

OSNOVNE ZNAČILNOSTI NIZKOTLAČNE ŠIBKOIONIZIRANE PLAZME

Miran Mozetič, Inštitut za tehnologijo površin in optoelektroniko, Teslova 30, 1000 Ljubljana, Slovenija, **Matija Drobnič**, Institut Jožef Stefan, Jamova 39, 1000 Ljubljana, Slovenija, **Andrej Pregelj**, Inštitut za elektroniko in vakuumsko tehniko, Teslova 30, 1000 Ljubljana, Slovenija

Basic characteristics of low pressure weakly ionized plasma

POVZETEK

Opisujemo osnovne značilnosti nizkotlačne šibkoionizirane plazme, ki se pogosto uporablja pri različnih obdelavah površin trdnih snovi. S preprostim fizikalnim razmislekom ocenimo vlogo elektronov, ionov in drugih težkih delcev v plazmi in razložimo, zakaj lahko v takšni plazmi v isti komori obstajajo delci z bistveno različnimi temperaturami.

ABSTRACT

Basic characteristics of low pressure weakly ionized plasma used for processing of solid surfaces are described. Simple physical considerations are applied to estimate the role the electrons, ions and other heavy particles play in plasma. The phenomenon of coexistence of particles with substantially different temperature in the same vessel is described.

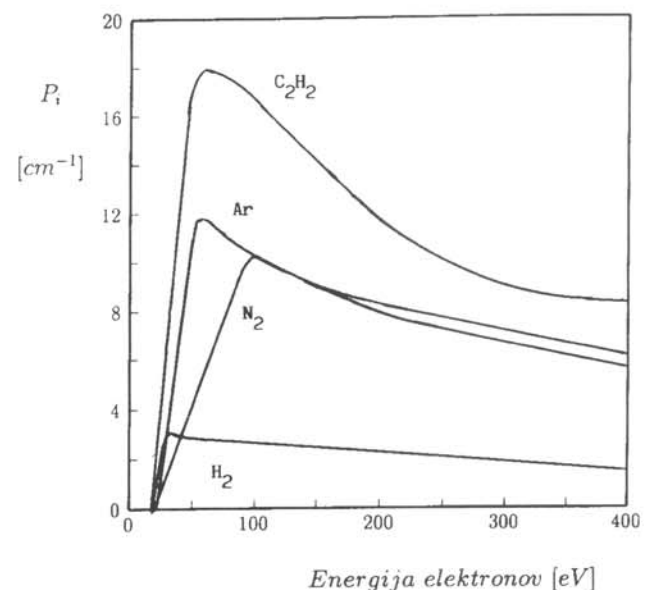
1 Uvod

Tehnološki razvoj v zadnjih desetletjih v veliki meri temelji na razvoju in široki uporabi dobro definiranih površin in kakovostnih tankih prevlek. Tovrstna priprava površin je nepogrešljiva v mnogih vejah industrije, kot so mikroelektronika, metalurgija, elektro in avtomobilska industrija. Med najpomembnejšimi tehnološkimi procesi omenimo različne vrste nanosov tankih plasti (npr. naprševanje, ionsko naparevanje, polimerizacija), jedkanje in sežiganje materialov, čiščenje kovinskih in nekovinskih predmetov in aktivacijo površin plastičnih materialov. Čeprav smo omenili zelo različne tehnologije, pri mnogih velja, da za doseg želenih učinkov uporabimo plazmo s podobnimi lastnostmi. V literaturi se je za tovrstno plazmo udomačil izraz nizkotlačna šibkoionizirana, pri čemer nizkotlačna navadno pomeni tlak plina med 0,1 in 100 Pa, šibkoionizirana pa gostoto elektronov med 10^{14} in 10^{18} m⁻³. V nadaljnjem besedilu bomo razložili osnovne značilnosti takšne plazme. Pri tem se bomo omejili na plazmo, ki jo generiramo v čistem plinu in brez prisotnosti magnetnega polja. Že sedaj poudarimo, da so karakteristike plazme v mešanicah plinov ali v magnetnem polju lahko popolnoma drugačne. Namesto dolgega izraza nizkotlačna šibkoionizirana plazma bomo v nadaljnjem besedilu uporabili kar izraz plazma.

