištem kao što je barij-titanat i kalcij-volframat. Slitina iridija sa 5% volframa vrlo je čvrsta i na visokim temperaturama, te se primjenjuje u izradbi opruga izloženih takvim radnim uvjetima.

*Rutenij* se uglavnom upotrebljava za povećanje tvrdoće platinskih i paladijevih slitina te kao dodatak osmijevim slitinama. Za električne kontakte upotrebljavaju se platinske slitine koje sadrže do 14% rutenija, dok se za postizanje izuzetno velike otpornosti prema koroziji upotrebljavaju slitine platinskih metala sa 30...70% rutenija. Rutenij služi i kao katalizator u nekim specifičkim reakcijama.

*Osmij*. Slitina osmija i iridija (osmiridij) i slitine koje sadrže oko 60% osmija te rutenij i ostale platinske metale upotrebljavaju se za izradbu dijelova od kojih se traži izvanredno velika tvrdoća, npr. za dijelove nekih instrumenata i kao materijal za izradbu vršaka naliv-pera.

### SPOJEVI PLATINSKIH METALA

Platinski metali stvaraju vrlo mnogo spojeva, a posebno je mnogo njihovih kompleksa. Ti su spojevi bitni prilikom odjeljivanja i proizvodnje platinskih metala, ali su kao konačni proizvodni skupi i nisu mnogo tehnički važni.

**Platina(II)-klorid**,  $PtCl_2$ , čvrsta je tvar zelenkastosmeđe boje, netopljiva u vodi. Može se dobiti zagrijavanjem platine u struji klora na 500 °C, ili zagrijavanjem platina(IV)-klorida na 360 °C. Otapanjem platina(II)-klorida u kloridnoj kiselini nastaju tetrakloroplatinat(II)-ioni,  $[PtCl_4]^{2-}$ .

**Kalij-tetracijanoplatinat(II)-trihidrat**,  $K_2[Pt(CN)_4] \cdot 3H_2O$ , dobije se kristalizacijom iz otopine koja nastane dodatkom kalij-tetrakloroplatinata(II) zasićenoj otopini kalij-cijanida. Upotrebljava se za pripremu taline koja služi kao elektrolit pri elektroplatanju platinom.

**Natrij-tetranitroplatinat(II)**,  $Na_2[Pt(NO_2)_4]$ , bezbojan je i topljiv u vodi. Upotrebljava se kao elektrolit za pripremu kupki pri elektroplatanju platinom.

**Platina(IV)-klorid**,  $PtCl_4$ , kristalna higroskopna tvar smeđe boje, lako se otapa u vodi, nastaje zagrijavanjem heksakloroplatinatne(IV) kiseline u struji klora na 300 °C. Na višim temperaturama raspada se do metalne platine.

**Heksakloroplatinatna(IV) kiselina**,  $H_2[PtCl_6]$ , jedan je od najvažnijih spojeva platine, jer služi kao početni materijal za dobivanje ostalih platinskih spojeva. Dobije se otapanjem spužvaste platine u kloridnoj kiselini (zasićenoj klorom) ili u zlatotopci, a upotrebljava se za pripremu platinskih katalizatora na nosačima.

**Platina(IV)-oksid**,  $PtO_2$ , čvrsta je, crna i netopljiva tvar. Nastaje zagrijavanjem otopine heksakloroplatinatne(IV) kiseline i natrij-nitrata te opreznim sušenjem nastalog produkta. Monohidrat,  $PtO_2 \cdot H_2O$ , tehnički je važan kao katalizator reakcija hidrogeniranja.

**Tetrakloropaladatna(II) kiselina**,  $H_2[PdCl_4]$ , stabilna samo u otopini, dobiva se otapanjem paladija u kloridnoj kiselini (zasićenoj klorom) ili u zlatotopci. To je tehnički najvažniji spoj paladija, polazni je spoj za sintezu skoro svih ostalih paladijevih spojeva, a služi i u pripravi paladijevih katalizatora.

**Paladij(II)-klorid**,  $PdCl_2$ , tvori smeđe kristale, dobiva se uparivanjem tetrakloropaladatne(II) kiseline i služi za pripremu mnoštva drugih paladijevih spojeva.

**Paladij(II)-oksid**,  $PdO$ , crni prah, netopljiv u vodi i kiselinama, nastaje zagrijavanjem metala u struji kisika. Lako se reducira dajući metalni paladij velike katalitičke aktivnosti.

**Rodij(III)-klorid**,  $RhCl_3$ , crveni je spoj netopljiv u vodi i kiselinama. Nastaje izravnim djelovanjem klora na rodij na temperaturi 700 °C. Tek jakim zagrijavanjem s lužinama prelazi u

netopljiv rodij(III)-hidroksid,  $Rh(OH)_3$ . Otapanjem rodij(III)-hidroksida u kloridnoj kiselini nastaje hidratizirani rodij(III)-klorid, lako topljiv u vodi. Njegova je približna formula  $RhCl_3 \cdot 2,5H_2O$ . To je u tehničkom smislu najvažniji rodijev spoj, jer je to sirovina za sintezu ostalih rodijevih spojeva, a upotrebljava se i u pripravi katalizatora. Reakcijom topljivog rodij(III)-klorida s trifenilfosfinom nastaje kompleks sastava  $RhCl[P(C_6H_5)_3]_3$ . Kompleksni spojevi tog tipa važni su katalizatori za homogene katalitičke reakcije.

**Rodij(III)-sulfat**,  $Rh_2(SO_4)_3$ , dobije se djelovanjem sulfatne kiseline na rodij, a služi za pripremu kupki pri elektroplatanju rodijem.

**Heksakloroiridatna(IV) kiselina**,  $H_2[IrCl_6]$ , najvažniji je iridijev spoj. Može se dobiti termičkim raspadom svoje amonijske soli, koja je ujedno važna u procesima odvajanja platinskih metala i proizvodnji čistog iridija.

**Rutenij(VIII)-oksid**,  $RuO_4$ , može se dobiti oksidacijom rutenija jakim oksidansima. Tali se na 27 °C, lako je hlapljiv i vrlo otrovan. Otapanjem tog oksida u kloridnoj kiselini dobije se hidratizirani rutenij(III)-klorid,  $RuCl_3 \cdot 3H_2O$ , koji služi kao standard za određivanje stupnja oksidacije rutenija u njegovim spojevima.

**Osmij(VIII)-oksid**,  $OsO_4$ , najvažniji je spoj osmija. Nastaje oksidacijom osmija već i na običnoj temperaturi, lako je hlapljiv i otrovan. Reakcijom osmij(VIII)-oksida s kloridnom kiselinom u alkoholu dobiva se heksakloroosmatna(IV) kiselina,  $H_2[OsCl_6]$ . Zagrijavanjem njene amonijske soli nastaje vrlo čisti elementarni osmij.

### PROIZVODNJA I POTROŠNJA PLATINSKIH METALA

Ukupne zalihe platinskih metala u nalazištima koja su dostupna suvremenim sredstvima iskorištavanja procjenjuju se na približno 13 tisuća tona. Do danas je u svijetu proizvedeno oko 2 tisuće tona platinskih metala. Od toga su SSSR i Južnoafrička Republika proizvele 30...40%, Kanada 15%, Kolumbija 5%, a preostale zemlje manje od 1%. Platine je od toga oko 70%, paladija više od 25%, a manje od 5% čine ostali platinski metali.

Svjetska godišnja proizvodnja platinskih metala iznosi oko 200 tona. Gotovo 50% proizvede Južnoafrička Republika, SSSR proizvede više od 40%, oko 6% Kanada, a sve ostale zemlje ukupno proizvedu oko 1%.

Najveći potrošači platinskih metala trenutno su Japan, i SSSR, zatim SAD i zapadnoevropske zemlje. Najviše se platinskih metala utroši za katalizatore u kemijskoj, farmaceutskoj i automobilskoj industriji, zatim u elektroindustriji te za proizvodnju nakita. Slijede naftna industrija i industrija stakla. Predviđa se da će se potrebe za platinskim metalima do 2000. godine povećati više od 100%.

LIT.: F. A. Cotton, G. Wilkinson, *Advanced Inorganic Chemistry*. Interscience Publishers, New York 1972. — J. C. Bailar, *Comprehensive Inorganic Chemistry*, Vol. 3. Pergamon Press, New York 1973. — J. H. Jolly, *Platinum-Group Metals*. U.S. Dep. of the Interior, Bureau of Mines, Washington 1978. — I. Filipović, S. Lipanović, *Opća i anorganska kemija*. Školska knjiga, Zagreb 1978.

N. Kujundžić

**PLAZMA**, mnogočestični sistem u kojemu postoje slobodne naelektrisane čestice i dominira kolektivna interakcija pomoću elektromagnetnog polja koje te čestice generiraju. Tom su definicijom obuhvaćene ne samo *gasne plazme* (plazme potpuno ili delimično jonizovanog gasa) već i *plazme čvrstog tela* (elektronske plazme u metalima, elektronske, šupljinske i elektronsko-šupljinske plazme u poluprovodnicima), a istovremeno je objašnjeno zašto se, npr., vazduh (u kojemu ima uvek nešto jona) ne smatra plazmom. Plazma ne mora biti globalno elektroneutralna, a može se javljati izdvojena (potpuno jonizovani gas) ili prožeta drugom supstancom (neutralnim gasom ili kristalnom rešetkom).

U prvobitnom, užem značenju, plazmom je nazivan jonizovani ali globalno električno neutralan gas u pozitivnom stubu tinjavog pražnjenja pod niskim pritiskom (I. Langmuir i L. Tonks, 1929).

Bitno svojstvo svake plazme jest nastajanje specifičnih visokofrekventnih plazmenih oscilacija prostornog naelektrisanja na mestima lokalnog narušavanja elektronutralnosti. Plazma jonizovanog gasa ponekad se zove četvrto agregatno stanje (W. Crookes, 1879) zato što dovođenjem energije neutralnom gasu među atomima postaju sve češći jonizacioni sudari druge vrste, tj. izazivaju se kvalitativne promene koje su u izvesnom smislu analogne topljenju ili isparavanju.

**FIZIČKO OPISIVANJE PLAZME**

**Jednačine za plazmu**

**Plazmene veličine.** Plazma je mnogočestični sistem s nekoliko konstituenti (vrsta čestica) te se procesi u njoj opisuju mikroskopski i makroskopski, standardnim metodama fizike mnogočestičnih sistema, podesno modifikovanim zbog prisustva elektromagnetnog polja.

Pri mikroskopskom opisanju plazme uvode se funkcije raspodele za svaku konstituentu,  $f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t)$ , gde je  $\vec{r}$  vektor položaja,  $\vec{v}$  brzina, a  $t$  vreme. Pri tome  $f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t)d^3\vec{r}d^3\vec{v}$  predstavlja srednji (po ansamblu) broj čestica vrste  $\alpha$  (elektroni, razne vrste jona i neutralnih atoma) koje se u momentu  $t$  nalaze u elementu volumena  $d^3\vec{r} \equiv dx dy dz$  oko tačke sa vektorom položaja  $\vec{r}$ , i koje uz to imaju brzine kretanja u elementu volumena brzinskog prostora  $d^3\vec{v} \equiv dv_x dv_y dv_z$  oko  $\vec{v}$ .

Pri makroskopskom opisanju plazme uvode se za svaku konstituentu posebno tzv. osnovne makroskopske veličine:

koncentracija  $n_\alpha = \int f_\alpha d^3\vec{v}$ , (1a)

brzina kretanja  $\vec{u}_\alpha = \frac{1}{n_\alpha} \int \vec{v} f_\alpha d^3\vec{v}$ , (1b)

temperatura  $T_\alpha = \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{m_\alpha}{3n_\alpha} \int (\vec{v} - \vec{u}_\alpha)^2 f_\alpha d^3\vec{v}$ , (1c)

gde je  $\kappa$  Boltzmannova konstanta, a  $m_\alpha$  masa jedne čestice vrste  $\alpha$ .

Definišu se i sledeće makroskopske veličine za pojedine konstituente:

gustina mase  $\rho_\alpha^m = m_\alpha n_\alpha$ , (2a)

gustina naelektrisanja  $\rho_\alpha^{el} = e_\alpha n_\alpha$ , (2b)

parcijalni pritisak  $p_\alpha = n_\alpha \kappa T_\alpha$ , (2c)

parcijalna gustina električne struje  $\vec{j}_\alpha = e_\alpha n_\alpha \vec{u}_\alpha$ , (2d)

gde je  $e_\alpha$  naelektrisanje jedne čestice vrste  $\alpha$ , te sumarne plazmene veličine:

sumarna koncentracija  $n = \sum_\alpha n_\alpha$ , (3a)

sumarna gustina mase  $\rho^m = \sum_\alpha \rho_\alpha^m$ , (3b)

sumarna gustina naelektrisanja  $\rho^{el} = \sum_\alpha \rho_\alpha^{el}$ , (3c)

sumaran pritisak  $p = \sum_\alpha p_\alpha$ , (3d)

sumarna gustina električne struje  $\vec{j} = \sum_\alpha \vec{j}_\alpha$ , (3e)

sumarna brzina kretanja  $\vec{u} = \frac{1}{\rho^m} \sum_\alpha \rho_\alpha^m \vec{u}_\alpha$ , (3f)

Ako na dinamiku plazmenih procesa utiče kretanje supstance u koju je plazma uronjena (npr. neutralna komponenta u delimično jonizovanom gasu), za određene svrhe je celishodno sumiranjima tipa (3) obuhvatiti i čestice koje nisu jonizovane. Takve se sume označavaju sa  $\sum_\alpha^*$ . Tada se mogu razlikovati globalne i sumarne plazmene veličine (npr. globalna koncentracija svih čestica  $n^*$  i sumarna koncentracija naelektrisanih čestica  $n$ , i sl.).

cija svih čestica  $n^*$  i sumarna koncentracija naelektrisanih čestica  $n$ , i sl.).

**Kinetičke jednačine za plazmu** služe za određivanje funkcija raspodele konstituenti i imaju uobičajen oblik (v. *Kinetička teorija materije*, TE 7, str. 107):

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_r f_\alpha + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \nabla_v f_\alpha = I_\alpha, \quad (\alpha = 1, 2, \dots) \quad (4)$$

gde je  $\vec{E}$  jačina električnog polja,  $\vec{B}$  magnetna indukcija (u poslednje vreme zvana jačina magnetnog polja), a  $I_\alpha$  tzv. kolizioni integral.

Specifično je da se te jednačine zbog Lorentzove sile rešavaju zajedno s Maxwellovim elektrodinamičkim jednačinama. Pri tom se  $\rho^{el}$  i  $\vec{j}$  dovode u vezu s funkcijama raspodele pomoću (3), (2) i (1):

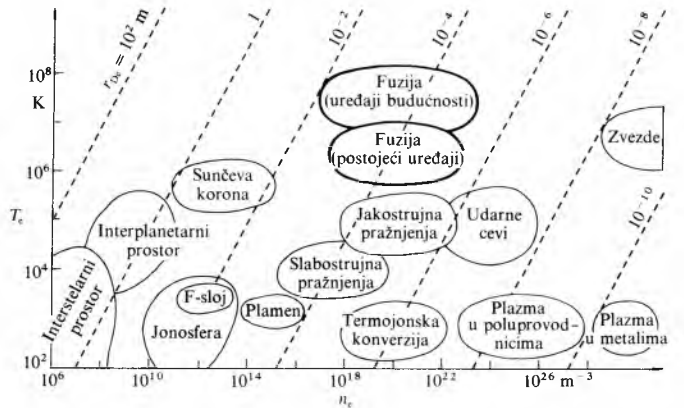
$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_\alpha e_\alpha \int f_\alpha d^3\vec{v}, \quad \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (5a)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \sum_\alpha e_\alpha \int \vec{v} f_\alpha d^3\vec{v}, \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (5b)$$

gde je  $\epsilon_0$  električna permitivnost (dielektričnost),  $\mu_0$  magnetna permeabilnost vakuuma, a  $c$  brzina svetlosti u vakuumu.

