

Merjenje elektronske temperature v plazmi

1 Uvod

V fiziki in kemiji se je pojem plazma uveljavil kot četrto agregatno stanje snovi. Plazma je ioniziran plin, v katerem je znaten delež molekul plina izgubil vsaj en elektron. Odkrita je bila leta 1879 (Sir William Crookes), ime pa je dobila leta 1928, ko je Irvinga Langmuira navdušila njena »podobnost« s krvno plazmo. Večina vesolja je v obliki plazme. To velja tako za zvezde kot tudi medzvezdni prostor. Na Zemlji jo najdemo npr. v ionosferi, ob strelah in v plamenih pri gorenju. Umetni izvori plazme so npr. fluorescentne svetilke, raketni izpuhi in varilniki.

Če damo razredčen plin v primerno električno polje, posamezni prosti elektroni (nekaj jih je vedno prisotnih) pridobijo toliko kinetične energije, da pri trku z nevtralnimi molekulami ali atomi le-te ionizirajo. Verjetnost za ionizacijo je torej sorazmerna številu elektronov. To pomeni, da število elektronov s časom sprva eksponentno narašča. Hkrati prihaja do nasprotnega procesa od ionizacije, ki mu rečemo rekombinacija. Ta je sorazmerna s številom elektronov kot tudi ionov. Ker je ionov toliko kot elektronov, je proces rekombinacije sorazmeren s kvadratom števila elektronov. Sledi, da ionizacija narašča, dokler se ne uravnoteži z rekombinacijo.

Pri tem velja poudariti, da plinske molekule ionizirajo predvsem elektroni. Težki ioni namreč v enakem času pridobijo bistveno manj kinetične energije kot hitri elektroni. Obenem pa zaradi večje mase ne morejo predati elektronom nevtralnih molekul dovolj energije, da bi molekule ionizirali (energijska izmenjava pri trku je najuspešnejša, če sta masi delcev približno enaki). Poleg tega zanemarimo vpliv fotonov, ki jih sevajo vzbujeni atomi.

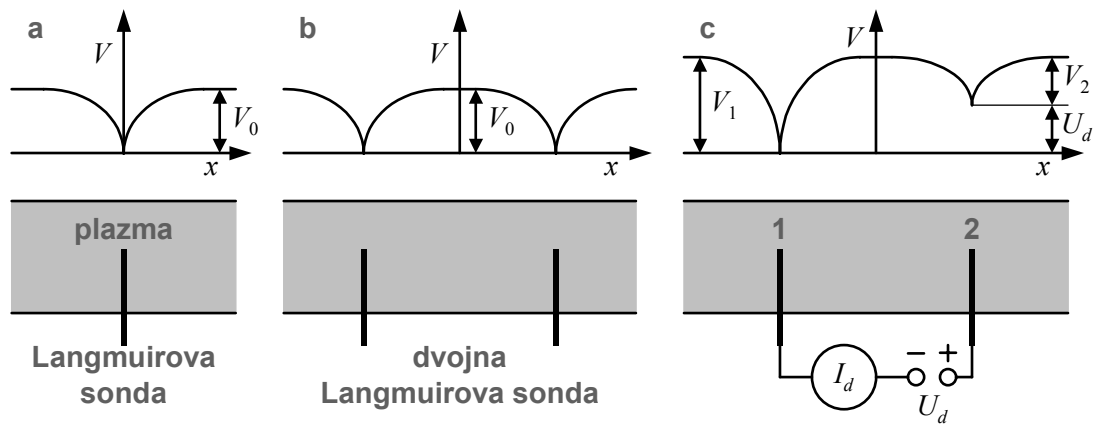
Gostota plazme (elektronov in ionov) je odvisna od vrste plina, njegovega tlaka (gostote), jakosti električnega polja, velikosti cevi, v kateri je plin, kot tudi od snovi, iz katere je izdelana cev. Električno polje lahko ustvarimo z dvema elektrodama, med katerima je enosmerna napetost, ali pa damo cev v visokofrekvenčno električno polje, kot je to narejeno v našem primeru. Elektroni v takem polju nihajo, pri tem zadevajo v atome zraka in jih ionizirajo.