2 Neravnovesno stanje plina

Nizkotlačna plazma je termodinamsko neravnovesno stanje plina, ki ga dobimo tako, da molekule obstreljujemo z elektroni. Če je kinetična energija elektronov dovolj velika, lahko pride pri neprožnem trku z nev-tralno molekulo do vzbuditve, disociacije ali ionizacije le-te. Pri dvo- ali večatomnih molekulah lahko vzbujamo rotacijska, vibracijska in enoelektronska stanja. V grobem lahko rotacijo opišemo s kroženjem

atomov v molekuli, vibracijo z nihanjem atomov v molekuli, enoelektronska stanja pa s preskokom elektrona iz zasedene v višjo nezasedeno podlupino v atomu. Verjetnost za določeno reakcijo je odvisna od kinetične energije elektronov. Kinetična energija elektrona mora biti vsaj enaka pragu za določeno reakcijo. Najnižji je energijski prag za vzbujanje rotacijskih stanj - reda 0,01 eV. Sledijo vibracijska stanja, za njihovo vzbujanje je potrebno dovesti molekuli energijo reda 0,1 eV. Za vzbujanje enoelektronskih stanj je potrebno dovesti atomu ali molekuli energijo več eV, kar je tudi značilna disociacijska energija molekule. Za ionizacijo molekule potrebujemo energijo reda 10 eV, za dvojno ionizacijo pa še več. Za vse naštetje reakcije velja, da pri majhni energiji elektrona verjetnost za reakcijo narašča, doseže maksimum, pri veliki pa pada. Verjetnost za ionizacijo različnih plinov v odvisnosti od kinetične energije elektrona je prikazana na sliki 1, na sliki 2 pa prikazujemo verjetnost za vzbujanje molekule vodika v vibracijska stanja. Pri nekaterih reakcijah je verjetnost za neprožni trk preprosta funkcija energije vpadnih elektronov (slika 1 in 2), pri nekaterih drugih, neprožnih trkih pa lahko opazimo izrazite vrhove verjetnosti pri določenih elektronskih energijah, kar je znamenje, da gre za resonančni pojav. V primeru disociacije vibracijsko vzbujenih molekul vodika, npr. nastane vmesni delec H₂⁺, ki je sicer kratkoživ, povzroči pa izrazit vrh v sipalnem preseku [3]. Največja verjetnost za reakcijo je odvisna od vrste neprožnega trka. Celotna verjetnost za vse vrste neprožnih trkov je v splošnem zapletena funkcija energije, pogosto pa velja, da je največja pri energiji elektrona med 10 in 100 eV.



Slika 1: Verjetnost za ionizacijo (P_i) za različne pline pri tlaku 132 Pa in temperaturi 0°C [1]

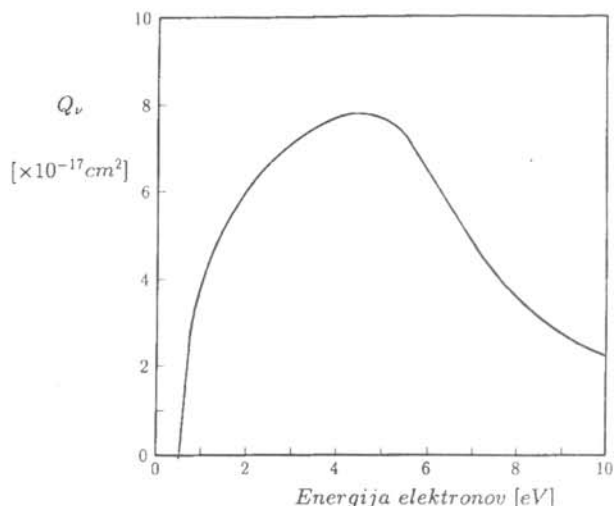
Pri neprožnih trkih elektronov z molekulami torej pridobimo različne delce. V tabeli 1 so navedeni najpogostejši delci, ki jih pridobimo v vodikovi, kisikovi, dušikovi in argonski plazmi.

Tabela 1: Delci v plazmah

Vrsta delca	vodikova plazma	kisikova plazma	dušikova plazma	argonska plazma
molekula v osnovnem stanju	H ₂	O ₂	N ₂	
pozitivno nabita molekula	H ₂ ⁺	O ₂ ⁺	N ₂ ⁺	
negativno nabita molekula	H ₂ ⁻	O ₂ ⁻	N ₂ ⁻	
enoelektronsko vzbujena molekula	H ₂ [*]	O ₂ [*]	N ₂ [*]	
rot. vibracijsko vzbujena molekula	^v H ₂	^v O ₂	^v N ₂	
atom v osnovnem stanju	H	O	N	Ar
pozitivno nabit atom	H ⁺	O ⁺	N ⁺	Ar ⁺
dvakrat nabit atom		O ²⁺	N ²⁺	Ar ²⁺
negativno nabit atom	H ⁻	O ⁻	N ⁻	Ar ⁻
vzbujen atom	H [*]	O [*]	N [*]	Ar [*]
ozon v osnovnem stanju		O ₃		
ozon v vzbujenem stanju		^v O ₃		
prosti elektron	e ⁻	e ⁻	e ⁺	e ⁺