Naelektrisane čestice ne samo da generiraju elektromagnetno polje već je tim poljem određeno njihovo kretanje (samougašeno polje, A. A. Vlasov, 1938). Konkretno oblik kolizionog integrala  $I_\alpha$  (npr. Boltzmannov, Landauov, Lennard-Belesciov ili Fokker-Planckov) određuje se detaljnijom analizom procesa sudara i rasejanja čestica. Da bi se izdvojili efekti transformacije čestica u neelastičnim sudarima, ponekad se  $I_\alpha$  rastavlja na dve komponente,  $I_\alpha = I_\alpha^{el} + I_\alpha^{neel}$ .

**Transportne jednačine za plazmu** služe za neposredno određivanje makroskopskih veličina (1) za pojedine konstituente. Te se veličine mogu direktno meriti (metodama tzv. plazmene dijagnostike) pa su transportne jednačine posebno važne. Raznovrsnost plazmi s obzirom na elektronsku koncentraciju  $n_e$  i temperaturu  $T_e$  ilustrovana je na sl. 1. Na njoj su isprekidanim linijama spojene tačke  $(n_e, T_e)$  u kojima elektronski Debyeov radijus  $r_{De}$  definiran jednačinom (18), ima konstantnu vrednost.



Sl. 1. Elektronske koncentracije  $n_e$  i temperature  $T_e$  za neke tipične laboratorijske i prirodne plazme

Transportne jednačine formiraju se množenjem kinetičkih jednačina (4) potrebnim množiteljima i integracijom po svim brzinama. Ako se kao množitelji uzmu  $m_\alpha$  i  $m_\alpha \vec{v}$ , rezultiraju transportne jednačine za gustinu i impuls konstituente  $\alpha$ :

$$\frac{\partial \rho_\alpha^m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_\alpha^m \vec{u}_\alpha) = \int m_\alpha I_\alpha d^3\vec{v} \equiv \int m_\alpha I_\alpha^{neel} d^3\vec{v}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_\alpha^m \vec{u}_\alpha) + \nabla \cdot \{ \rho_\alpha^m \vec{u}_\alpha \vec{u}_\alpha \} = -\nabla \cdot \hat{P}_\alpha + \rho_\alpha^{el} (\vec{E} + \vec{u}_\alpha \times \vec{B}) + \int m_\alpha \vec{v} I_\alpha d^3\vec{v}, \quad (7)$$

gde je tzv. tenzor napona,  $\hat{P}_\alpha = \int m_\alpha \{ v - u_\alpha, v - u_\alpha \} f_\alpha d^3v$ , a vitičaste zagrade znače dijadski (tenzorski) produkt. Napisane

transportne jednačine lako se identifikuju kao hidrodinamičke jednačine kontinuiteta i kretanja fluida sačinjenog od čestica vrste  $\alpha$  i uronjenog u sredinu koju obrazuju ostale konstituente. Uticaj prisustva te sredine opisuju posljednji članovi u (6) i (7). Sistemu transportnih jednačina mogu se dodati i jednačine za momente višeg reda funkcija raspodele, ali one uglavnom nemaju tako jednostavno shvatljiv fizički smisao kao (6) i (7). Transportne jednačine moraju se rešavati zajedno s Maxwellovim jednačinama.

**Jednačine za sumarne i globalne veličine.** Ako postoji interes da se plazma ili plazma i supstanca u koju je uronjena promatra kao jedinstvena sredina (fluid), mogu se, potrebnim sumiranjima, iz transportnih formirati jednačine za sumarne ili globalne veličine (3). Definišu li se difuzione brzine pojedinih konstituenti,  $\vec{w}_\alpha = \vec{u}_\alpha - \vec{u}$ , neposrednim sabiranjem svih jednačina (6) i (7), globalne jednačine su:

$$\frac{\partial \rho^m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho^m \vec{u}) = 0, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho^m \vec{u}) + \nabla \cdot (\{\rho^m \vec{u}, \vec{u}\} + \sum_\alpha \{\rho_\alpha^m \vec{w}_\alpha, \vec{w}_\alpha\}) = \\ = -\nabla \cdot \hat{P} + \rho^{el} \vec{E} + \vec{j} \times \vec{B}. \end{aligned} \quad (9)$$

To su jednačine kontinuiteta ukupne mase i jednačina kretanja plazme zajedno sa supstancom u koju je uronjena. Ako se (6) i (7) pomnože sa  $e_\alpha/m_\alpha$  i zatim saberu, rezultiraju još dve globalne jednačine:

$$\frac{\partial \rho^{el}}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{j} = 0, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} + \nabla \cdot (\{\vec{u}, \vec{j}\} + \{\vec{j}, \vec{u}\} - \rho^{el} \{\vec{u}, \vec{u}\} + \sum_\alpha \{\rho_\alpha^m \vec{w}_\alpha, \vec{w}_\alpha\}) = \\ = -\nabla \cdot \left( \sum_\alpha \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \hat{p}_\alpha \right) + \left( \sum_\alpha \frac{e_\alpha^2 n_\alpha}{m_\alpha} \right) \cdot (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) + \\ + \left( \sum_\alpha \frac{e_\alpha^2 n_\alpha}{m_\alpha} \vec{w}_\alpha \right) \times \vec{B} + \sum_\alpha \int e_\alpha \vec{v} I_\alpha d^3 \vec{v}. \end{aligned} \quad (11)$$

To su jednačina kontinuiteta ukupnog prostornog naelektrisanja i tzv. generalisani Ohmov zakon.

**Modelne jednačine dinamike plazmenih procesa.** Zbog vrlo složenog oblika kolizionih integrala proučavanje dinamike plazmenih procesa na osnovu egzaktih jednačina (kinetičkih, transportnih ili globalnih) krajnje je težak problem. Za većinu problema plazmene dinamike upotrebljavaju se prethodno podesno modifikovane (modelirane) egzaktne jednačine. Tako se pri proučavanju brzih procesa u razređenim plazmama može u kinetičkim jednačinama staviti  $I_\alpha = 0$  (beskoliziona plazma). Sistem jednačina (4) do (5) u toj aproksimaciji predstavlja Vlasovljeve jednačine. Mnogo se primenjuje i modelni kolizionni integral BGK (P. L. Bhatnagar, E. P. Gross, M. Krook, 1954) i aproksimacija da je  $I_\alpha = -v_\alpha f_\alpha$ . Tu je  $v_\alpha$  kolizionna frekvencija za čestice  $\alpha$ , tj. ukupna frekvencija sudara jedne takve čestice sa česticama plazme i sredine, dakle  $v_\alpha = \sum_\beta \nu_{\alpha\beta}$ . Jednačine

koje se na analogan način dobijaju iz transportnih ili globalnih daju tzv. hidrodinamičke modele plazme (više-komponentne i jednokomponentne).

**Magnetna hidrodinamika (MHD)** je najjednostavniji i najčešće primenjivan jednokomponentni hidrodinamički model plazme. Ona je primenljiva kod srazmerno sporih procesa u plazmi visoke elektroprovodnosti (onda se, između ostalog, može staviti  $\rho^{el} \approx 0$ ). Polazni sistem magnetnohidrodinamičkih jednačina sastoji se od Maxwellovih jednačina, sa zanemarenom strujom pomeranja (spori procesi), jednačine (8) i (9) (pored  $\rho^{el} = 0$  stavlja se  $\vec{w}_\alpha = 0$ ), jedne veze između  $p$  i  $\rho^m$  (tzv. karakteristične jednačine) i tzv. generalisanog Ohmova zakona (11) koji je nizom uprošćenja doveden na oblik

$$\vec{j} = \gamma (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}). \quad (12)$$

Podesnim transformacijama, pod pretpostavkom skalarne i konstantne elektroprovodnosti  $\gamma$ , može se formirati osnovni

sistem magnetnohidrodinamičkih jednačina:

$$\frac{\partial \rho^m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho^m \vec{u}) = 0, \quad (13a)$$

$$p = \Phi(\rho^m), \quad (13b)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (13c)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho^m \vec{u}) + \nabla \cdot \{\rho^m \vec{u}, \vec{u}\} = -\nabla p + (\text{visc.}) - \frac{1}{\mu_0} \vec{B} \times (\nabla \times \vec{B}), \quad (14)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{u} \times \vec{B}) + \frac{1}{\mu_0} \nabla^2 \vec{B}, \quad (15)$$

gde (visc.) u (14) simbolizira viskozne članove, koji se obično ili zanemaruju ili uzimaju u Navier-Stokesovu obliku. Iz sistema (13) do (15) određuju se osnovne magnetnohidrodinamičke veličine ( $\rho^m$ ,  $\vec{u}$  i  $\vec{B}$ ). Nakon toga se ostale (sporedne magnetnohidrodinamičke) veličine dobiju iz jednačina

$$\vec{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{B}, \quad (16a)$$

$$\vec{E} = \frac{1}{\gamma} \vec{j} - (\vec{u} \times \vec{B}), \quad (16b)$$

$$\rho^{el} = \epsilon_0 \text{div} \vec{E}. \quad (16c)$$

Za plazme u magnetnom polju velikog intenziteta navedeni uprošćen oblik generalisanog Ohmova zakona nije zadovoljavajući i zamenjuje se sa

$$\vec{j} = \gamma (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} - \frac{1}{en_\alpha} \vec{j} \times \vec{B}). \quad (17)$$

Dopunski član (Hallov efekt) potiče od pretposljednog člana desne strane u (11) kad se, za razliku od ostalih difuzionih brzina, stavi  $\vec{w}_\alpha \neq 0$ .

**Plazmeni parametri.** Pored funkcija raspodele  $f_\alpha$  i osnovnih makroskopskih veličina  $n_\alpha$ ,  $\vec{u}_\alpha$ ,  $T_\alpha$ , te s njima povezanih makroskopskih veličina datih jednačinama (2) i (3), koje imaju smisla za pojedine konstituente bilo kojeg mnogočestičnog sistema, mogu se uvesti i specifične plazmene veličine koje još bolje opisuju plazmu.

Među ovim, tzv. plazmenim parametrima najvažnije su plazmene frekvencije  $\omega_{p\alpha}$  i Debyeovi radijusi  $r_{D\alpha}$ :

$$\omega_{p\alpha} = \left( \frac{e_\alpha^2 n_\alpha}{\epsilon_0 m_\alpha} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad r_{D\alpha} = \left( \frac{\epsilon_0 \kappa T_\alpha}{e_\alpha^2 n_\alpha} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (18)$$

Gustina će naelektrisanja  $\rho_\alpha^{el}$  oscilovati frekvencom  $\omega_{p\alpha}$  pri fluktuacionom narušavanju elektroneutralnosti (plazmene oscilacije). Radijus  $r_{D\alpha}$  određuje linearne dimenzije oblasti iz koje bi, zbog haotičnosti termalnog kretanja, u nekom trenutku mogle istupiti sve čestice vrste  $\alpha$  uprkos zakočnom električnom polju, koje se zbog narušavanja elektroneutralnosti uspostavlja na vanjskoj površini te oblasti.

Važni plazmeni parametri jesu takođe ciklotronske frekvence  $\omega_{B\alpha}$  i Larmorovi radijusi  $\varrho_{L\alpha}$ :

$$\omega_{B\alpha} = \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \cdot B, \quad \varrho_{L\alpha} = (\kappa T_\alpha m_\alpha)^{\frac{1}{2}} \cdot (|e_\alpha| \cdot B)^{-1}. \quad (19)$$

U magnetnom polju indukcije  $B$  naelektrisana čestica se složeno kreće a bitna komponenta kretanja jest ciklotronska rotacija oko magnetne silnice frekvencom  $\omega_{B\alpha}$  (različiti znak te veličine za pozitivno i negativno naelektrisane čestice znači da je smer rotiranja za njih različit). Srednji radijus kružnice te rotacije jest  $\varrho_{L\alpha}$ . Definišu li se termalne brzine,  $v_{T\alpha} = (\kappa T_\alpha / m_\alpha)^{\frac{1}{2}}$ , može se uočiti da je

$$v_{T\alpha} = \omega_{p\alpha} r_{D\alpha} \quad \text{i} \quad v_{T\alpha} = |\omega_{B\alpha}| \varrho_{L\alpha}. \quad (20a)$$

te je

$$\omega_{p\alpha} / |\omega_{B\alpha}| = \varrho_{L\alpha} / r_{D\alpha} = (m_\alpha n_\alpha / \epsilon_0 B^2)^{\frac{1}{2}}. \quad (20b)$$

Za plazme u laboratoriju uvek je  $\omega_{p\alpha} \gg |\omega_{B\alpha}|$ , a u astrofizičkim situacijama može biti i obrnuto.

Najvažniji sumarni plazmeni parametar je Debyeov radijus plazme,  $r_D = (\sum r_{D\alpha}^2)^{-\frac{1}{2}}$ . On, između ostalog, određuje oblik potencijala elektrostatičkog polja čestice u plazmi. Zbog polarizacije plazme to nije Coulombov, već tzv. Debye-Hückelov potencijal  $\varphi(r) = \varphi_C(r)\exp(-r/r_D)$ . Na rastojanjima od nekoliko  $r_D$  polje centralnog jona više se ne zapaža (Debyeovo ekraniranje), te se može smatrati da svaka naelektrisanana čestica primetno interaguje samo s drugim naelektrisanim česticama unutar svoje Debyeove sfere. Debyeov broj je broj naelektrisanih čestica u jednoj Debyeovoj sferi

$$N_D = \frac{4\pi}{3} \left( \frac{r_D}{d} \right)^3, \quad (21)$$

gde je  $d = n^{-\frac{1}{3}}$  srednje rastojanje među tim česticama, a  $n$  njihova sumarna koncentracija. Debyeov broj je takođe važna karakteristika plazme. Dosta često, a u plazmama bliskim stanju termodinamičke ravnoteže uvek, Debyeov broj je velik ( $N_D \approx 10 \dots 50$ ). To znači da čestica u centru Debyeove sfere interaguje istodobno s mnogo i pozitivnih i negativnih čestica, te je ukupna energija interakcije za celu sferu malena. Stoga se kaže da je plazma sa  $N_D \gg 1$  slabo neidealna. Energija elektrostatičke interakcije u njoj je vrlo malena u poređenju s energijom termalnog kretanja (praktično idealan gas).