1.1 Langmuirova sonda

S pomočjo Langmuirove sonde lahko določimo fizikalne lastnosti plazme, kot so temperatura elektronov, njihova gostota in električni potencial plazme. Ime je dobila po zgoraj omenjenemu Irvingu Langmuiru, ki je leta 1932 prejel Nobelovo nagrado za kemijo. Le-to si je prislužil z delom na področju kemije površin, ki pa je bilo tesno povezano z njegovimi predhodnimi raziskavami plazme in visokega vakuumu.

Za stacionarno plazmo velja, da hitrostne porazdelitve nevtralnih molekul, ionov in elektronov zadoščajo maxwellskim porazdelitvam z ustreznimi temperaturami. Zaradi močne interakcije med nevtralnimi molekulami in ioni, predpostavimo, da sta temperaturi nevtralnih molekul in ionov približno enaki. Ker pa je interakcija med elektroni in ioni šibko, se temperatura elektronov T_e lahko bistveno loči od temperature ionov T_i . Temperature posameznih komponent lahko določimo iz meritev sevanja ali pa z direktnim posegom v plazmo s pomočjo Langmuirovih sond. Posamezna sonda ni nič drugega kot kovinska žica, ki je vtaljena v stekleno ohišje cevi, v kateri je ioniziran plin.

Na sondo, ki sega v plazmo, naletavajo tako elektroni kot ioni. Ker imajo elektroni večjo hitrost, zadene sondo sprva več elektronov kot ionov. Kmalu postane sonda negativno



Slika 1. Potencial med plazmo in vanjo potopljeno a) Langmuirovo sondo in b) dvojno Langmuirovo sondo. c) Osnovno vezje, ki ga uporabimo pri merjenju delovnega toka I_d v odvisnosti od napetosti U_d med sondama. Prav tako je prikazan potek potenciala med plazmo in sondama v primeru, ko je med sondama napetost U_d .

naelektrena in tako potencialno prepreko lahko premagujejo le hitri elektroni. V stacionarnem stanju je tok teh elektronov I_e ravno enak toku ionov I_p . Pri tem smo z I_e označili absolutno vrednost toka elektronov. Kvalitativen potek električnega potenciala v ravnini skozi os sonde prikazuje slika 1.a. Potencialna razlika med plazmo in sondo V_0 je tem višja, čim večja je razlika med temperaturo elektronov T_e in temperaturo ionov T_i .

Določevanje temperature elektronov v plazmi sloni na meritvi odvisnosti toka elektronov od potencialne razlike med plazmo in sondo. Če na nek način potencialno razliko povečamo, lahko tok elektronov zmanjšamo in obratno. S tem porušimo ravnovesje med tokom elektronov in ionov na sondo in je tako $I_p - I_e \neq 0$. Omenjeno manipulacijo najlažje dosežemo s pomočjo dvojne Langmuirove sonde. Če sta sondi enaki, je za obe V_0 enak, kot je to razvidno iz slike 1.b.

1.2 Dvojna Langmuirova sonda

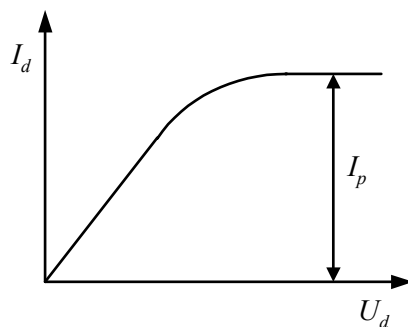
V tem primeru sta sondi med seboj povezani preko vira napetosti U_d in občutljivega merilnika toka kot je to prikazano na sliki 1.c. Če je $U_d = 0$, sledi, da skozi merilnik ne teče tok, saj velja za obe sondi $I_{p1} - I_{e1} = I_{p2} - I_{e2} = 0$. Ko napetost na sondi 1 znižamo glede na sondo 2 za vrednost U_d , se tok I_{e1} zmanjša, saj se potencialna prepreka ob tej sondi poveča (glej sliko 1.c). Ob tem zanemarimo vpliv znižanega potenciala na pozitivne ione. Tako velja $I_{p1} - I_{e1} > 0$. Nasprotno se potencialna prepreka za elektrone na sondi 2 zmanjša in tako elektronski tok poveča, torej je $I_{p2} - I_{e2} < 0$. Posledično med obema sondama steče delovni tok I_d . To je tok pozitivnih nabojev od pozitivnega k negativnemu polu delovne napetosti U_d . Na sondi 1 tako velja