Kolikšna je gostota različnih delcev v plazmi, ni odvisno le od verjetnosti za njihov nastanek, ampak tudi od verjetnosti za relaksacijo. Vzbujena stanja molekul in atomov se navadno relaksirajo z električnim dipolnim sevanjem. Atom ali molekula preide v nižje vzbujeno stanje ali osnovno stanje tako, da izseva svetlobni kvant. Karakteristična obstojnost enoelektronskih stanj je reda 10⁻⁶ s, tako da ta stanja razpadejo že kmalu po nastanku /4/. Izjema so metastabilna vzbujena stanja, kjer mora atom za relaksacijo počakati na trk z drugim delcem ali s steno razelektrivene komore.

Atomi, ki so v termodinamskem ravnovesnem plinu pri sobni temperaturi vezani v molekule, se rekombinirajo v plinu ali na površini razelektrivene komore. Zaradi



Slika 2: Sipalni preseki (Q_v) za vzbujanje vibracijskih stanj molekul vodika /2/

zakona o ohranitvi energije in gibalne količine je rekombinacija v plinu možna le pri hkratnem trku treh teles. Pri nizkem tlaku je verjetnost za to majhna, zato poteka rekombinacija dveh atomov v molekulo najbolj na površini komore. Ker je na voljo dovolj energije (v dobrem približku kar disociacijska energija molekule), lahko tako nastale molekule zapustijo površino v vibracijsko vzbujenih stanjih.

Tudi nabiti delci se v glavnem rekombinirajo na površini razelektrivene komore. Pri rekombinaciji pozitivnega iona in elektrona je na voljo ionizacijska energija molekule. Rekombinacija molekularnega iona in elektrona zato pogosto poteka prek disociacije molekule, npr. $N_2^+ + e^- \rightarrow N + N$ ali $H_2^+ + e^- \rightarrow H + H$. Pri vseh načinih rekombinacije na površini velja, da presežno energijo prevzame trdna snov v obliki povečane notranje energije.

V poglavju 4 bomo pokazali, da se negativni ioni redko rekombinirajo na površini razelektrivene komore. V plinu lahko poteka rekombinacija negativnega in pozitivnega iona na različne načine. V kisikovi plazmi so možne naslednje reakcije: $O_2^- + O_2^+ \rightarrow 2O_2$, $O_2^- + O_2^+ \rightarrow O_2 + 2O$, $O_2^- + O_2^+ \rightarrow O_3 + O$, pri čemer so lahko molekule še vibracijsko vzbujene.

3 Potencial plazme in Debyejeva dolžina

Plazma je torej mešanica različnih delcev. Osredotočimo se na nabite delce. V plazmi so prisotni prosti elektroni ter pozitivni in negativni ioni. Koncentracija negativnih ionov je v večini primerov majhna v primerjavi s koncentracijo pozitivnih ionov. Izjema so elektronegativni plini, npr. kisik /5/.

V nizekotlačni plazmi je povprečna kinetična energija elektronov precej večja od povprečne kinetične energije pozitivnih ionov. Elektroni zato hitro difundirajo na stene razelektrivene komore in pustijo v plazmi počasne pozitivne ione. Plazma se zato nabije pozitivno proti steni razelektrivene komore. Če naj bo

plazma stabilna, mora biti potencialna razlika med plazmo in steno razelektrivne komore tolikšna, da je električni tok med plazmo in steno enak nič, kar pomeni, da je tok elektronov na steno komore enak toku pozitivnih ionov. Potentialna razlika med plazmo in steno je torej odvisna od hitrosti elektronov v plazmi. V grobem približku izračunamo potencial plazme iz enačbe /6/:

$$V_s - V_t = \frac{kT_e}{2e_0} \ln\left(\frac{m_+}{2\pi m_e}\right) \quad (1)$$

kjer je V_s potencial znotraj razelektrivne komore (space potential), V_t potencial na površini komore (floating potential), k Boltzmannova konstanta, T_e temperatura elektronov v plazmi, e_0 osnovni naboj, m_+ in m_e pa masi pozitivnega iona in elektrona. Enačba je bila izpeljana ob predpostavki, da je plazma stabilna, homogena in izotropna, energijska porazdelitev elektronov v plazmi maxwellska, temperatura pozitivnih ionov 0 K, delež molekularnih in atomarnih ionov znan itd, tako da je res zgolj grob približek.