Važni plazmeni parametri su i kolizione frekvence. Za elastične sudare naelektrisanih čestica s neutralnim česticama (u plazmi delimično jonizovanog gasa) obično se primenjuje tzv. model krutih sfera, na osnovu kojeg su odgovarajuće kolizione frekvence

$$v_{\alpha n} = n_n \sigma_{\alpha n} v_{T\alpha}, \quad (22)$$

gde je  $n_n$  koncentracija neutralnih čestica (neutrala), konstanta  $\sigma_{\alpha n}$  je efektivna površina geometrijskog preseka atoma za sudare sa česticama vrste  $\alpha$ , a  $v_{T\alpha}$  je termalna brzina. Slaganje s eksperimentom ponekad se postiže tek ako se uzme da je presek za sudare jona i neutrala  $\sigma_{in}$  različit od preseka za sudare elektrona i neutrala  $\sigma_{en}$ , dakle za  $\sigma_{in} \neq \sigma_{en}$  (često je  $\sigma_{en}$  i stotinjak puta veće), što znači da taj model nije primenljiv (npr. zbog izraženog Ramsauerova efekta). Za elastične sudare među naelektrisanim česticama važe Spitzer-Härmov formule, dobijene iz Rutherfordove relacije za rasejanje u Coulombovu polju numeričkom integracijom kinetičkih jednačina, prema kojima su ukupne kolizione frekvence

$$v_{ee}^* = v_{ec} + v_{ei} = \frac{4}{3} \left( \frac{2\pi}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{e e_i}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{n_e}{(\alpha T_e)^{3/2}} L_{ei}, \quad (23a)$$

$$v_{ii}^* \approx v_{ii} = \frac{4}{3} \left( \frac{\pi}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{e_i^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{n_i}{(\alpha T_i)^{3/2}} L_{ii}, \quad (23b)$$

gde je  $v_{ec}$  koliziona frekvencija za sudare elektrona i elektrona,  $v_{ei}$  elektrona i jona,  $v_{ii}$  jona i jona, a parametri su  $L_{\alpha\beta} = \ln(12\pi\epsilon_0 \alpha T_\alpha r_{D\beta} / (e_\alpha e_\beta))$  tzv. Coulombovi logaritmi, bezdimenzioni parametri koji izražavaju odnos uticaja respektivno slabih i jakih sudara (s uglovima skretanja manjim, odnosno većim od  $90^\circ$ ) na kretanje naelektrisanih čestica kroz plazmu. Za većinu plazmi jest  $L_{\alpha\beta} \gg 1$ , npr. za visokotemperaturnu plazmu  $L \approx 10 \dots 20$ , pa je to još jedan izraz dominantne kolektivne interakcije u plazmi. Ukupne efektivne kolizione frekvence za čestice vrste  $\alpha$  jesu  $v_\alpha = v_\alpha^* + v_{\alpha n}$ .

Kad je u plazmi delimično jonizovanog gasa za sve vrste čestica  $v_{\alpha n} \gg v_\alpha^*$ , plazma je slabo jonizovana. To znači da prevladavaju sudari s neutralnim česticama, pa makroskopsko ponašanje plazme nije bitnije određeno sudarima među naelektrisanim česticama. Obratno, za  $v_\alpha^* \gg v_{\alpha n}$  plazma je jako jonizovana. Ako se uvede stepen jonizacije kao odnos sumarne koncentracije svih vrsta jona (naelektrisanih teških čestica) i globalne koncentracije svih neutrala i svih vrsta jona (dakle svih teških čestica)

$$X = \frac{n - n_e}{n^* - n_e}, \quad (24)$$

gde je  $n_e$  koncentracija elektrona, može se orijentaciono reći da će plazma biti slabo jonizovana sa  $X \leq 10^{-3}$ , a da je jonizacija jaka za  $X \geq 10^{-2}$ .

Plazma stavljena u magnetno polje indukcije  $B$  je zamagnetisana ako za sve njene konstituente važi:

$$|\omega_{B\alpha}| \gg v_\alpha, \quad \varrho_{L\alpha} \ll D \quad (25)$$

( $D$  je karakteristična linearna dimenzija plazme). Kad su ispunjeni uslovi zamagnetisanosti (25), sudari čestica (sa drugim česticama i sa zidovima) vrlo malo remete ciklotronsku rotaciju, te ona dominantno uslovljava makroskopsko ponašanje plazme. Moguće su situacije da su neke vrste čestica zamagnetisane, a druge nisu. Iz (25) vidi se da kritično minimalno polje  $B_\alpha^{(c)}$  za zamagnetisanje konstituente  $\alpha$  iznosi

$$B_\alpha^{(c)} = \frac{m_\alpha}{|e_\alpha|} v_\alpha. \quad (26)$$

Za većinu laboratorijskih plazmi to je  $\sim 5 \cdot 10^{-3}$  T za elektrone i  $\sim 5 \cdot 10^{-2}$  T za jone. Zamagnetisana plazma je anizotropna.

**Kriterijumi plazmenog stanja.** Izražena kolektivna interakcija i pokretljivost naelektrisanih čestica dovode, između ostalog, do jake tendencije plazme prema elektroneutralnosti. Uslov da je

$$\sum_\alpha e_\alpha n_\alpha = 0 \quad (27)$$

može samo u mikroskopskim malim domenima (s linearnim dimenzijama  $\sim r_D$ ) biti narušen trajnije, dok je u makroskopskim oblastima to moguće samo kratkotrajno (za vremena  $\sim 1/\omega_{pe}$ ), jer se na mestu narušavanja razvijaju plazmene oscilacije frekvence  $\omega_{pe}$  prema (18). Da bi se, dakle, skup naelektrisanih čestica ponašao kao plazma, mora biti, slično kao (25),

$$\omega_{p\alpha} \gg v_\alpha, \quad r_{D\alpha} \ll D. \quad (28)$$

Relacije (27) i (28) su kriterijumi plazmenog stanja. Iako na prvi pogled dosta restriktivni, oni su dobro zadovoljeni u većini laboratorijskih i kosmičkih situacija, te praktično svaki gas na relativno visokoj temperaturi, višoj od  $\sim 10^3$  K, postaje plazma.

### Difuzioni procesi u plazmi

Mehanizam difuzionih procesa uopšte objašnjen je u članku *Difuzija*, TE 3, str. 299. Ovde će biti reči samo o specifičnostima difuzije u zamagnetisanoj plazmi, jer je plazma van polja obrađena i u članku *Električna pražnjenja (izbijanja) u plinovima*, TE 3, str. 672.

**Difuzija u zamagnetisanoj plazmi.** Budući da se uticaj magnetnog polja oseća samo kad se čestice kreću normalno na silnice (ovo se na makroskopskoj razini ispoljava kao anizotropija), koeficijent difuzije poprima tenzorsku prirodu, te se razlikuju koeficijenti paralelne i poprečne difuzije:

$$D_{\alpha\parallel} = D_\alpha = \frac{v_{T\alpha}^2}{v_\alpha}, \quad D_{\alpha\perp} = D_\alpha [1 + (\omega_{B\alpha}/v_\alpha)^2]^{-1}, \quad (29)$$

gde je  $D_\alpha$  koeficijent difuzije za konstituentu  $\alpha$  u plazmi van magnetnog polja. Prema (25) je  $D_{\alpha\perp} \ll D_{\alpha\parallel}$ . Za termodifuziju pišu se analogne relacije.

**Ambipolarna difuzija u zamagnetisanoj plazmi.** Kako je  $D_{\alpha\parallel} \approx m_\alpha^{-1}$ , a  $D_{\alpha\perp} \approx m_\alpha$ , joni i elektroni difunduju različitim brzinama (odnos tih brzina je proporcionalan odnosu mase jona i mase elektrona,  $m_i/m_e$ ); duž silnica brže difunduju elektroni, a normalno na silnice joni. Ta okolnost bi brzo dovela do razdvajanja pozitivnih i negativnih naelektrisanja u nehomogenoj (prvobitno elektroneutralnoj) plazmi, kad ovo ne bi bilo praćeno nastajanjem veoma intenzivnih električnih polja. Difuzija plazme praktično odmah prelazi u ambipolarni režim, u kojemu čestice obaju znakova difunduju jednakim brzinama, različitim od onih u režimu slobodne difuzije. Razvijanje je ambipolarne difuzije još jedna manifestacija kolektivne interakcije. Uvedu li se mobiliteti (pokretljivosti) čestica  $\alpha$ ,  $\mu_\alpha = |e_\alpha|/(m_\alpha v_\alpha)$ , nalaze se sledeći koeficijenti ambipolarne difuzije:

$$D_{A\parallel} = (\mu_{e\parallel} D_{i\parallel} + \mu_{i\parallel} D_{e\parallel}) / (\mu_{i\parallel} + \mu_{e\parallel}), \quad (30)$$

$$D_{A\perp} = (\mu_{e\perp} D_{i\perp} + \mu_{i\perp} D_{e\perp}) / (\mu_{i\perp} + \mu_{e\perp}).$$

$\mu_{x\parallel}$  i  $\mu_{x\perp}$  povezani su sa  $\mu_x$  relacijama analognim (29). (U plazmi van magnetnog polja takođe se razvija ambipolarna difuzija, elektroni uvek difunduju brže i  $D_A = D_{A\parallel}$ .)

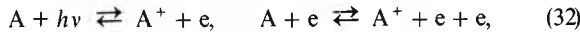
**Anomalna difuzija.** U prisustvu metalnih zidova gubi se ambipolarni karakter poprečne difuzije u zamagnetisanoj plazmi i difuzioni proces postaje mnogo brži, vrlo sličan slobodnoj difuziji jona. Zapaženo je (D. Bohm, 1948) da se dobro slaganje teorije i eksperimenta postiže ako se uzme

$$D_{\perp}^{(BOHM)} = \frac{v_{T_i}^2}{16\omega_{B_i}}, \quad (31)$$

gde je  $v_{T_i}$  termalna brzina jona, a  $\omega_{B_i}$  ciklotronska frekvencija jona u magnetnom polju. Mehanizam koji dovodi do koeficijenta difuzije (31) još nije razjašnjen.

### Jonizaciono-rekombinacioni procesi u plazmi

Jonizaciono-rekombinacioni procesi kao elementarni procesi koji se zbivaju u neelastičnim sudarima atoma, elektrona i fotona te njihova dinamika na makroskopskoj razini (koeficijenti jonizacije i rekombinacije, Townsendovi koeficijenti) obrađeni su u članku *Električna pražnjenja (izbijanja) u plinovima*, TE 3, str. 679-681. Na primeru jednostavne trokomponentne plazme s trima konstituentama: neutralnim atomima A, jonima  $A^+$  i elektronima e, u kojoj se konkurentno zbivaju procesi fotojonizacije i jonizacije elektronskim udarom



biće objašnjene neke karakteristike ravnotežnih stanja u plazmi.

**Jonizaciono-rekombinaciona ravnoteža.** U spomenutoj trokomponentnoj plazmi promene koncentracija čestica s vremenom mogu se izraziti pomoću koeficijenata fotojonizacije (oznaka ph), odnosno elektronske udarne jonizacije (e), te dvojne (2), odnosno trojne (3) rekombinacije

$$\frac{\partial n_{A^+}}{\partial t} = \frac{\partial n_e}{\partial t} = -\frac{\partial n_A}{\partial t} = (\alpha_{ion}^{ph} n_A - \alpha_{rec}^{(2)} n_e n_{A^+}) + (\alpha_{ion}^{(e)} n_e n_A - \alpha_{rec}^{(3)} n_e^2 n_{A^+}). \quad (33)$$

Prvi član u svakoj od zagrada jest brzina jonizacije, a drugi brzina rekombinacije. Stacionarno stanje (koncentracije konstituenti ne menjaju se s vremenom) zahteva samo da se jonizacija i rekombinacija dinamički uravnoteže, tj. da se izjednače ukupne brzine jonizacije i rekombinacije (desna je strana u (33) globalno jednaka nuli).

**Termodinamička ravnoteža.** Termodinamička ravnoteža je stacionarno stanje u kojemu je zadovoljen princip detaljnog balansa, tj. u kojemu je brzina svakog mikroskopskog procesa ponaosob jednaka brzini pripadajućeg inverznog procesa. Svaka je zagrada desne strane (33) tada posebno jednaka nuli. Odatle se zaključuje da u termodinamičkoj ravnoteži u posmatranoj trokomponentnoj plazmi za koncentracije važi  $(n_e n_{A^+} / n_A) = \text{const}$ . U slabo neidealnim plazmama ( $N_D$  velik broj) posle nešto računanja i izvesnih uprošćujućih pretpostavki nalazi se:

$$\frac{n_e n_{A^+}}{n_A} = 2 \left( \frac{2\pi m_e \kappa T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{g_0^{(A^+)}}{g_0^{(A)}} \exp(-W_{ion}/(\kappa T)), \quad (34)$$

gde  $g_0^{(\alpha)}$  znači multiplicitet osnovnog stanja jedne čestice vrste  $\alpha$ , a  $h$  je Planckova konstanta. Relacija (34) jest poznata Sahina formula (M. Saha, 1920); pomoću stepena jonizacije (24), koji tu postaje  $X = n_{A^+} / (n_A + n_{A^+})$ , leva strana (34) obično se piše kao  $pX^2 [(1-X^2)\kappa T]^{-1}$ , gde su  $p$  i  $T$  pritisak i temperatura plazme. Pri većim se stepenima jonizacije neidealnost plazme povećava ( $N_D$  opada) i Sahina formula postaje netačna. Za umerene neidealnosti ( $N_D \approx 5 \dots 10$ ) primenljiva je Ecker-Kröllova korekcija: energija jonizacije  $W_{ion}$  u (34) zamenjuje se nešto manjom, tzv. efektivnom vrednošću energije jonizacije

$$W_{ion}^* = W_{ion} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_D}. \quad (35)$$

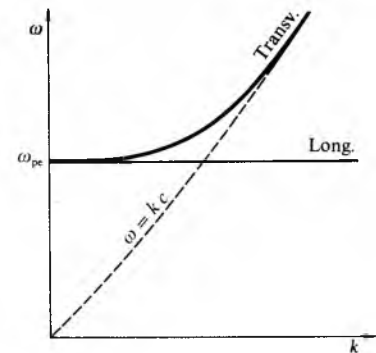
Smanjenje energije jonizacije atoma koji nije izolovan, već se nalazi u plazmi, objašnjava se delovanjem električnog polja okolnih jona, tj. predstavlja još jednu manifestaciju kolektivne interakcije u plazmi.

### LINEARNA TEORIJA OSCILACIJA I TALASA U PLAZMI

U proučavanju oscilacija i talasa male amplitude (namerno izazvanih eksperimentalno ili nastalih slučajno pri fluktuiranju plazmenih veličina) primenjuje se linearna teorija perturbacija (tj. linearizovane Maxwellove i kinetičke ili transportne jednačine). Koristi se više metoda: svodenje na disperzionu jednačinu (za homogenu i stacionarnu sredinu), primena metoda geometrijske optike (za slabo nehomogenu plazmu) uz semi-klasična pravila kvantovanja ili razmatranje samo lokalnih spektara, analiza elektrodinamičkih graničnih uslova (za površinske talase), itd. Glavni rezultati linearne teorije jesu identifikovanje slabo amortizovanih modova, nalaženje dekrementa amplituda i utvrđivanje kritičnih uslova za nastajanje nestabilnosti (prelaz dekrementa u inkrement).

#### Termodinamički ravnotežna plazma

**Hladna plazma.** Termodinamički ravnotežna plazma jest homogena i stacionarna, te se njeni modovi oscilovanja ispituju na osnovu disperzione jednačine. Pri tom se u hladnoj plazmi zanemaruju efekti termalnog kretanja čestica. Onda se iz disperzione jednačine nalazi da su svi modovi stabilni i da trpe samo slabo koliziono prigušenje, tako da su dekrementi srazmerni kolizionim frekvencama (samo elektronskim za visokofrekventne modove, odnosno i elektronskim i jonskim za niskofrekventne). U daljem izlaganju neće se više paziti na koliziono prigušenje.