$$I_{p1} - I_{e1} - I_d = 0, \quad (1)$$

na sondi 2 pa

$$I_{p2} - I_{e2} + I_d = 0. \quad (2)$$

Če potencialno razliko med obema sondama še povečamo, pridemo v območje nasičenja, ko je $I_{e1} = 0$ in $I_d = I_{p1}$. Kvalitativni potek delovnega toka I_d v odvisnosti od napetosti U_d med sondama je prikazan na sliki 2.



Slika 2. Kvalitativni potek odvisnosti delovnega toka I_d v odvisnosti od napetosti U_d med sondama potopljenima v plazmo.

2 Opis eksperimenta

Ker pri našem eksperimentu za merjenje temperature elektronov uporabljamo dvojno Langmuirovo sondo, izpeljimo še kvantitativni potek delovnega toka I_d v odvisnosti od U_d . Tok elektronov skozi potencialni skok V podaja izraz

$$I_e = Aj_0 \exp\left(-\frac{eV}{k_B T_e}\right), \quad (3)$$

kjer je A površina sonde in j_0 gostota toka elektronov. Pri tem imata naboj e in potencial V pozitivno vrednost (nasploh so pri vseh nadaljnjih izrazih vrednosti tokov in potencialov pozitivne). Zgornji izraz velja za elektrone z maxwellsko hitrostno porazdelitvijo in je izpeljan v okviru kinetične teorije plinov. Pri nadaljnji obravnavi predpostavimo, da je $I_p = I_{p1} = I_{p2}$ (to približno velja, če sta sondi enaki). Če seštejemo enačbi (1) in (2) ter upoštevamo $V_1 = V_2 + U_d$, dobimo

$$2I_p = I_{e1} + I_{e2} = Aj_0 \left[\exp\left(-\frac{eV_1}{k_B T_e}\right) + \exp\left(-\frac{eV_2}{k_B T_e}\right) \right] = I_{e1} \left[\exp\left(-\frac{eU_d}{k_B T_e}\right) + 1 \right]. \quad (4)$$

Podobno iz razlike enačb (2) in (1) sledi

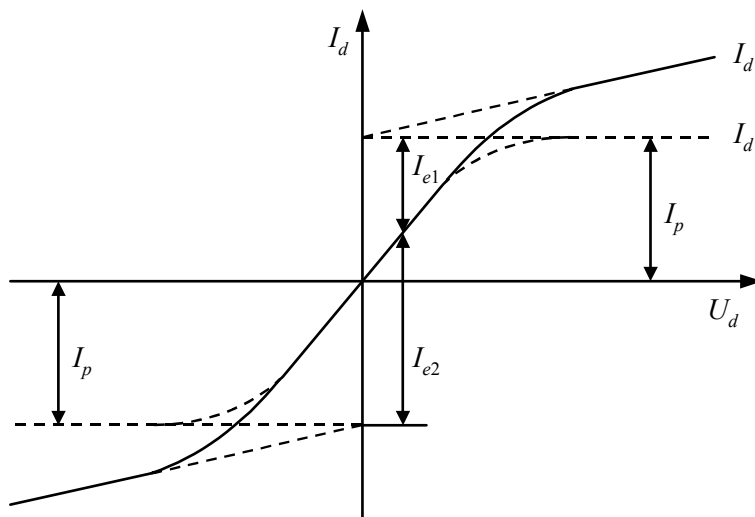
$$2I_d = I_{e2} - I_{e1} = Aj_0 \left[\exp\left(-\frac{eV_2}{k_B T_e}\right) - \exp\left(-\frac{eV_1}{k_B T_e}\right) \right] = I_{e1} \left[\exp\left(-\frac{eU_d}{k_B T_e}\right) - 1 \right]. \quad (5)$$

Razmerje I_d/I_p določa potek delovnega toka I_d v odvisnosti od napetosti U_d

$$\frac{I_d}{I_p} = \text{th}\left(\frac{eU_d}{2k_B T_e}\right). \quad (6)$$

Dobljeni rezultat je za pozitivne vrednosti napetosti U_d v skladu s krivuljo prikazano na sliki 2. Za negativne vrednosti napetosti U_d je krivulja $I_d(U_d)$ simetrična glede na koordinatno izhodišče.