Potencial plazme je torej večji od potenciala na površini razelektrivne komore. Vendar pa je plazma znotraj komore v povprečju električno nevtralna. Potencial zato pade od V_s na V_t v razmeroma tanki plasti ob površini. Debelina te plasti je reda velikosti Debyejeve dolžine /6/:

$$\lambda_o = \sqrt{\frac{kT_e \epsilon_0}{e_0^2 N}}, \quad (2)$$

kjer je ϵ_0 influenčna konstanta, N pa gostota elektronov. Natančno je definirana Debyejeva dolžina kot razdalja, na kateri pade potencial v okolici drobne, pozitivno nabite elektrode, ki je potopljena v homogeno plazmo, na $1/e$ začetne vrednosti in velja ob predpostavki, da je energijska porazdelitev elektronov maxwellska itd. Pogosto je boljši približek za debelino plasti, na kateri pade potencial od V_s na V_t za velikostni red več kot Debyejeva dolžina.

4 Generiranje nizekpotencialne šibkoionizirane plazme

Kot smo omenili v poglavju 2, preide plin v stanje plazme zaradi obstreljevanja molekul plina z elektroni. Za generiranje plazme torej potrebujemo izvir elektronov s primerno gostoto in energijo. Najustreznejši izvir takih elektronov je nizekpotencialna razelektritev. Uporabimo lahko enosmerno ali visokofrekvenčno razelektritev.

4.1 Enosmerna razelektritev

4.1.1 Tleča razelektritev

Najstarejši način generiranja plazme je tleča razelektritev /7/. Plin pri znižanem tlaku zapremo v stekleno cev, ki je na obeh straneh omejena s kovinskima elektrodama. Med elektrodama pritismo enosmerno napetost reda velikosti 1000 V. Zaporedno s plazmo vežemo upor za omejitev toka.

Pri tleči razelektritvi je glavni vir primarnih elektronov ob katodi emisija, ki je posledica izbijanja elektronov iz

katode zaradi bombardiranja površine katode z energetskimi ioni. Nastali elektroni se v močnem električnem polju ob katodi pospešijo in pomnožijo ob trkih z nevtralnimi atomi plina. Razelektritev je stabilna, če je produkcija prostih elektronov ob katodi enaka izgubi elektronov na anodi in v plazmi (rekombinacija nabitih delcev v plinu in na stenah razelektrivne cevi).

4.1.2 Enosmerna razelektritev z vročo katodo

Za raziskave bazičnih procesov v plazmi se precej uporablja enosmerna razelektritev z vročo katodo /8/. Tovrstna razelektritev ima namreč vrsto prednosti pred tlečo, najpomembnejši pa sta zagotovo izredna stabilnost razelektritve in nizka napetost, ki je potrebna za vzdrževanje plazme. Plazmo generiramo v vakuumski komori, ki je pogosto narejena iz nerjavnega jekla. Komora je ozemljena in pomeni anodo, namesto katode pa imamo vrsto tankih žic ali tuljavo iz toriranega volframa. Napetost med katodo in anodo je nekaj 10 V. Izvir primarnih elektronov ob katodi je termična emisija. Zaradi visoke temperature, ki je potrebna za znatno emisivnost katode, je tovrstni način generiranja plazme primeren le za inertne in reduktivne pline (žlahtni plini, dušik, vodik). Kisik vsebujoči plini na površini katode namreč kemijsko reagirajo z volframom in tvorijo volframov oksid, ki pa odpari že pri temperaturi 800 K.

Preprosta enosmerna razelektritev se v tehnoloških procesih redko uporablja. Pogosteje uporabimo bolj komplicirane vrste enosmernih razelektritev, npr. razelektritev na votlo katodo, nizekpotencialni oblok ali pa enosmerno razelektritev v magnetnem polju.

4.1.3 Ogrevanje nabitih delcev v enosmerni razelektritvi

Kakršnakoli že je enosmerna razelektritev, je padec potenciala v plazmi majhen. Skladno z razmislekom iz poglavja 3 imamo padec potenciala v tanki plasti ob steni razelektrivne komore, predvsem ob katodi. V tej plasti se elektroni pospešijo do precejšnje energije. Ko enkrat vstopijo v plazmo, se očitno ne pospešujejo več, saj je padec potenciala v plazmi majhen. Hitri elektroni doživljajo neprožne trke s težkimi delci. Kot smo že omenili, je verjetnost za neprožni trk odvisna od njihove energije (slika 1). Ko se upočasnijo pod maksimum verjetnosti za neprožni trk, postanejo vse manj aktivni in se pri elastičnih trkih z drugimi elektroni termalizirajo. To pomeni, da je njihova energijska porazdelitev približno maxwellska, in definiramo temperaturo elektronov kot:

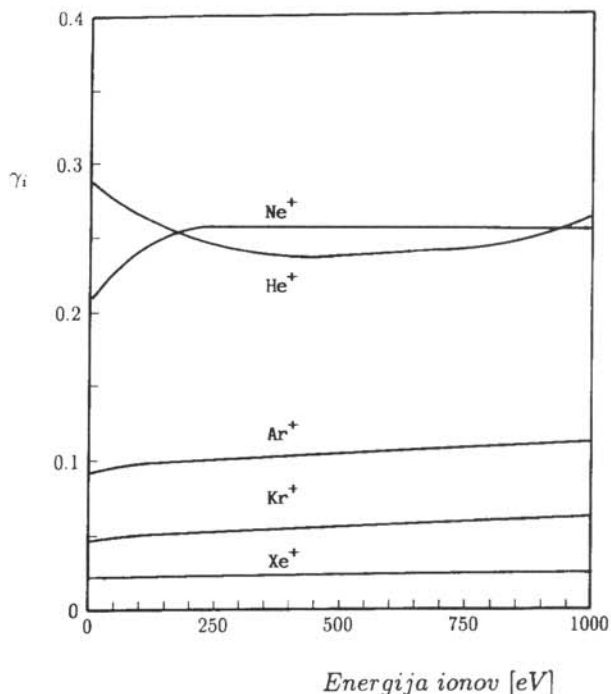
$$T_e = k W_e \quad (3)$$

kjer je W_e povprečna energija elektronov in k Boltzmannova konstanta. Za nizekpotencialno plazmo je temperatura elektronov kT_e pogosto 3 - 10 eV.

Ocenimo še temperaturo pozitivnih ionov. Pozitivni ioni se pospešijo v plasti potencialnega padca. Vendar pa jih potencial plazme pospeši proti steni razelektrivne komore. Če je prosta pot ionov precej večja od Debyejeve dolžine, le-ti na poti skozi potencialni padec ne izgubijo svoje energije in očitno bombardirajo površino z energijo $e_0 (V_s - V_t)$. Pri tem iz stene izbijajo elektrone. Število izbitih elektronov je odvisno od vrste

bombardiranje ionov skrbi za dodatno črpanje prostih elektronov v plazmo. Pri tleči razelektritvi pa je to tudi glavni vir prostih elektronov.

Glavni funkciji pozitivnih ionov sta torej ustvarjanje oblaka naboja v plazmi in bombardiranje površine.



Slika 3: Verjetnost za sekundarno emisijo elektrona pri obstreljevanju volframske elektrode z ioni [9]

Kolikšna je njihova temperatura v plazmi, pa ocenimo v nadaljnjem besedilu. Že prej smo omenili, da je padeč potenciala v plazmi majhen. Pogosto je jakost polja v plazmi reda 10 V/m. V plazmi se torej ioni malenkostno pospešujejo. Drugi vir ogrevanja težkih delcev v plazmi izvira iz disociacije molekul. Pri neprožnem trku hitrega elektrona, ki vodi k disociaciji molekule, lahko atoma odletita vsaksebi s precejšnjo kinetično energijo. Hitri atomi se pri prožnih trkih z ostalimi težkimi delci počasi termalizirajo. Njihova energija se pri zaporednih trkih manjša, temperatura drugih delcev pa večja. Interakcija hitrih atomov z drugimi delci je pogosto prevladujoč način ogrevanja plina v plazmi. Vendar pa pogosto velja, da je temperatura težkih delcev približno enaka temperaturi površine komore, saj se večina težkih delcev na steni dobro termično akomodira. Skoraj v vseh primerih pa velja, da je njihova porazdelitev maxwellska in zato lahko definiramo njihovo temperaturo.

Pri zgornjem razmisleku smo zanemarili vpliv elektronov, katerih temperaturo smo malo prej ocenili na več desetisoč stopinj (nekaj eV)! Plazma je pač termodinamsko neravnovesna. Dve vrsti delcev s tako veliko razliko v temperaturi lahko obstajata v isti komori zato, ker je izmenjava kinetične energije pri trku elektrona s težkim delcem zanemarljivo majhna. Osnove fizike nas poučijo, da je pri trku hitre lahke kroglice in težke mirujoče krogle odvisna od sipalnega kota in razmerja mas $m_1/12m_2$. Masa težkih delcev je vsaj tri

velikostne rede večja od mase elektronov, tako da elektron pri prožnem trku izgubi kvečjemu tisočinko svoje gibalne količine. Zato lahko ogrevanje težkih delcev zaradi prožnih trkov z elektroni mirno zanemarimo.