Sl. 2. Zavisnost frekvence  $\omega$  od talasnog broja  $k$  za longitudinalni i transverzalni mod oscilovanja hladne i termodinamički ravnotežne plazme van magnetnog polja

U hladnoj i termodinamički ravnotežnoj izotropnoj plazmi, van magnetnog polja, konstatuju se (sl. 2) samo dva visokofrekventna moda, jedan longitudinalan i jedan transverzalni. Električno polje talasa i pravac oscilovanja elektrona respektivno su paralelni sa  $\vec{k}$  i okomiti na  $\vec{k}$ , sa spektrima:

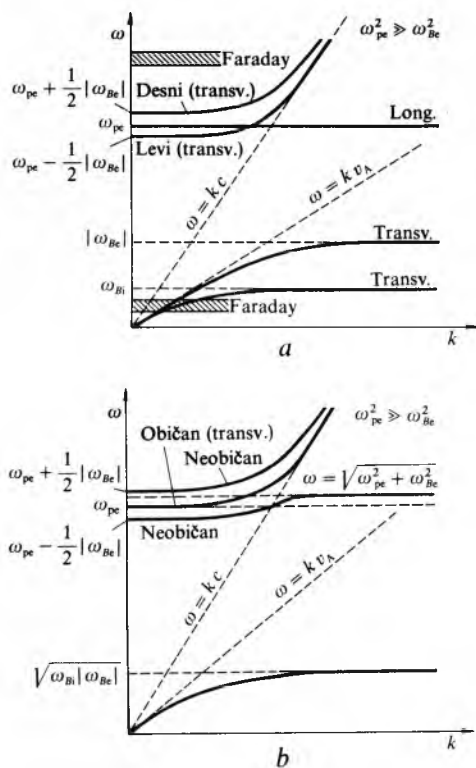
$$\text{za longitudinalno oscilovanje } \omega^2 = \omega_{pe}^2 \quad (36a)$$

$$\text{i za transverzalno oscilovanje } \omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2, \quad (36b)$$

gde je  $k = 2\pi/\lambda$  talasni broj, a  $\omega_{pe}$  elektronska plazmena frekvencija definisana jednačinom (18). To su plazmene (Langmuirove) oscilacije (grupna brzina nula!) i plazmeni transverzalni talas (fazna brzina veća od  $c$ !); plazmeni transverzalni talas pri visokim frekvencama ( $\omega^2 \gg \omega_{pe}^2$ ) poprima svojstva elektromagnetnog talasa u vakuumu. Indeks prelamanja plazmenog transverzalnog talasa,  $N \equiv ck/\omega = (1 - \omega_{pe}^2/\omega^2)^{\frac{1}{2}}$ , postaje imaginaran za  $\omega < \omega_{pe}$ . To je tzv. *evanescencija* (nestajanje, iščezavanje). Takav talas, ako slučajno i nastane, prostije se samo na vrlo mala rastojanja od mesta nastanka, a kad izvana

padne na granicu plazme, totalno se reflektuje. Na tom se zasniva važna dijagnostička metoda određivanja elektronske koncentracije (merenjem  $\omega_{pe}$ ).

U hladnoj i termodinamički ravnotežnoj magnetoaktivnoj (zamagnetisanoj) plazmi svojstva modova zavise od ugla  $\vartheta$  između  $\vec{k}$  i  $\vec{B}_0$ ; spektri  $\omega(k)$  za  $\vartheta = 0$  i  $\vartheta = \pi/2$  dati su za plazmu sa  $\omega_{pe}^2 \gg \omega_{Be}^2$  na sl. 3.



Sl. 3. Zavisnost frekvence  $\omega$  od talasnog broja  $k$  za modove oscilovanja hladne i termodinamički ravnotežne plazme u magnetnom polju, i to za talase koji se prostiru paralelno magnetnom polju (a) i okomito na magnetno polje (b)

Za  $\vartheta = 0$ , tj. za talase koji se prostiru paralelno magnetnom polju, ima (sl. 3a) ukupno 5 modova (toliko je uvek za  $\vartheta \neq \pi/2$ ). Jedan mod je longitudinalan ( $\omega = \omega_{pe}$ ), i predstavlja Langmuirove oscilacije s električnim poljem i pravcem oscilovanja elektrona paralelnim sa  $\vec{B}_0$ , tako da magnetno polje ne utiče na njihovo kretanje (po ovim karakteristikama mod je istovetan s onim u izotropnoj plazmi, sl. 2). Ostala su 4 moda transverzalna (električno polje i pravci oscilovanja čestica okomiti su na  $\vec{B}_0$ , te magnetno polje utiče na kretanje elektrona. Poređenjem sa sl. 2 vidi se da je plazmeni transverzalni talas rascepljen magnetnim poljem na dva bliska moda, tzv. levi i desni talas (v. *Kristalna optika*, TE 7, str. 364); oba su cirkularno polarizovana (smerovi rotacije električnog polja talasa su im suprotni i identični sa smerom ciklotronske rotacije respektivno jona i elektrona). Karakteristično je da u magnetnom polju plazma postaje prozirna i u području niskih frekvenci: tu se javljaju dva transverzalna i elektrohidrodinamički cirkularno polarizovana moda (niskofrekventna produženja levog i desnog talasa), s dosta glomaznim izrazima za spektre u opštem slučaju. U oblasti vrlo niskih frekvenci ( $\omega \ll \omega_{Bi}$ ) oba moda imaju jednake spektre,  $\omega = kv_A$ , gde je  $v_A = c(\omega_{Bi}/\omega_{pi})$  tzv. Alfvénova brzina, i u toj se oblasti nazivaju magnetnohidrodinamičkim talasima (zbog niskih frekvenci u oscilovanju uzimaju učešće i joni, te se spektri mogu dobiti i iz jednačina magnetne hidrodinamike), i to respektivno Alfvénov talas (levo polarizovani mod koji pri  $k \rightarrow \infty$  prelazi u tzv. jonsku ciklotronsku rezonancu,  $\omega \approx \omega_{Bi}$ ; ovaj mod postoji i pri  $\vartheta \neq 0$ , sa spektrom  $\omega = kv_A |\cos \vartheta|$ ) i brzi magnetni zvuk (mod koji će u domenu vrlo kratkih talasa preći u elektronsku ciklotronsku rezonancu,  $\omega \approx |\omega_{Be}|$ ; spektar ovog desno polarizovanog moda ne menja se pri kosoj propagaciji). U oblasti viših frekvenci

( $\omega_{Bi} \ll \omega \ll |\omega_{Be}|$ ) ostaje samo desno cirkularno polarizovani mod (produžetak brzog magnetnog zvuka), sa spektrom  $\omega = |\omega_{Be}|(kc/\omega_{pe})^2$ , tzv. spiralni mod (helikon) (pri kosoj propagaciji navedeni se izraz za spektar množi još sa  $|\cos \vartheta|$ ). U osenčenim oblastima frekvence se fazne brzine desno i levo cirkularno polarizovanih talasa malo (ali ipak primetno) razlikuju, te se ispoljava Faradayev efekt (zakretanje ravni linearno polarizovanog elektromagnetnog talasa, srazmerno debljini sloja plazme); taj se efekt takođe primenjuje u dijagnostici plazme.

Za  $\vartheta = \pi/2$ , tj. za talase koji se prostiru okomito na magnetno polje, ima (sl. 3b) samo 4 moda (odsustvuje Alfvénov). Jedan od njih je čisto transverzalni i predstavlja plazmeni transverzalni talas s električnim poljem i pravcem oscilovanja elektrona paralelnim sa  $\vec{B}_0$  te na njega magnetno polje ne utiče, dakle, istovetan je s istoimenim modom u izotropnoj plazmi (sl. 2), zbog čega se zove još i običan talas. Ostala tri moda su longitudinalno-transverzalna (električno polje talasa i čestice plazme osciluju okomito na  $\vec{B}_0$ , tj. delom paralelno sa  $\vec{k}$ , a delom okomito na  $\vec{k}$ ). Dva visokofrekventna moda ( $\omega \gg |\omega_{Be}|$ ) zajednički se nazivaju neobičnim talasom: gornja grana ima spektar praktično identičan s desnim talasom pri propagaciji duž  $\vec{B}_0$ , dok donja pri malim  $k$  ima spektar sličan onome kod levog talasa, a pri  $k \rightarrow \infty$  prelazi u gornju (elektronsku) hibridnu rezonancu,  $\omega \approx (\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2)^{1/2}$ . U niskofrekventnom području javlja se sad samo jedan mod; u dugotalskoj magnetnohidrodinamičkoj oblasti on je čisto transverzalni i spektar mu postaje  $\omega = kv_A$ , te se identifikuje kao brzi magnetni zvuk, a u kratkotalskoj prelazi u donju (elektronsko-jonsku) hibridnu rezonancu,  $\omega \approx (\omega_{Bi}|\omega_{Be}|)^{1/2}$ .

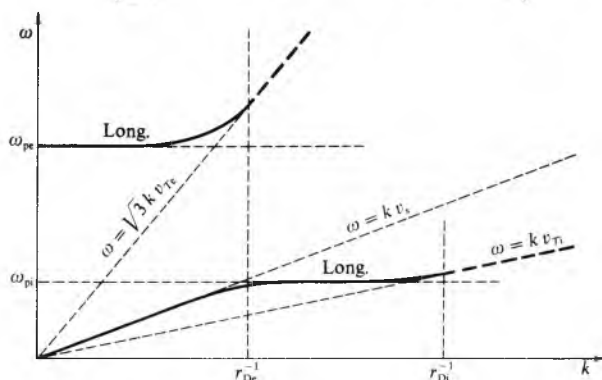
**Visokotemperaturna plazma.** Termalno kretanje čestica termodinamički ravnotežne plazme, nezanemarljivo na visokim temperaturama, izaziva sledeće efekte: a) menjaju se (donekle) spektri modova hladne plazme, b) javljaju se novi modovi i c) pojavljuje se specifično beskoliziono prigušenje (koliziono ostaje istog reda veličine kao u hladnoj plazmi).

a) Spektri modova hladne plazme uglavnom se menjaju vrlo malo, uz dva izuzetka. Jedan su Langmuirove oscilacije (longitudinalni mod koji postoji u izotropnoj i magnetoaktivnoj plazmi pri  $\vartheta = 0$ ) koje prelaze u longitudinalni elektronski talas sa spektrom

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2(1 + 3k^2 r_{De}^2). \quad (37)$$

Grupna brzina više nije nula, fazna je veća od  $v_{Te}$  (sl. 4, gornja linija). Taj visokofrekventni mod odgovara longitudinalnom modu sa sl. 2, i uticaj termalnog kretanja je uočljiv pri većim vrednostima talasnog broja  $k$ . Za  $k > r_{De}^{-1}$  (isprekidani deo gornje linije) Čerenkovljevo (Landauovo) prigušenje postaje veoma intenzivno, te se taj deo spektra eksperimentalno ne promatra. Drugi izuzetak je brzi magnetni zvuk kojemu spektar postaje zavisian od  $\vartheta$  i poprima oblik:

$$\omega = k \left\{ \frac{1}{2} \left[ v_A^2 + v_s^2 + (v_A^4 + v_s^4 - 2v_A^2 v_s^2 \cos 2\vartheta)^{1/2} \right] \right\}^{1/2}, \quad (38)$$



Sl. 4. Longitudinalni modovi kod plazme van magnetnog polja, uz nezanemarljivo toplotno kretanje čestica; gornja linija opisuje visokofrekventni, a donja niskofrekventni mod



gde je  $v_s = (z\kappa T_e/m)^{1/2}$  tzv. brzina jonskog zvuka,  $z = e_i/|e|$  broj elementarnih naelektrisanja na jednom jonu,  $\kappa$  Boltzmannova konstanta,  $T_e$  temperatura elektrona a  $m$ , masa jednog jona. U visokotemperaturnoj plazmi vrlo male gustine, sa  $\beta \ll 1$ , gde je  $\beta$  odnos kinetičkog pritiska  $p$  plazme i magnetnog pritiska  $B^2/2\mu_0$ ,  $\beta = 2\mu_0 p/B^2 \approx v_s^2/v_A^2$ , taj mod postaje čisto transverzalan i spektar mu je opet  $\omega = kv_A$ , bez obzira na  $\beta$ .

b) U izotropnoj plazmi termalno kretanje uslovljava nastajanje jednog novog niskofrekventnog moda ( $\omega \leq \omega_{pi}$ ) s faznim brzinama između  $v_{Ti}$  i  $v_{Te}$ , longitudinalnog jonskog talasa. Spektar tog moda ima složen oblik (sl. 4, donja linija) i može se opisati jednostavnijim aproksimativnim izrazima kad su talasne dužine vrlo velike (tzv. jonski zvuk,  $k^2 r_{De}^2 \ll 1$ ;  $\omega = kv_s$ ) ili intermedijarne (jonske Langmuirove oscilacije,  $k^2 r_{De}^2 \gg 1$ ,  $k^2 r_{Di}^2 \ll 1$ ;  $\omega \approx \omega_{pi}$ ). Taj niskofrekventni mod nastaje kao specifična posledica termalnog kretanja i nema ga u hladnoj plazmi. Za mali  $k$  taj mod ima linearan spektar tzv. jonskog zvuka, a za veći  $k$  prelazi u plato na jonskoj plazmenoj frekvenci. Za  $k > r_{Di}^{-1}$  zbog izrazitog Čerenkovljeva prigušenja ne nastaju oscilacije.

U magnetoaktivnoj plazmi takođe se javlja jedan novi niskofrekventni mod, longitudinalno-transverzalan u opštem slučaju, sa spektrom

$$\omega = k \left\{ \frac{1}{2} \left[ v_A^2 + v_s^2 - (v_A^4 + v_s^4 - 2v_A^2 v_s^2 \cos 2\vartheta)^{1/2} \right] \right\}^{1/2}, \quad (39)$$

tzv. spori magnetni zvuk. Pri  $\beta \ll 1$  taj mod postaje čisto longitudinalan, sa spektrom  $\omega = kv_s |\cos \vartheta|$ , tzv. jonski zvuk u magnetoaktivnoj plazmi. Sem toga, na višim frekvencama, javlja se čitav niz novih modova, longitudinalni pri  $\beta \ll 1$  i slabo amortizovani samo pri skoro poprečnom prostiranju u odnosu na  $\vec{B}_0$ , sa spektrom  $\omega \approx n|\omega_{Be}|$  i  $\omega \approx n\omega_{Bi}$  ( $n = 1, 2, \dots$ ). To su elektronsko-ciklotronski (kraće ciklotronski) i jono-ciklotronski talasi.

c) Beskoliziono prigušenje talasa izazivaju dva mehanizma, Čerenkovljev i ciklotronski. U oba slučaja osnovnu ulogu igraju tzv. rezonantne čestice, s brzinama termalnog kretanja određenog intenziteta i smera (u odnosu na  $\vec{k}$ ). Čerenkovljev mehanizam potiče od istoimenog efekta, emisije elektromagnetnog zračenja naelektrisane čestice koja se kreće kroz supstancu brzinom većom od fazne brzine elektromagnetnih talasa u njoj. Karakteristično zračenja ( $\omega, \vec{k}$ ) emitovano pri tom određene su uslovom  $\omega - \vec{k} \cdot \vec{v} = 0$ , gde je  $\vec{v}$  brzina čestice. Kad je u izotropnoj plazmi pobuđen neki mod,  $\omega = \omega(\vec{k})$ , čestice za koje je  $\omega - kv_z$  ( $v_z$  je projekcija  $\vec{v}$  na  $\vec{k}$ ) vrlo malo veće od nule emituju Čerenkovljevo zračenje koje pripada upravo posmatranom modu (energija talasa se povećava), a čestice za koje je navedeni izraz vrlo malo manji od nule apsorbuju takvo zračenje (energija talasa se smanjuje) zbog inverznog Čerenkovljeva efekta. Ako sporijih (apsorbujućih) čestica ima više nego bržih (emitujućih), što je slučaj u svim funkcijama raspodele koje opadaju s brzinom (npr. Maxwellove), efekt se globalno ispoljava kao prigušenje. U magnetoaktivnoj plazmi umesto  $\omega - kv_z$  treba posmatrati  $\omega - k_{||}v_{||}$  (indeks  $||$  znači komponente u smeru  $\vec{B}_0$ ).