Izmerjena odvisnost $I_d(U_d)$ se od zveze (6) razlikuje po tem, da v področju nasičenja tok I_d z napetostjo U_d sicer počasi, vendar opazno narašča, kot je to prikazano na sliki 3. Naraščanje je posledica spreminjanja toka ionov I_p z napetostjo U_d , kar smo v zgornji izpeljavi zanemarili. Ker je zveza med I_p in U_d skoraj linearna, lahko zapišemo $I_p = \alpha U_d$ in dobimo popravek k zgornji zvezi (6)



Slika 3. Izmerjena odvisnost delovnega toka I_d od napetosti U_d za dvojno Langmuirovo sondo. Če odštejemo linearni popravek αU_d , lahko s pomočjo zveze (8) določimo temperaturo elektronov T_e .

$$I_d = I_p \operatorname{th}\left(\frac{eU_d}{2k_B T_e}\right) + \alpha U_d. \quad (7)$$

Pri računanju temperature elektronov je smiselno najprej od izmerjene krivulje $I_d(U_d)$ odšteti prispevek αU_d . Iz tako dobljene krivulje $I_d'(U_d)$ nato zlahka v območju nasičenja odčitamo vrednost ionskega toka I_p . V zadnjem koraku temperaturo elektronov T_e določimo iz zveze

$$U_d = \frac{2k_B T_e}{e} \operatorname{arcth}\left(\frac{I_d'}{I_p}\right), \quad (8)$$

kjer je T_e naklon premice na grafu $\operatorname{arcth}(I_d'/I_p)$ v odvisnosti od $eU_d/2k_B$.

3 Naloge

- Izmeri odvisnost delovnega toka I_d od napetosti U_d med dvojno Langmuirovo sondo. To ponovi pri različnih vrednostih zračnega tlaka v plazmi.
- Izračunaj temperaturo elektronov T_e .

4 Navodila za izvedbo

Dovolj nizek zračni tlak v razelektritveni cevi dosežemo z rotacijsko črpalko. Spreminjamo ga tako, da preko dozirnega ventila spuščamo zrak v razelektritveno cev. Vrednost zračnega tlaka odčitamo s Piranijevim vakuummetrom. Za električno polje v razelektritveni cevi in s tem ionizacijo atomov zraka poskrbi visokofrekvenčni transformator. Da preprečimo izgube elektronov je smiselno, da je frekvenca polja tako visoka, da se smer gibanja elektronov spremeni, preden zadenejo ob steno razelektritvene cevi.

Pri nastavljeni vrednosti zračnega tlaka v korakih spreminjamo napetost U_d in izmerimo ustrezeni tok I_d . Pri vsaj eni vrednosti zračnega tlaka preverimo, če je krivulja $I_d(U_d)$ simetrična.

5 Vprašanja

- Kako je temperatura elektronov odvisna od zračnega tlaka v plazmi in zakaj?
- Pojasni, zakaj je temperatura elektronov mnogo višja od temperature ionov oziroma nevtralnih atomov zraka?
- Kvalitativno pojasni krajevno odvisnost potencialne razlike med plazmo in Langmuirovo sondo.

6 Literatura

- [1] *Encyclopedia of Physical Science and Technology*, Vol. 10. Academic Press Inc (1987).
- [2] W. Lochte-Holtgreven, ur. *Plasma Diagnostics*. North-Holland, Amsterdam (1968).
- [3] R. Kladnik. *Osnove fizike*, drugi del. DZS, Ljubljana (1977).
- [4] J. Strnad. *Fizika*, drugi del. DMFA, Ljubljana (1995).