4.2 Visokofrekvenčna (RF) razelektritev

Bistvena pomanjkljivost enosmernih razelektritev je v tem, da za vzdrževanje plazme zahtevajo primarni vir prostih elektronov ob katodi (pri tleči razelektritvi je to elektronska emisija zaradi bombardiranja katode z energijskimi ioni, pri plazmi z vročo katodo pa termična emisija). Tej zahtevi se izognemo z uporabo visokofrekvenčnih generatorjev za vzbujanje plazme. Če je frekvenca nihanja električnega polja več kot ~ 1 MHz, v razelektritveni komori sploh ne potrebujemo elektrod. Plin pri znižanem tlaku zapremo v vakuumsko komoro in priključimo VF generator. Pri tem lahko vezemo generator kapacitivno ali induktivno. V prvem primeru se nabiti delci pospešujejo v električnem polju med ploščama kondenzatorja, v drugem pa v induciranjem električnem polju znotraj tuljave. Oglejmo si nekatere značilnosti takšne plazme.

Vzemimo najprej, da vzbujamo plazmo z električnim poljem z amplitudo E_0 in frekvenco ω . Jakost električnega polja je:

$$E = E_0 \cos(\omega t). \quad (4)$$

Enačba gibanja za nabiti delec, ki se giblje v smeri električnega polja, je:

$$m\ddot{x} = eE_0 \cos(\omega t), \quad (5)$$

kjer je m masa in e naboj delca. Hitrost in amplitudo delca izračunamo z zaporednima integracijama enačbe (5):

$$\dot{x} = -\frac{eE_0}{m\omega} \sin(\omega t), \quad (6)$$

$$x = -\frac{eE_0}{m\omega^2} \cos(\omega t). \quad (7)$$

Kinetična energija delca je $1/2m \dot{x}^2$. V tabelah 2 in 3 prikazujemo amplitudo, največjo hitrost in največjo energijo elektronov in protonov (ioniziranih vodikovih atomov) pri različnih jakostih VF polja s frekvenco 27,12 MHz (kotno frekvenco 170,3 MHz), ki smo jih izračunali z enačbama (5) in (7).

Rezultati preprostih izračunov, ki so zbrani v tabeli 3, nam dajo pomemben podatek: v VF plazmah pozitivni ioni praktično ne čutijo vpliva električnega polja. Amplituda nihanja ionov v VF polju je navadno precej manjša od njihove povprečne proste poti. Njihova hitrost je še pri jakosti polja 10 V/cm manjša od povprečne hitrosti termičnega gibanja pri sobni temperaturi. Tudi kinetična energija, ki jo pridobijo v VF polju, je manjša od povprečne energije termičnega gibanja.

Tabela 2. Amplituda nihanja elektronov v VF polju s frekvenco 27,12 MHz, njihova največja hitrost in energija pri izbranih vrednostih jakosti električnega polja

Jakost polja [V/m]	Amplituda nihanja [m]	Največja hitrost [m/s]	Največja kinetična energija [eV]
10	0,000061	$1,0 \cdot 10^4$	$3,0 \cdot 10^{-4}$
100	0,00061	$1,0 \cdot 10^5$	$3,0 \cdot 10^{-2}$
1000	0,0061	$1,0 \cdot 10^6$	3,0
10000	0,061	$1,0 \cdot 10^7$	$3,0 \cdot 10^2$

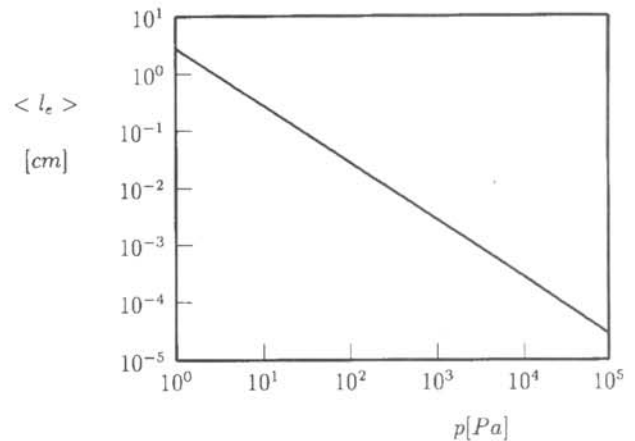
Tabela 3. Amplituda nihanja elektronov v VF polju s frekvenco 27,12 MHz, njihova največja hitrost in energija pri izbranih vrednostih jakosti električnega polja. Pri izračunu nismo upoštevali hitrosti zaradi termičnega gibanja.