Ciklotronski mehanizam javlja se samo u magnetoaktivnoj plazmi. Tada su rezonantne čestice one za koje se dopplerovski izmenjena frekvencija talasa u sistemu reference vodećeg centra ( $\omega - k_{||}v_{||}$ ) poklapa s nekim umnoškom ciklotronske frekvence, dakle  $\omega - k_{||}v_{||} = n|\omega_{B\alpha}|$ . Ako je  $n > 0$ , Dopplerov efekt naziva se normalnim, a u suprotnom anomalnim. Kad je ispunjen navedeni uslov, elektromagnetno polje talasa deluje na česticu koja ciklotronski rotira slično kao promenljivo polje između elektroda (tzv. duanata) ciklotrona, te čestica dobiva energiju, a talas ju gubi. Na teorijskom se planu beskoliziono prigušenje ispoljava tako što se pri računanju integrala oblika

$$\int_{-\infty}^{+\infty} v_{||}^s f_{\alpha}(v_{||}, v_{\perp}, \varphi) (\omega - k_{||}v_{||} - n\omega_{B\alpha})^{-1} dv_{||} \quad (40)$$

(gde je  $s$  bilo koji ceo broj) duž realne ose ne uzima glavna

vrednost (u Cauchyjevom smislu), već se singularitet obilazi odozdo (Landauovo pravilo, Landauova kontura). Time posmatrani integrali dobijaju mali imaginarni deo, odgovoran za beskoliziono prigušenje.

Kao ilustracija biće navedeni rezultati za beskoliziono prigušenje modova u izotropnoj plazmi. Plazmeni transverzalni talas (36b) ne trpi beskoliziono prigušenje: njegova fazna brzina veća je od  $c$ , tako da rezonantnih čestica nema. Longitudinalni elektronski talas (37) slabo je amortizovan samo pri  $k^2 r_{De}^2 \ll 1$ , a dekrement amplitude iznosi

$$\delta \approx -(\pi/8)^{1/2} \omega_{pe} (kr_{De})^{-3} \exp \left[ -\frac{3}{2} - \frac{1}{2} (kr_{De})^{-2} \right]. \quad (41a)$$

Taj se rezultat naziva Landauovo prigušenje (neki autori taj termin upotrebljavaju za beskoliziono prigušenje uopšte). Longitudinalni jonski talas slabo je amortizovan samo u neizotermnoj plazmi sa  $T_e \gg T_i$  i pri talasnim dužinama za koje je  $k^2 r_{Di}^2 \ll 1$  ( $k^2 r_{De}^2$  može biti  $\gg 1$ ). Dekrement amplitude jest

$$\delta = -(\pi/8)^{1/2} (zm_e/m_i)^{1/2} \omega (kr_{De})^s.$$

$$\cdot \left[ 1 + z(m_e/m_i)^{1/2} (T_e/T_i)^{3/2} \exp \left( -\frac{3}{2} - \frac{1}{2} \Lambda \right) \right], \quad (41b)$$

gde je  $s = 0$  i  $\Lambda = zT_e/T_i$  u oblasti jonskog zvuka ( $k^2 r_{De}^2 \ll 1$ , spektar  $\omega = kv_s$ ), a  $s = -3$  i  $\Lambda = (kr_{Di})^{-2}$  u oblasti jonskih Langmuirovih oscilacija ( $k^2 r_{Di}^2 \ll 1 \ll k^2 r_{De}^2$ , spektar  $\omega = \omega_{pi}$ ).

### Neravnotežna plazma

U praksi je plazma najčešće, već i zbog načina formiranja, termodinamički neravnotežna. Pri relaksiranju prema stanju termodinamičke ravnoteže u njoj mogu nastati mnogobrojne nestabilnosti koje ubrzavaju ovaj proces. To se događa ne samo na modovima prisutnim i u termodinamički ravnotežnoj plazmi već i na novim, specifičnim modovima. Najčešće nestabilne situacije su: plazma s anizotropijom elektronske temperature, plazma s elektronskim snopom, plazma u konstantnom ili u visokofrekventnom električnom polju te slabo nehomogena plazma.

**Plazma s anizotropijom elektronske temperature.** Budući da magnetno polje utiče samo na kretanje naelektrisanih čestica okomito na  $\vec{B}_0$ , u magnetoaktivnoj plazmi male gustine može se uspostaviti stanje s različitim temperaturama  $T_{e\perp}$  i  $T_{e||}$ . Pri  $T_{e\perp} > T_{e||}$  može u takvoj plazmi nastati nestabilnost helikonskog moda, s maksimalnim inkrementom amplitude pri  $k^2 \approx (\omega_{pe}/c)^2 (1 - T_{e||}/T_{e\perp})$ . Pri velikim anizotropijama ( $T_{e\perp} \gg T_{e||}$  ili obrnuto) mogu se javiti i druge nestabilnosti.

**Plazma s elektronskim snopom.** U takvoj situaciji nastaje nestabilnost longitudinalnog plazmenog moda (36a) odn. (37), tj. u plazmi se pobuđuju longitudinalne oscilacije s frekvencama bliskim  $\omega_{pe}$ . Efekt je najizraženiji (rezonantan) pri  $\vec{k} \cdot \vec{u} \approx \omega_{pe}$  ( $\vec{u}$  je srednja brzina elektrona u snopu), pa je tada inkrement

amplitude  $\delta \approx \gamma^{1/2}$  ( $\gamma$  je odnos elektronskih koncentracija u snopu i plazmi); u ostalim (nerezonantnim) slučajevima brzina je narastanja nestabilnosti mnogo manja i inkrement iznosi  $\delta \approx \gamma^{1/2}$ .

**Plazma u konstantnom električnom polju** vrlo je česta u laboratorijskom radu i u njoj svi elektroni imaju relativnu brzinu s obzirom na jone. Srednja relativna brzina  $u$  zove se brzina drifta (engl. drift *strujanje*). Za  $u > v_{Ti}$  moguća je i u izotermnoj i u neizotermnoj plazmi jono-ciklotronska neostabilnost u magnetoaktivnoj plazmi, a pri  $u > v_s$  (u neizotermnoj plazmi sa  $T_e \gg T_i$ , izotropnoj ili magnetoaktivnoj) još i nestabilnost jonskog zvuka (magnetno polje olakšava njeno razvijanje). U oba slučaja nestabilnost je kinetička (uslovljena promenom znaka imaginarnih članova disperzione jednačine, tj. termalnim kretanjem). Kad su brzine drifta velike ( $u > v_{Te}$ ), javlja se (kinetička) ciklotronska nestabilnost, a pri  $\vec{k} \cdot \vec{u} \leq \omega_{pe}$  razvija se

i Bunemanova nestabilnost. Za nju je  $\omega \delta \approx (m_e/m_i)^{1/2} \vec{k} \cdot \vec{u}$  u rezonantnom slučaju (tj. kad je  $\vec{k} \cdot \vec{u} \approx \omega_{pe}$ ).

**Plazma u visokofrekventnom električnom polju**, takođe uobičajena u praksi, specifična je po tome što elektroni prinudno osciluju u smeru i na frekvenci  $\omega_0$  polja (amplituda ovih oscilacija jest  $\vec{r}_E = e\vec{E}_0/(m_e\omega_0^2)$ , gde je  $\vec{E}_0$  amplituda polja), pa to kretanje uslovljava izmene u modovima koji postoje pri  $\vec{E}_0 = 0$ . One su male na visokim frekvencama, gde se pored longitudinalnih oscilacija  $\omega \approx \omega_{pe}$  sa spektrom nešto izmenjenim zbog prisustva  $\vec{E}_0$ , javlja longitudinalni mod sa spektrom  $\omega^2 = \omega_{pi}^2 [1 - J_0^2(\vec{k} \cdot \vec{r}_E)]$  (gde je  $J_0$  Besselova funkcija), analogan jonskom zvuku; pri  $k \cdot \vec{r}_E \ll 1$  i  $k^2 r_{De}^2 \ll 1$  javlja se tzv. specifični zvuk, slabo amortizovani mod sa spektrom  $\omega^2 = k^2 v_s^2 + (\vec{k} \cdot \vec{W}_s)^2$ , gde je  $\vec{W}_s = 0,5\omega_{pi}\vec{r}_E$ . Ako je  $\omega_0$  blisko nekoj od frekvenci oscilovanja plazme, dolazi do intenzivne parametarske interakcije i talasi s narastajućom amplitudom mogu se javiti već i pri srazmerno malim amplitudama polja  $\vec{E}_0$ .

**Slabo nehomogena plazma i driftni talasi.** Ciklotronska rotacija znači da svaka čestica u zamagnetisanoj plazmi ima neki orbitalni magnetni moment, čime doprinosi magnetizaciji plazme  $\vec{M}$ . Struja  $\vec{j} = \text{rot } \vec{M}$  (tzv. Larmorova struja) različita je od nule u nehomogenoj plazmi, a njeno prisustvo (često uz istovremeno delovanje drugih uzroka) izaziva pojavu niza novih modova, najčešće nestabilnih. Ti, tzv. driftni modovi najbolje su proučeni u slabo nehomogenoj plazmi s jednodimenzionom nehomogenošću (duž ose x) u pravcu normalnom na magnetno polje (pravac ose z), jer se tad može primeniti geometrijska optika.

Najvažniji driftni mod jest u oblasti velikih faznih brzina ( $\omega/k \gg v_{Te}$ ) i uslovljen je samo Larmorovom strujom. Spektar je:

$$\omega^2 = - \left( \frac{k_{\parallel}}{k_{\perp}} \right)^2 \frac{T_e}{T_i} \frac{m_i}{m_e} \omega_{Bi}^2 \left[ \frac{\partial \ln(n_e T_e)}{\partial \ln(n_i T_i)} \right]. \quad (42)$$

Kako je izraz u uglatim zagradama pozitivan u skoro svakoj plazmi, mod je uvek hidrodinamički nestabilan (tzv. univerzalna nestabilnost). Da bi se ona razvila, treba da je  $k^2/k_{\perp}^2 \approx m_e/m_i$ , što zahteva oblasti velikih linearnih dimenzija (uređaji velike dužine). Pri manjim se faznim brzinama razvijaju driftno-disipativne (kinetičke) i driftno-temperaturne (hidrodinamičke) nestabilnosti.

Dopunski faktor koji, pored Larmorove struje, najčešće određuje ponašanje slabo nehomogene plazme jest drift zamagnetisanih čestica (srazmerno sporo kretanje vodećih centara okomito na  $\vec{B}_{0\perp}$ ). Modovi koji se javljaju u tim uslovima zovu se driftno-konvektivni. Najvažniji je među njima tzv. žlebasti mod; to je niskofrekventni ( $k_y v_{Ti}/(\omega_{Bi} L) \ll \omega \ll \omega_{Bi}$ ,  $L$  je karakteristična dužina nehomogenosti) vrlo brzi mod ( $\omega/k \gg v_{Te}$ ), sa svojstvom  $k_{\parallel} = 0$  (perturbacija je homogena duž cele linije polja), a spektar je:

$$\omega^2 = \left( \frac{k_y}{k_x} \right)^2 g \left( \frac{1 + v_A^2}{c^2} \right)^{-1} \left[ \frac{\partial \ln n_e}{\partial x} \right], \quad (43)$$

gde je  $g$  ubrzanje sile koja izaziva drift. Izraz u uglatim zagradama uvek je negativan (koncentracija plazme opada idući prema periferiji), te se razvija žlebasta nestabilnost. Kao i univerzalna, tako se i ova nestabilnost javlja samo u vrlo dugim plazmenim uređajima.

### NELINEARNI PROCESI U PLAZMI

Pri prostiranju talasa velike amplitude (npr., prolazak laserskog zračenja kroz plazmu) ili pri analizi stanja razvijene nestabilnosti s brojnim pobuđenim modovima, linearna teorija postaje neprikladna. U takvim situacijama postaju bitne nelinearnosti sadržane u kinetičkim jednačinama (4) (članovi sa  $\vec{E}$ ,  $\vec{B}$  i kolizioni integrali) i u supstancijalnim (konstitutivnim) jednačinama (npr. umesto linearne veze  $D_i = \epsilon_{ij} E_j$  mora se poći od  $D_i = \epsilon_{ij} E_j + \epsilon_{ijk} E_j E_k + \dots$ , uvodeći višeeindeksne dielektrične tenzore). Nelinearni procesi karakterišu se pojavom interakcija među talasima (parametarski i kombinacioni efekti, pobuđivanje novih talasa, povezanih s prvobitnima, zakonima konzervacije energije i impulsa) i interakcija talasa sa česticama (raznovrsne izmene oblika funkcija raspodele u plazmi s talasima velike amplitude: izmene profila koncentracije i, pri kre-

tanju plazme brzinom većom od brzog magnetnog zvuka, obrazovanje kavitona u karakterističnim rezonantnim oblastima, zagrevanje plazme, nastajanje tzv. platoa pri brzinama u oblasti rezonantne apsorpcije uz iščezavanje linearnog i pojavu mnogo slabijeg nelinearnog Landauova prigušenja, i sl.). Fizička situacija dosta je analogna onoj kod hidrodinamičke turbulencije, te se isti naziv primenjuje i ovde. Razlikuje se slaba i jaka turbulencija. Pri slaboj turbulenciji interakcija je među talasima zanemarljiva, bitna je samo interakcija talasa sa česticama (energija talasa mnogo je manja od energije termalnog kretanja). Pri njenom proučavanju primenjuje se metoda perturbacija uz iterativne procedure (kvazilinearna aproksimacija), a vreme je narastanja prvobitno malih perturbacija mnogo veće od perioda oscilovanja pobuđenih modova. Pri jakoj turbulenciji mora se uzeti u obzir interakcija među talasima, vreme narastanja je uporedivo s periodom oscilovanja i primenljive su aproksimativne metode obične hidrodinamike.

Kao posledica interakcija talasa sa česticama i talasima nastaju mnoge nelinearne pojave od kojih su najvažnije: udarni talas, beskolizioni udarni talas, soliton i magnetni soliton i plazmeni eho.

**Udarni talas** je prostiranje paketa talasa konačne amplitude koji pripadaju nekom modu sa faznom brzinom nezavisnom od frekvence, uz smanjivanje njegove širine zbog toga što mu se zadnji deo kreće brže kroz sredinu zagrejanu prolaskom prednjeg dela. Definitivno uspostavljena širina udarnog fronta je mala i srazmerna sa  $v_{Te}/v_e$ .

**Beskolizioni udarni talas** jest talas kome je širina fronta srazmerna sa  $r_{De}$  i određena ne kolizionom disipacijom već Landauovim prigušenjem. Prisustvo retkih kolizija dovodi do izvesne asimetrije strukture udarnog fronta.

**Soliton i magnetni soliton** jesu vrlo intenzivna električna i magnetna polja generirana u karakterističnim rezonantnim oblastima na mestima znatnijih promena profila koncentracije plazme zbog interakcije talasa sa česticama.

**Plazmeni eho** je trajnije zadržavanje promena u funkcijama raspodele, izazvanih prolaskom jedne kvazimono-hromatske perturbacije s beskolizionim prigušenjem. Ove promene su uzrok nastajanja kratkotrajnih lokalizovanih i srazmerno intenzivnih električnih polja pri docnijem propuštanju kroz plazmu druge analogne perturbacije.

Nadalje nastaju: *anomalna difuzija* (promena profila koncentracije pri interakcijama talasa sa česticama), *anomalno kočenje* (interakcija elektronskog snopa sa slabo turbulentnom plazmom), *nelinearne nestabilnosti plazme sa snopom ili snopovima* (obrazovanje kvazilinearnog platoa, zahvat elektrona poljem talasa), *rasejanje elektromagnetnih talasa* (na fluktuacijama plazmenih veličina), *kooperativno zračenje plazme* (emisija na plazmenim i ciklotronskim frekvencama), i sl.