Jakost polja [V/m]	Amplituda nihanja [m]	Največja hitrost [m/s]	Največja kinetična energija [eV]
10	$3,3 \cdot 10^{-8}$	5,6	$1,7 \cdot 10^{-7}$
100	$3,3 \cdot 10^{-7}$	56	$1,7 \cdot 10^{-5}$
1000	$3,3 \cdot 10^{-6}$	560	$1,7 \cdot 10^{-3}$
10000	$3,3 \cdot 10^{-5}$	5600	$1,7 \cdot 10^{-1}$

V nizkotlačnih VF plazmah ustvarijo pozitivni ioni oblak pozitivnega naboja, ki s svojim potencialom preprečuje difuzijo elektronov proti stenam razelektritvene cevi in s tem izdatno rekombinacijo na površinah. Difuzija pozitivnih ionov na stene razelektritvene komore je zaradi majhne kinetične energije počasen proces. Zato lahko z visokofrekvenčnim poljem vzbujamo plazmo tudi pri zelo nizkih tlakih, kjer je prosta pot elektronov istega velikostnega reda kot dimenzije razelektritvene komore.

Predno opišemo vlogo elektronov pri VF-razelektritvah, si oglejmo še sliko 1, ki prikazuje povprečno prosto pot elektronov v vodikovi plazmi v odvisnosti od tlaka. Elektroni najbolje izkoristijo VF-polje tedaj, ko je amplituda nihanja v električnem polju enaka njihovi povprečni prosti poti v plinu. To velja za velike razelektritvene komore, pri katerih je povprečna prosta pot elektronov precej manjša od značilne razsežnosti komore. Meritve parametrov plazme, ki smo jih opravili v cilindrični komori s premerom 25 cm, dejansko potrjujejo našo napoved /10/.

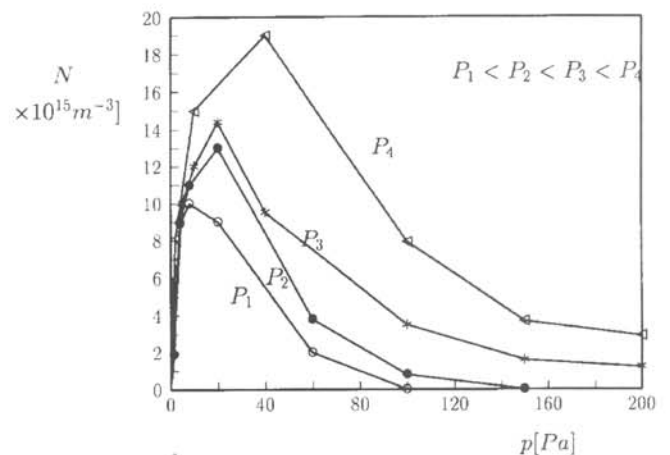
Če je karakteristična razsežnost razelektritvene komore primerljiva ali celo manjša od povprečne



Slika 4: Povprečna prosta pot elektronov v nizkotlačni vodikovi plazmi pri sobni temperaturi plina in temperaturi elektronov 1 eV /6/

proste poti elektronov, je gostota plazme odvisna predvsem od difuzije nabitih delcev proti steni komore in rekombinacije na njej. Gostota plazme je pri teh pogojih malo odvisna od moči VF generatorja. Gostoto plazme lahko povečamo samo tako, da zmanjšamo difuzijo elektronov na stene razelektritvene komore. Recept je znan: plazmo zapremo v "magnetno steklenico" /11/. Vendar pa imamo v tem primeru opravka s plazmo v magnetnem polju, pa tudi šibkoionizirana ni več.

Pri višjih tlakih je povprečna prosta pot elektronov precej manjša od razsežnosti razelektritvene cevi. V tem primeru je difuzija nabitih delcev na stene razelektritvene komore zanemarljiv proces. Gostota elektronov je odvisna predvsem od jakosti električnega polja. Meritve parametrov plazme pri razmeroma visokih tlakih to napoved potrjujejo (slika 5).



Slika 5: Gostota elektronov v plazmi, ki smo jo generirali pri štirih izhodnih močeh VF generatorja. Pri nizkih tlakih gostota plazme ni odvisna od jakosti polja, saj je ravnovesno stanje bolj odvisno od difuzije nabitih delcev na površino razelektritvene cevi /10/

5 Parametri plazme

Zgornja razmišljanja lahko združimo v kvalitativen opis nizektolačne šibkoionizirane plazme. V plazmi so prisotni delci, ki so navedeni v tabeli 1. O elektroni smo že precej povedali. V nemoteni plazmi so termični, kar pomeni, da imajo približno maxwellsko energijsko porazdelitev z določeno temperaturo T_e , ki je reda nekaj deset tisoč K, in gostoto, ki je odvisna od vrste in tlaka plina, velikosti in materiala, iz katerega je izdelana komora, vrste in jakosti razelektritve in difuzije na stene, kjer se rekombinirajo. Difuzijo lahko bistveno zmanjšamo z uporabo magnetnega polja. Ko gostota magnetnega polja doseže približno 0,1 T (odvisno še od mnogih drugih parametrov), je difuzija že tako šibka, da plazma ni več šibkoionizirana.