### PLAZMA ČVRSTOG TELA

Koncentracije čestice u plazmi čvrstog tela mnogo su veće, a temperature mnogo niže nego u gasnim plazmama (sl. 1), te nastupaju efekti kvantne degeneracije (Paulijev princip). Umesto Maxwellove mora se primeniti Fermijeva funkcija raspodele. Za svaku vrstu čestica uvodi se Fermijeva brzina,

$$v_{Fx} = (3\pi^2)^{1/3} \hbar n_x^{1/3} / m_x \quad \text{i Fermijeva energija, } W_{Fx} = \frac{1}{2} m_x v_{Fx}^2, \text{ pri}$$

čemu je  $v_{Fx}$  analogno veličini  $v_{Tx}$  u gasnoj (nedegenerisanoj) plazmi. Kod ove plazme se sreću mnoge pojave karakteristične i za gasnu plazmu, npr. ambipolarna difuzija, plazmene oscilacije i njihovo pobuđivanje, jonski zvuk, helikoni, ciklotronski talasi i odgovarajuće nestabilnosti, driftni talasi i nestabilnosti u uzorcima s implantiranim nehomogenostima, itd. Te pojave najčešće imaju analogne osobenosti, ali su ponekad i specifične (npr. spregnuti ciklotronsko-spinski talasi). Najbitnija razlika između nedegenerisane i degenerisane plazme jest u beskolizionom prigušenju. Budući da je  $v_{Fx}$  maksimalna brzina za čestice vrste  $\alpha$  (takva brzina formalno ne postoji pri Maxwellovoj raspodeli gasne plazme), one ne mogu doprineti beskolizionom prigušenju talasa s faznom brzinom većom od  $v_{Fx}$ .



Kao primer sličnosti i razlika između gasne i degenerisane plazme biće izloženi rezultati linearne teorije talasa u degenerisanoj plazmi van magnetnog polja. Iz teorije proizlazi postojanje plazmenog transverznog talasa, sa svojstvima istim kao u gasnoj plazmi, tj. sa spektrom prema (36b) i odsustvom beskolizionalnog prigušenja. Predviđa se takođe postojanje jednog longitudinalnog elektronskog talasa, sa spektrom  $\omega^2 =$

$$= \omega_{pe}^2 \left( 1 + \frac{1}{5} k^2 r_{De}^2 \right)$$

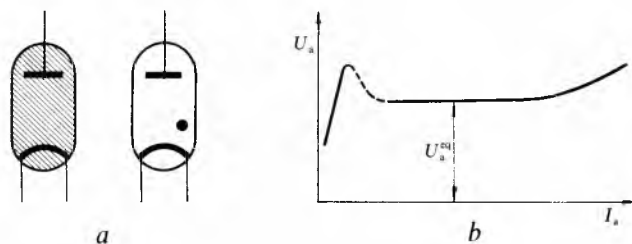
analognim (37) (Debyeov radijus definisan kao  $r_{De}^2 = 3v_{Fe}^2/\omega_{pe}^2$ ). Zbog odsustva beskolizionalnog prigušenja mod egzistira i pri  $k^2 r_{De}^2 \gg 1$  (tu je on u gasnoj plazmi jako amortizovan), sa spektrom  $\omega = kv_{Fe}$  (tzv. nulti zvuk, isprekidani deo gornje linije na sl. 4). Postoji i longitudinalni jonski talas ( $v_{Fi} \ll \omega/k \ll v_{Fe}$ ), koji se za  $k^2 r_{De}^2 \ll 1$  svodi na jonski zvuk,  $\omega = kv_s$  (gde je  $v_s = v_{Fe}\omega_{pi}/\omega_{pe}$ ), sa slabim beskolizionalnim prigušenjem na elektronima. Za razliku od (41), ovde je  $\delta = -(3\pi/4)(\omega^4/(k^3 v_{Fe}^3))(m_i/m_e)^{2-1}$ . Jonski zvuk postoji i pri  $k^2 r_{Di}^2 \gg 1$  (jaka amortizacija u gasnoj plazmi, isprekidani deo donje linije na sl. 4) sa spektrom  $\omega = kv_{Fi}$  i sa slabom amortizacijom, prvenstveno na jonima (šupljinama). Moguća je situacija da joni (šupljine) nisu degenerisani. Tada se javlja beskolizionalno prigušenje na jonima, analogno onome u gasnoj plazmi.

### PRIMENE PLAZME

Raznovrsne osobenosti plazme već se široko primenjuju u mnogim područjima nauke i tehnike (npr. u elektrotehnici i telekomunikacijama, u gasnim laserima, u tehnici osvetljenja). U nekim su oblastima mogućnosti primene plazme još u fazi ispitivanja i razrade (generatori za tzv. direktnu konverziju toplote u električnu energiju, plazmeni motori, kontrolisana termonuklearna fuzija); po mnogo čemu izgleda da su upravo ove perspektivne primene bitne za celo čovečanstvo.

**Primene u elektrotehnici i telekomunikacijama.** Ovde se koriste plazme raznih tipova nesamostalnih i samostalnih gasnih pražnjenja (v. *Električna pražnjenja (izbijanja) u plinovima*, TE 3, str. 672), i to zbog specifičnosti prelaska nesamostalnih pražnjenja u samostalna, tj. različitosti napona paljenja i gašenja (gasne elektronske cevi, tinjalice, gasni prekidači i prenaponski odvodnici), i zbog osobenosti strujnonaponskih karakteristika (naponski stabilizatori, korona-stabilizatori), posebno njihove nelinearnosti (plazmeni detektori radio-talasa i drugih elektromagnetnih zračenja, generatori i pojačavači UHF učestanosti).

**Gasna dioda ili gasotron** (sl. 5), po konstrukciji analogna vakuumskoj diodi, s grejanom katodom (obično oksidnom) i anodom, punjena je parama žive ili nekim inertnim gasom u kojima se u toku propusnog poluperioda uspostavlja nesamostalno lučno pražnjenje.

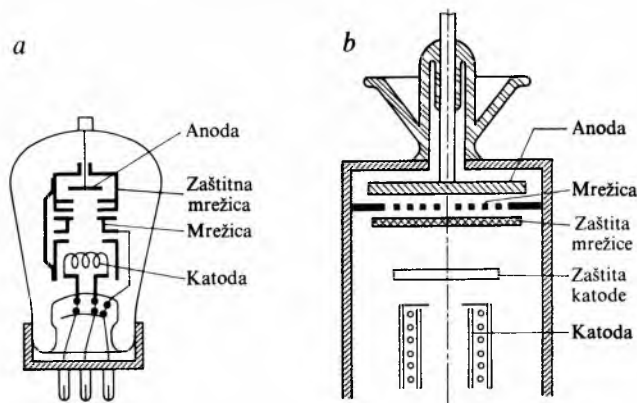


Sl. 5. Gasna dioda. a shematski prikazi, b strujno-naponska karakteristika

U propusnoj poluperiodi anodni napon  $U_a^{eq}$  praktično ne zavisi od jačine anodne struje  $I_a$  i približno je jednak potencijalu jonizacije gasa u diodi. Maksimalan napon koji se može ispravljati određen je tzv. Paschenovim zakonom. Koristi se kao visokonaponski ispravljač (20...25 kV) s vrlo velikim stepenom delovanja (do 99%).

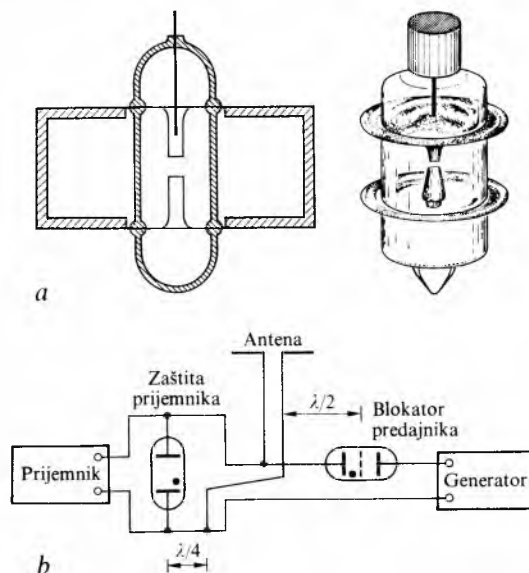
**Gasna trioda ili tiratron** takođe je konstrukcijom slična vakuumskoj triodi. Čine ju grejana katoda, mrežica i anoda, ali mrežica reguliše samo napon paljenja pražnjenja, a ne i anodnu struju posle toga. Tiratroni s nesamostalnim lučnim

pražnjenjem, prema načinu upravljanja anodnom strujom, mogu biti s negativnom ili s pozitivnom karakteristikom. Tiratroni s negativnom karakteristikom paljenja (relejni, ispravljački, relaksacioni) (sl. 6a) obično su punjeni parama žive do pritiska  $\sim 0,15$  Pa ili inertnim gasom pod pritiskom 15...50 Pa, efikasni su do napona  $\sim 300$  V. Impulsni tiratroni s pozitivnom karakteristikom paljenja (sl. 6b), koji služe za stvaranje kratkih strujnih impulsa u radio-lokaciji i u linearnim akceleratorima naelektrisanih čestica pune se vodonikom ili deuterijumom i obično se izrađuju za napone do 50 kV. Tiratroni s nesamostalnim tinjavim pražnjenjem primenjuju se u oblasti niskih frekvenci i malih snaga (kompjuterska tehnika, automatika, fizički eksperiment) za naponska i strujna pojačanja, obavljanje logičkih operacija, indicaciju signala male snage i sl.



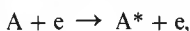
Sl. 6. Shematski prikaz tiratrona sa negativnom karakteristikom paljenja koji funkcioniše kao regulacioni ventil (a) i impulsnog vodonikovog tiratrona (b)

**Gasni prekidači** (prenaponski odvodnici) jesu staklene ili keramičke cevi sa zatopljenim elektrodama, punjene gasom u kojemu se u toku rada uređaja razvija samostalno električno pražnjenje. Već prema prisutnom gasu i parametrima u spoljnjem električnom kolu, to pražnjenje može biti tinjavo, lučno ili visokofrekventno, korona ili iskra. Gasni prekidači služe kao zaštita uređaja i mreža od naponskih preopterećenja (napon paljenja  $\sim 100\text{--}500$  V, vreme kašnjenja nekoliko mikrosekundi), kao emiteri i modulatori elektromagnetnih oscilacija u impulsnim uređajima (varnični prekidači), u impulsnim modulatorima (trigatroni visokog pritiska), u antenskim komutatorima (rezonantni prekidači, sl. 7), zatim za merenje visokih napona, kao indikatori vakuuma i sl.

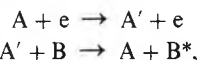


Sl. 7. Presek i opšti izgled gasnog prekidača uskog opsega sa spoljnim rezonatorom (a) i shema uključivanja kod radara (b) gde se pomoću dva takva prekidača ostvaruje zaštita prijemnika u toku emisije i blokiranje predajnika u toku prijema

**Gasni laseri s električnim pražnjenjem.** U najraširenijoj varijanti gasnih lasera, umesto optičkog pumpanja lampama (v. *Laser*, TE 7, str. 474), koristi se plazma gasnog pražnjenja (sl. 8) kao medij u kojemu se odigravaju neelastični procesi među česticama ubrzanim električnim poljem i time se obezbeđuje inverzna populacija metastabilnih energetskih razina. Ti neelastični procesi mogu biti direktni ili indirektni. Direktni procesi odvijaju se prema relaciji



a indirektni prema



gde A i B označavaju stabilne atome, A\* i B\* metastabilne atome vrste A, odnosno B, a A' eksitirani atom vrste A. Za uspešnost tog tzv. indirektnog mehanizma potrebno je da on bude rezonantan, tj. da eksitirane razine atoma vrste A budu vrlo bliske metastabilnim razinama atoma vrste B. Na sl. 8a je principijelna shema konstrukcije gasnog lasera s električnim pražnjenjem, s kontinuiranim režimom delovanja i s ogledalima izvan cevi za pražnjenje. Oba izlazna okna cevi za pražnjenje postavljena su pod Brewsterovim uglom  $\alpha$ , tako da laserski zrak polarizovan u ravni crteža ne trpi gubitke pri prolazu kroz njih. Obično se upotrebljavaju sferna ogledala, jer se tako dobijaju stabilniji rezonatori nego s ravnim ogledalima. Ogledala mogu biti i u cevi za pražnjenje; tada su izlazna okna nepotrebna. Na sl. 8b i 8c prikazani su najtipičniji konkretni gasni laseri s električnim pražnjenjem. Na sl. 8b je shema CO<sub>2</sub>-lasera (infracrveni,  $\lambda_1 = 10600$  nm,  $\lambda_2 = 9600$  nm) s podužnim protokom gasa. Aktivna sredina je smeša gasova CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> i He, a generacija zračenja nastaje između vibracionih razina molekula CO<sub>2</sub>, dok prisustvo He i N<sub>2</sub> utiče na povećanje koeficijenta korisnog dejstva. Protok gasa (slika prikazuje tehničku realizaciju u kojoj je protok paralelan struji pražnjenja, ali se to može i drukčije urediti) obezbeđuje udaljavanje iz aktivne sredine produkata disocijacije koji (naročito CO)

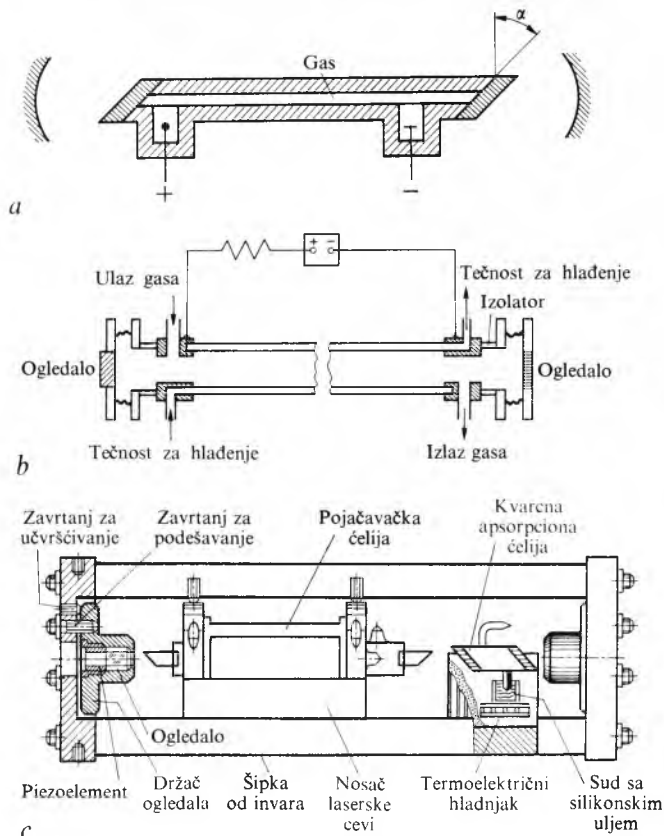
ometaju rad lasera. Emitovana snaga tog lasera dostiže 1 MW u kontinuiranom režimu rada. Na sl. 8c je shema He-Ne-lasera (crveni,  $\lambda = 633$  nm). Aktivna sredina je smeša He i Ne, a generacija zračenja nastaje između dve razine neona. Ostvarivanje inverzne populacije gornje metastabilne razine neona obezbeđuje se manje direktnim mehanizmom a većim delom indirektnom rezonantnom pobudom s vrlo bliske pobuđene razine helijuma.

Gasni laseri mogu se svugde primenjivati ravnopravno s kristalnim ili poluprovodničkim laserima, npr. u mikroelektronici, preciznoj mehanici i medicini kao vrlo fini instrument za rezanje i zavarivanje, čišćenje i termičku obradu površina, zatim u holografiji, te pri obradi podataka. U nizu slučajeva gasni laseri pružaju mnoga preimućstva, i to zbog veće monohromatičnosti emitovanog zračenja (širenje energetskih razina u gasovima je vrlo maleno, prvenstveno uslovljeno Dopplerovim efektom), i zbog mogućnosti emitovanja velikih snaga (do 1 MW u CO<sub>2</sub>-laseru pri kontinuiranom režimu rada). Gasni laseri primenjuju se u geodeziji i građevinarstvu, zatim za vrlo precizno određivanje rastojanja i promene rastojanja s vremenom na osnovu tzv. laserske interferometrije s velikom razlikom optičkih putova (u astrofizici i geofizici, u vojnim primenama), u telekomunikacionoj tehnici (u kombinaciji sa svetlovodima od staklenih niti), u hemiji i tehnologiji (fotohemijski procesi, lasersko razdvajanje izotopa, dobijanje ultrastarih supstanci), u metrologiji (gasni laseri kao standardi frekvenci i dužina), u laserskoj televiziji u boji (plavi i zeleni zrak argonova lasera i crveni zrak kriptonova amplitudno se modulišu primljenim videosignalom i zatim fokusiraju na ekran, koji može imati dimenzije mnogo veće nego u sobnih prijemnika, a vrlo male dimenzije spota čine sliku vrlo jasnom i svetlom), pri laserskoj fuziji, itd.

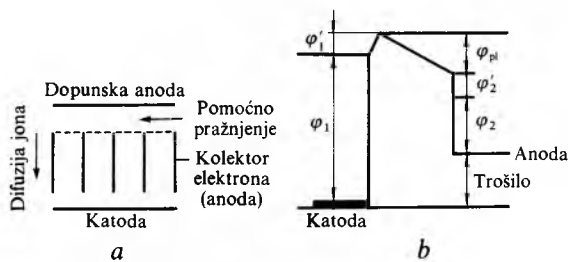
**Plazmeni izvori svetlosti.** U određenim tipovima lampi gasnog pražnjenja (stakleni ili kvarcni balon sa zatopljenim elektrodama, napunjen gasom do određenog pritiska ponekad s malom količinom metalnih para) funkcionisanje se zasniva na vrlo intenzivnoj emisiji deekscitacionog i rekombinacionog zračenja iz plazme gasnog pražnjenja (lučnog ili tinjavog, kontinuiranog ili impulsnog) uspostavljenog u lampi. Postoje i lampe gasnog pražnjenja u kojima je bitna emisija s elektroda usijanih jonskim bombardovanjem, ali one nisu od interesa kad je reč o primenama plazme. U lampama gasnog pražnjenja sa svetlenjem iz plazme mogu se razlikovati gasne lampe (emisija iz plazme je u vidljivoj oblasti i koristi se direktno; balon je prozračan) i luminiscentne lampe (emisija iz plazme je u bliskom ili dalekom području ultraljubičastog zračenja i služi za pobuđivanje svetlosnog luminofera nanesenog na zid balona). Natrijumova lampa niskog pritiska (osvetljenje prigradskih auto-putova), živina lampa niskog (400...500 Pa) i visokog (do 1,5 MPa) pritiska (sterilizacija namirnica i vazduha u operacionim salama, primene u medicini), lampe s inertnim gasovima niskog pritiska (svetleće reklame), signalne i komunikacione kriptonske i ksenonske lampe, cezijumova lampa za telekomunikaciju u infracrvenom području i sl. spadaju u dobro poznate primere gasnih lampi. Za opšte osvetljenje široko se primenjuju takođe dobro poznate živine luminiscentne lampe niskog pritiska (400...550 Pa).

**Generatori za direktnu konverziju toplote u električnu energiju.** Neposredno će pretvaranje toplote u električnu energiju bez intermedijarnog pretvaranja u mehaničku (turbina), kako se veruje, dati mnogo veću delotvornost od dosadašnjih metoda. Generatori su za takvu konverziju energije zasad u fazi razrade. Ispituju se dva osnovna tipa, termoelektronski i magnetohidrodinamički generatori.

**Termoelektronski generatori.** Dovodena toplota zagreva katodu od metala s velikim izlaznim radom i pobuđuje isparavanje elektrona sa nje; ovi se elektroni zatim prikupljaju na hladnoj anodi načinjenoj od metala s malim izlaznim radom, a ostatak potencijalne energije elektrona služi za korisni rad u spoljnjem električnom kolu (sl. 9a). Radi neutralizacije prostornog naelektrisanja u oblasti između anode i katode uvode se pozitivni joni (npr. cezijuma, koji isparava s katode ili



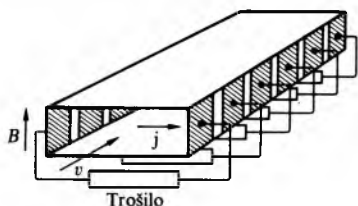
Sl. 8. Gasni laser sa električnim pražnjenjem. a principijelna shema i raspored ogledala, b shema CO<sub>2</sub>-lasera sa podužnim protokom gasa, c shema He-Ne-lasera



Sl. 9. Termoelektronski generator. *a* raspored elektroda, *b* energetska shema

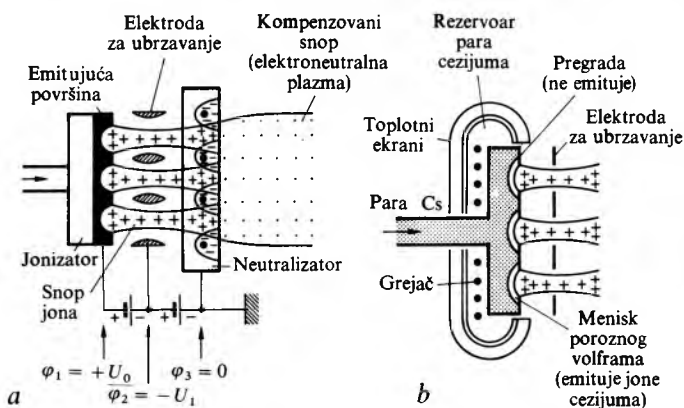
pomoćne elektrode), te je ova oblast ispunjena plazmom. Optimalni režim generatora jest u uslovima kad je srednja slobodna putanja elektrona u plazmi istog reda veličine kao i međuelektrodno rastojanje. Na sl. 9b je shema energetske odnosa. Po isparavanju s katode elektron ima energiju  $\varphi_1$  jednaku izlaznom radu katode. Katoda je od plazme odvojena Debyeovim pograničnim slojem sa skokom potencijala  $\varphi'_1$ . Krećući se prema anodi, elektron savladava potencijal plazme  $\varphi_{pl}$  i potencijal anodnog pograničnog sloja  $\varphi'_2$ , te zatim dospeva u potencijalnu jamu anode ( $\varphi_2$  je izlazni rad anode). Budući da su potencijali pograničnih slojeva približno jednaki,  $\varphi'_1 \approx \varphi'_2$ , u spoljašnjem kolu se koristi razlika potencijala  $\varphi_1 - \varphi_2 - \varphi_{pl}$ .

**Magnetohidrodinamički generatori.** Ti se generatori zasnivaju na propuštanju mlaza kvazineutralne plazme dovoljno visoke elektroprovodnosti (što se postiže njenim prethodnim zagrevanjem) normalno na magnetno polje (sl. 10). Plazma se kreće u pravolinijskom kanalu normalno na magnetne linije sile. Na bočnim zidovima kanala nalaze se elektrode. Takav uređaj postaje delotvoran tek pri snagama iznad 100 MW. Delotvornost takva generatora raste s povećanjem magnetne indukcije i provodnosti plazme (v. *Magnetohidrodinamički generatori*, TE 7, str. 635). Kao radna supstanca (plazma) služe ili produkti sagorevanja hemijskih goriva (za delotvornu konverziju potrebne su temperature  $\sim 3000^\circ\text{C}$ ) ili inertni gasovi (optimalne temperature  $\sim 2000^\circ\text{C}$ ); radi povećavanja elektroprovodnosti radnoj se supstanci mogu dodati pare alkalnih metala, čime se optimalne temperature snižavaju do  $\sim 1500^\circ\text{C}$ .



Sl. 10. Shema kanala MHD-generatora

**Plazmeni motori.** To su reaktivni motori, zasad samo idejno rešeni, u kojima kao radna supstanca služi plazma. Primenjivace se u veštačkim satelitima i međuplanetarnim kosmičkim brodovima, a kao izvore energije će koristiti solarne baterije



Sl. 11. Jonski motor sa parama cezijuma. *a* shema motora, *b* shema izvora jonskog snopa

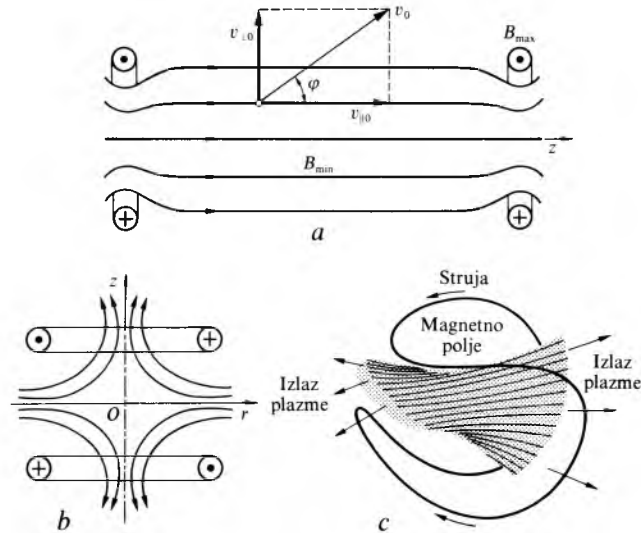
(za snage do 1 kW) ili nuklearne reaktore (za veće snage). U tim se motorima potrebna potisna sila postiže uz mnogo manji rashod radne supstance nego u toplinom (hemijskim) reaktivnim motorima. To se vidi iz opšte formule za potisnu silu  $F = \dot{m}u$  ( $\dot{m}$  je masa radne supstance rashodovana u jedinici vremena,  $u$  je brzina njena isticanja), jer se pri izbacivanju radne supstance u obliku plazme, mehanizmima specifičnim za taj oblik supstance, može veličina  $u$  povećati do više od 100 km/s (prema najviše nekoliko km/s u hemijskim reaktivnim motorima) i time smanjiti  $\dot{m}$ . Tehničke mogućnosti primene tih motora istražuju se u nekoliko smerova: jonski motori, plazmeni elektroreaktivni motori, koaksijalni sistemi bez magnetnog polja, koaksijalni sistemi s magnetnim poljem (tzv. Hallovi motori), bezelektrodni motori. Sl. 11 prikazuje principijelnu shemu jonskog motora. U njoj treba obratiti pažnju na raspored potencijala. Da se elektroni ne bi zahvatili u čvorovima jonskog izvora, koji su na pozitivnom potencijalu  $\varphi_1$ , potencijal neutralizatora  $\varphi_3$  mora biti viši od potencijala  $\varphi_2$  elektrode za ubravanje.

**Kontrolisana termonuklearna fuzija.** Reakcije nuklearne fuzije ili sinteze, stapanje vrlo lakih atomskih jezgara u teža, sa čvršće vezanim nukleonima, praćene su oslobađanjem energije. Proces fuzije čovek danas ume izazvati (vodonična bomba), ali ne i korisno upotrebiti na kontrolisani način. Od mnogobrojnih poznatih fuzionih reakcija kao najperspektivnija za kontrolisanu generaciju energije danas se smatra tzv. D-D reakcija, koja se zbiva u neelastičnom sudaru dvaju deuterona i odvija po dva jednako verovatna kanala,  $D(d,n)He^3 + 3,27 \text{ MeV}$  i  $D(d,p)H^3 + 4,05 \text{ MeV}$ . Kad bi se takva reakcija mogla ostvariti, tada bi se od 1 L okeanske vode, s približno 0,2 mL teške vode, čije izdvajanje nije ni teško ni preterano skupo, mogao dobiti energetski prinos ekvivalentan 300 L benzina. Zbog elektrostatičkog odbijanja ogoljenih atomskih jezgara, dva deuterona se u sudaru mogu približiti na međusobno rastojanje reda veličine  $10^{-15} \text{ m}$ , kada počinju delovati privlačne nuklearne sile (velikog intenziteta, ali izuzetno kratkog dometa), i kada se kao ishod sudara može očekivati njihova fuzija, tek ako imaju energiju reda veličine nekoliko desetina keV. Ta im se energija može predati na energetski isplativ način samo u deuterijumovoj visokotemperaturnoj plazmi ( $T \geq 10^8 \text{ K}$ ), jer je tada savladavanje Coulombove barijere omogućeno zahvaljujući energiji toplotnog kretanja čestica. U takvoj se realizaciji fuzionih reakcija označava kao termonuklearna; termonuklearne fuzione reakcije (ali ne D-D) zbivaju se u unutrašnjosti zvezda i izvor su njihove energije. Zemaljski fizički uslovi su bitno drukčiji od onih u zvezdama, te je ostvarivanje kontrolisane (neeksplozivne) termonuklearne reakcije na Zemlji (tzv. veštačko sunce) izuzetno težak problem, ali i vrlo primamljiv zbog perspektiva koje se nude njegovim rešenjem. Dva su bitna aspekta tog problema koja ni do danas nisu definitivno rešena: zagrevanje plazme do termonuklearnih temperatura i njeno održavanje u zapremini razumnih dimenzija (bez zidova, jer se praktično svi materijali tope iznad 3500 K, a ovde je reč o temperaturama iznad  $10^8 \text{ K}$ ), tj. postizanje da gromuljica ili oblaci visokotemperaturne plazme praktično lebdi u vakuumu bez znatnijeg rasplinjavanja, i to u toku dovoljno dugog vremena održavanja da bi dovoljan broj jezgara deuterijuma učestvovao u fuzionih reakcijama. Ocena energetskog bilansa (utroška i dobitaka) fuzione reakcije u deuterijumovoj plazmi sa  $T = 2 \cdot 10^8 \text{ K}$  pokazuje da je on pozitivan samo ako koncentracija plazme  $n$  i vreme održavanja  $\tau$  zadovoljavaju Lawsonov kriterijum,  $n\tau \geq \geq 10^{20} \text{ m}^{-3}\text{s}$ .

U današnje vreme se jasno ocrtavaju dva osnovna smera ispitivanja mogućnosti realizovanja kontrolisane fuzije u laboratorijskim uslovima, magnetno i inerciono održavanje plazme.

Kod *magnetnog održavanja*, u principu, koristi se okolnost da magnetno polje sputava kretanje naelektrisanih čestica u smeru normalnom na magnetne linije sile, primoravajući ih na ciklotronsku rotaciju. Veruje se, stoga, da se podesnim izborom geometrije magnetnog polja naelektrisane čestice mogu zahvatiti, tj. prisiliti da ostanu konfinirane unutar ograničene zapremine (sl. 12 i 13). Magnetna polja s takvim svojstvima slikovito se nazivaju *magnetnim klopama*. Neke najjednostavnije magnetne klopke prikazane su na sl. 12. Funkcionisanje klopki zasniva

se na rezultatima analize kretanja jedne naelektrisane čestice u nehomogenom magnetnom polju pod uslovom da su linearne dimenzije nehomogenosti mnogo veće od Larmorova radijusa čestice, datog jednačinom (19). Prema tim rezultatima, veličine  $v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2$  i  $v_{\perp}^2/B$  moraju ostati invarijantne i toku kretanja ( $v_{\parallel}$  i  $v_{\perp}$  su komponente brzine kretanja čestice, paralelno magnetnoj liniji sile, odnosno normalno na nju). Na sl. 12a je klopka s magnetnim ogledalima, poznata i pod nazivom magnetna boca. Najjednostavnije se realizuje pomoću dvaju jednakih kružnih provodnika kroz koje teku struje u istom smeru.

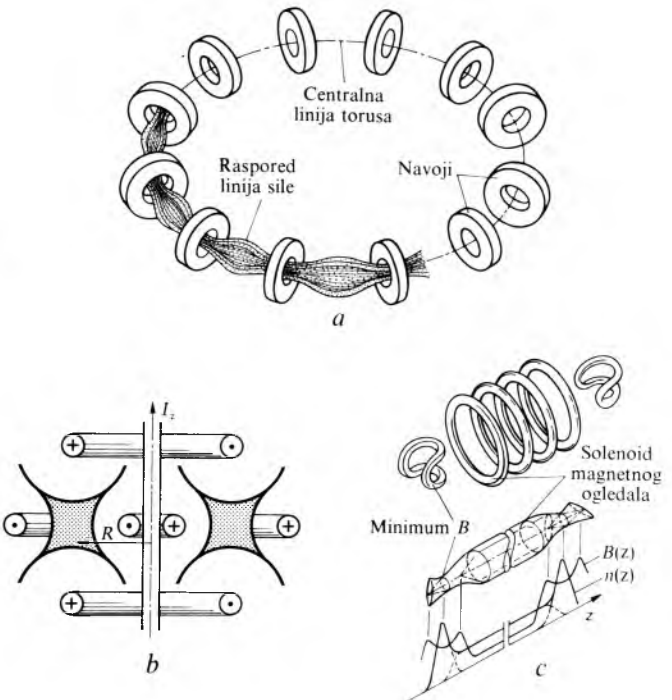


Sl. 12. Jednostavne magnetne klopke za plazmu. a klopka sa magnetnim ogledalima, b klopka sa poljem magnetnog kvadrupola, c klopka sa minimumom  $B$

Oblasti polja u blizini  $B = B_{max}$  jesu magnetna ogledala (magnetni zapušači). Približavajući se oblasti ogledala, uz sve bržu ciklotronsku rotaciju oko vodeće magnetne linije sile, čestica povećava  $v$  i smanjuje  $v_{\parallel}$ , što pod određenim uslovima može zaustaviti njeno kretanje duž linije sile i dovesti do njena reflektovanja nazad u klopku. Čestica se zatim kreće ka drugom ogledalu, reflektuje se od njega i tako ostaje zahvaćena. Uslov je zahvatanja da u oblasti  $B = B_{min}$  pravac kretanja čestice bude takav da je  $\sin \varphi \geq \sqrt{B_{min}/B_{max}}$ . Čestice koje se kreću tako da je ugao  $\varphi$  manji od ove kritične vrednosti napuštaju klopku jer ogledalo nije u stanju da ih reflektuje. Pravci kretanja tih čestica obrazuju tzv. konus gubitaka. Takva klopka je istorijski prvi pokušaj održavanja plazme magnetnim poljem. Plazma se u njoj vrlo brzo razarala nestabilnostima, među kojima su najvažnije žlebasta (koja spada u tzv. hidrodinamičke nestabilnosti) i konusna (koja pripada tzv. kinetičkim nestabilnostima i uslovljena je okolnošću da zbog sudara stalno nove čestice dospevaju u konus gubitaka). Na sl. 12b je klopka s poljem magnetnog kvadrupola. Polje s takvom geometrijom dobija se kad se kroz navojke, razmatrane u prethodnom slučaju, struje propuste u suprotnim smerovima. Budući da je granična površina plazme sad svugde konkavna sa strane plazme (ispunjava centralni deo oko tačke  $O$ ), eliminisane su hidrodinamičke nestabilnosti jer je zadovoljen tzv. Berkowitz-Grad-Rubinov kriterijum. Kinetičke nestabilnosti kod ove klopke ostaju i plazma izlazi ne samo duž ose navojaka, kao u klopki s magnetnim ogledalima već i kroz ekvatorijalnu ravan, tzv. magnetnu pukotinu. Za razvijanje kinetičkih nestabilnosti posebno je nepovoljno da je magnetno polje u tački  $O$  jednako nuli, tako da čestice koje u nju dospevaju prekidaju ciklotronsku rotaciju i pravolinijski izlaze kroz pukotinu iz klopke, čime se plazma brzo razara. Na sl. 12c je tzv. klopka s minimumom  $B$ . Provodnik koji stvara magnetno polje klopke ima oblik spojne linije na teniskoj lopti. Polje u centru klopke nije nula, čime je otklonjen nedostatak klopke prema sl. 12b, a granična površina između plazme i magnetnog polja zadovoljava kriterijum BGR (hidrodinamička stabilnost). Isticanje plazme usled razvoja kinetičkih

nestabilnosti ipak nije potpuno eliminisano. Zbog činjenice da u svim tim klopkaama plazma može da izlazi van, one se zovu otvorene klopke.

Neke savremenije, složenije magnetne klopke prikazane su na sl. 13. Valoviti torus, uređaj koji je postavila NASA u Clevelandu, SAD (sl. 13a), sastoji se od niza magnetnih ogledala na sl. 12a u toroidalnoj konfiguraciji. Uređaj Tormak, koji se nalazi u Los Alamosu, SAD (sl. 13b), svojevrsna je kombinacija magnetnih ogledala na sl. 12a i magnetnog polja pravolinijskog aksijalnog provodnika. Uređaj Tandem mirror (sl. 13c) takva je kombinacija magnetnih polja u kojoj plazma koja izlazi iz magnetnog ogledala (sl. 12a) ulazi u klopku s minimumom  $B$  (sl. 12c). Na slici 13c je prikazan oblik granične površine plazme i varijacija intenziteta  $B$  duž ose uređaja, kao i očekivane koncentracije plazme.



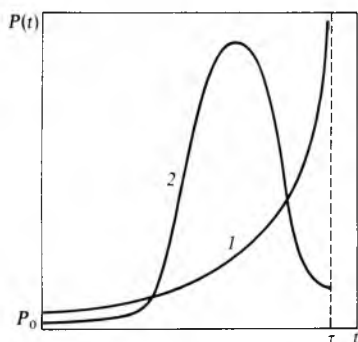
Sl. 13. Složenije magnetne klopke. a valoviti torus, b Tormak, c Tandem mirror

Mnoge dosad isprobane klopke, međutim, pokazale su se kao nedovoljne; one se uglavnom konstruišu na osnovu proračuna karakteristika kretanja jedne čestice, a fizički uslovi u njima se bitno menjaju unošenjem plazme, dakle skupine od veoma mnogo naelektrisanih čestica; ovo unošenje je često takođe zametan tehnički problem. Zbog međučestičnih interakcija uvek se javljaju različite nestabilnosti koje brzo (obično za nekoliko mikrosekundi) razaraju plazmu, ne dajući dovoljno vremena ni za njeno zagrevanje do potrebne temperature, a kamoli za fuziju u energetski zadovoljavajućem opsegu. Nestabilnosti mogu biti hidrodinamičke ili kinetičke. Hidrodinamičke nestabilnosti nastaju u principu zbog toga što plazma i okolno magnetno polje teže da izmene mesta, jer tako ceo sistem postaje stabilniji, ali se time plazma potiskuje ka zidovima uređaja gde se hladi i gubi. Kinetičke nestabilnosti nastaju usled toga što, zbog svog geometrijskog oblika, polje ne zahvata sve čestice, već samo neke, dok ostale mogu, zahvaljujući svojim kinetičkim karakteristikama napustiti oblast održavanja. Međučestičnim sudarima zahvaćene se čestice stalno prebacuju u grupu slobodnih i izlaze iz uređaja. Razlika između kinetičkih i hidrodinamičkih nestabilnosti je u tome što u prvom slučaju klopku napuštaju pojedinačne čestice, a u drugom plazma kao celina, ali je krajnji ishod isti. Stoga je borba s nestabilnostima (bar s najbržima) važan moment u pokušajima realizovanja fuzije s magnetnim održavanjem. Zagrevanje plazme do termonuklearnih temperatura takođe je veliki problem i on se ovde rešava odvojeno od problema održavanja (omsko zagrevanje, udarni talasi,

pinč-efekt, magnetna kompresija, jonociklotronska i jonoakustička nestabilnost, relativistički snopovi, radiofrekventno i lasersko grejanje, itd.). Kao najperspektivniji uređaji za magnetno održavanje danas se smatraju *stelerator* i *tokamak*; to su toroidalni uređaji s magnetnim poljima koja imaju tzv. rotacionu transformaciju, a međusobno se razlikuju po tome što je u prvom magnetno polje generirano spoljnim strujama, kroz navojke izvan torusa, dok u drugom važnu ulogu u ovome imaju struje plazme. Na sl. 14 je shematski prikaz specifičnosti magnetnog polja s rotacionom transformacijom, u najjednostavnijem slučaju toroidalnog oblika uređaja. Ako se u nekom preseku torusa normalnom na osu uoči bilo koja tačka  $P_0$  i magnetna linija sile koja kroz nju prolazi, ta se linija u polju s rotacionom transformacijom ne zatvara, već posle obilaska oko torusa prolazi kroz tačku  $P_1$ , a zatim, posle još jednog obilaska, kroz  $P_2$ , itd. Izuzetak čini tzv. magnetna osa (tačka  $O$ ) koja se ne mora poklapati s geometrijskom osom torusa. Magnetno polje ima svojstvo rotacione transformacije ako su za svaku magnetnu liniju sile (izuzev magnetne ose) uglovi  $P_0OP_1$ ,  $P_1OP_2$ , itd. međusobno jednaki. Ako bi taj ugao bio jednak  $2\pi p$ , gde je  $p$  racionalan broj, magnetna linija sile bi se posle određenog konačnog broja obilaska oko torusa zatvorila sama u sebe. U protivnom, svaka linija obrazuje magnetnu površinu, i upravo takva polja se koriste u steleratoru i tokamaku. Da bi plazma zahvaćena u uređaju bila stabilna, konstrukcija magnetnog polja treba da obezbedi porast ugla rotacione transformacije s udaljenjem od magnetne ose.



Sl. 14. Magnetno polje sa rotacionom transformacijom



Sl. 15. Nickolovov teorijski profil laserskog impulsa (1) i tipičan oblik impulsa postojećeg gasnog lasera (2), oba približno jednako trajanja od oko 10 ns

Pri *inercionom održavanju* plazme kristalici se deuterijumova leda (dimenzija nekoliko desetaka mikrona) sa svih strana ravnomerno impulсно obasjavaju laserskim snopovima velike snage (u prvom od uređaja SHIVA, iz 1977, primenjeno je 20 lasera s neodimskim staklom ukupne snage  $2 \cdot 10^{13}$  W i trajanjem impulsa manjim od 1 ns). Takvim postupkom se veoma brzo formira oblačić visokotemperaturne guste deuterijumove plazme (koncentracija približno jednaka onoj u kristalu, tj. reda veličine  $10^{28}$  m<sup>-3</sup>); širenje tog oblačića kontrolišu sile inercije ( $F_{in} = -m\dot{v}$ ), te njegovo rasplinjavanje ide srazmerno sporo (pri navedenim gustinama Lawsonov kriterijum je zadovoljen već s vremenima održavanja od nekoliko nanosekundi, tj. pre nego što dimenzije oblačića dostignu nekoliko milimetara). Iako u svetu već radi više uređaja ove vrste, oni još nisu ekonomski isplativi, prvenstveno zbog malog stepena korisnog dejstva lasera (manje od 0,1% za laser s neodimskim staklom) i zbog nedo-

voljno delotvorne apsorpcije laserskog zračenja u čvrstoj meti. Perspektive termonuklearne fuzije s inercionim održavanjem plazme vezane su za razvoj novog tipa lasera (koji je već dobio naziv Brand-X), kojemu bi stepen korisnog dejstva morao biti ~10%. On bi morao biti gasni, da se ne bi neprestano moralo voditi računa o optičkom probiju aktivne sredine, i emitovati na što kraćoj talasnoj dužini. Nadalje, zbog specifičnosti procesa apsorpcije zračenja velike snage u čvrstoj meti, morao bi imati impuls sa tzv. Nickolovskim profilom:

$$P(t) = P_0(1 - t/\tau)^{-2},$$

gde je  $P_0 \approx 10^{12}$  W,  $\tau \approx 10^{-8}$  s, a  $P(t)$  je snaga emitovana u momentu  $t$  računatom od početka impulsa. U dosadašnjim gasnim laserima s impulsnim režimom rada profil impulsa je bitno drukčiji (sl. 15). Postoje i pokušaji da se inerciono konfiniranje plazme ostvari zamenjujući lasere jakostrujnim snopovima brzih elektrona.

**Primene plazme čvrstog tela.** Kvantno degenerisana plazma, posebno u poluprovodnicima, takođe se široko koristi. Poluprovodničke diode i tranzistori, s mnogobrojnim i raznovrsnim primenama u elektronici, kompjutorskoj tehnici, automatici i telekomunikacijama, predstavljaju dobro i opšte poznate primere (v. *Elektronika, sastavni dijelovi*, TE 4, str. 471). Poluprovodnički laseri (v. *Laser*, TE 7, str. 474), u kojima se inverzna populacija dobija na vrlo jednostavan način, korišćenjem poluprovodničkih dioda sa p-n spojem pri jakoj degeneraciji i oblasti p i n (jako legiranje), spadaju u energetske najdelotvornije lasere. Veoma su podesni za mnoge primene, između ostalog za optičku telekomunikaciju, zahvaljujući jednostavnosti metoda pumpanja (dovoljan je izvor napona 1,5 V koji daje struju od 10...100 mA) i lakoći modulacije izlaznog zračenja moduliranjem injezione struje.

LIT.: S. Glasstone, R. H. Lovberg, *Controlled Thermonuclear Reactions*. D. Van Nostrand Co., Princeton 1961. — J. A. Shercliff, *A Textbook of Magnetohydrodynamics*. Pergamon Press, Oxford 1965. — G. Schmidt, *Physics of High Temperature Plasmas*. Academic Press, New York 1966. — B. T. Гинзбург, А. А. Рухадзе, *Волны в магнитоактивной плазме*. Наука, Москва 1970. — H. R. Griem and R. H. Lovberg, ed., *Methods of Experimental Physics*, Vol. 9 (parts A and B). Academic Press, New York 1970. — N. A. Krall, A. W. Trivelpiece, *Principles of Plasma Physics*. McGraw-Hill Book Co., New York 1973. — Д. Г. Ломинадзе, *Циклотронные волны в плазме*. Мецниереба, Тбилиси 1975. — С. Ю. Лукьянов, *Горячая плазма и управляемый синтез*. Наука, Москва 1975. — O. Svelto, *Principles of Lasers*. Plenum Press, New York 1976. — M. O. Hagler, M. Kristiansen, *An Introduction to Controlled Thermonuclear Fusion*. D. C. Heath and Co., Lexington, Mass. 1977. — Ю. К. Пожела, *Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках*. Наука, Москва 1977. — А. Ф. Александров, Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе, *Основы электродинамики плазмы*. Высшая школа, Москва 1978.

B. Milić

**PLEMENITI PLINOVI**, grupa kemijskih elemenata koju sastavljaju helij (He), neon (Ne), argon (Ar), kripton (Kr), ksenon (Xe) i radon (Rn). U periodskom sastavu zauzimaju nultu grupu, koja se nalazi između najelektronegativnijih elemenata, halogenih, i najelektropozitivnijih elemenata, alkalijskih metala. Zbog toga se smatralo da su plemeniti plinovi kemijski inertni, pa su se u prošlosti nazivali inertnim plinovima, a ponekad i rijetkim plinovima. Iako su kripton, ksenon i radon razmjerno rijetki, oni nisu inertni, jer, kako je poznato, stvaraju cijeli niz pravih kemijskih spojeva. Nasuprot tome, helij i argon stvarno su kemijski inertni, ali nisu rijetki i proizvode se u velikim količinama. Njihova je upotreba u prvom redu vezana uz kemijsku inertnost, pa se upotrebljavaju prije svega za stvaranje zaštitne atmosfere, npr. prilikom zavarivanja, u električnim žaruljama, zatim u tehnici niskih temperatura, a helij zbog svoje male gustoće i kao plin za punjenje meteoroloških balona i slično.

Plemeniti plinovi bili su otkriveni tek zadnjih deset godina XIX stoljeća. Godine 1890. J. W. S. Rayleigh ustanovio je da je gustoća plina koji je dobio iz zraka i smatrao čistim dušikom veća od gustoće dušika dobivenog iz dušikovih spojeva. J. W. S. Rayleigh i W. Ramsay objavili su 1894. otkriće