V plazmi so lahko prisotni tudi curki hitrih elektronov iz določenega izvira. Izvir hitrih elektronov je pogosto votla katoda, lahko pa je tudi elektronska puška. Navadno velja, da lahko obe vrsti elektronov med seboj ločimo.

Poleg elektronov so v plazmi prisotni tudi težki delci (tabela 1). Navadno imajo vsi maxwellsko energijsko porazdelitev s temperaturo, ki je približno enaka temperaturi notranje površine razelektritvene komore. Ko pozitivni ion iz plazme prispe do mejne plasti, se v potencialu pospeši in trči v steno s kinetično energijo, ki jo podaja enačba (1). V tem opisu je stena razelektritvene komore izpostavljena curku monoenergijskih ionov z gostoto električnega toka:

$$j_+ = \frac{1}{4} e_0 N_+ v_+ \quad (8)$$

kjer je N_+ gostota ionov v plazmi, v_+ pa njihova povprečna velikost hitrosti v plazmi. Dejanske meritve pokažejo, da ioni niso monoenergijski, pa tudi gostota toka ni takšna, kot jo opisuje enačba (8). To je posledica dejstva, da plast, na kateri pade potencial od V_s na V_f , nima ostrega roba. Za tok ionov na površino pogosto uporabimo boljši približek /6/:

$$j_+ = \frac{1}{2} e_0 N_+ \sqrt{\frac{kZ_e}{m_+}} \quad (9)$$

V enačbi (9) ni opaziti temperature ionov, kot bi sicer pričakovali, ampak temperaturo elektronov. Razlog za to je obširno razložen v literaturi /6,2/. Ioni, ki padejo na površino, tudi nimajo diskretne energije, ampak je njihova energijska porazdelitev razmazana vsaj za kT_e .

Na koncu poglavja povzemimo zgornja razmišljanja. V plazmi so na voljo delci, opisani v tabeli 1. Vsi težki delci imajo maxwellsko energijsko porazdelitev in ustrezno temperaturo, ki je pogosto približno enaka temperaturi stene razelektritvene komore. Elektroni niso nikdar popolnoma maxwellski, vendar pa za termalizirane elektrone pogosto velja, da je njihova porazdelitev približno maxwellska in zato lahko definiramo njihovo temperaturo, ki je navadno nekaj deset tisoč stopinj.

Kot za vsak plin tudi za plazmo velja, da lahko stanje enolično opišemo z gostoto in temperaturo vseh vrst

delcev. Pogled na tabelo 1 pokaže, da je karakterizacija plazme naporno opravilo, saj je že v plazmi, ki jo generiramo v čistem žlahtnem plinu, na voljo vsaj 6 vrst različnih delcev, v plinih dvoatomnih molekul pa še precej več. Za merjenje parametrov plazme so zato v preteklosti razvili različne metode. Najstarejša metoda so električne sonde, ki jih je razvil Langmuir že v dvajsetih letih /13/. Z njimi lahko izmerimo gostoto in temperaturo elektronov ter potencial plazme in izračunamo Debyejevo dolžino. Za merjenje stopnje disociiranosti molekul se pogosto uporabljajo katalitične sonde /14/. Gostoto vzbujenih stanj molekul in atomov izmerimo z optično spektroskopijo /15/. Med dražje metode karakterizacije plazme prištevamo posebne vrste masnih spektrometrov.

6 Sklep

Opisali smo osnovne značilnosti nizektolačne šibkoionizirane plazme, ki se pogosto uporablja za obdelavo površin trdnih snovi, npr. plazemsko čiščenje, suho jedkanje in aktivacijo površin. Pri opisu smo uporabili preproste in včasih tudi grobe približke. Kvalitativno smo opisali interakcijo elektronov s težkimi delci in ocenili energijsko porazdelitev nabitih in nevtralnih delcev. Zaradi preglednosti besedila smo se omejili na plazme, ki jih generiramo v čistih plinih brez prisotnosti magnetnega polja. Pri takšnih plazmah so najpomembnejši parametri gostota in temperatura elektronov, Debyejeva dolžina, potencial plazme in stopnja disociiranosti molekul, ki jih lahko izmerimo s preprostimi električnimi in katalitičnimi sondami. Način izdelave in uporabe kakovostnih električnih sond bomo opisali v eni od prihodnjih števil Vakuumista.

7 Literatura

- /1/ E. W. Mc Daniel, Collision phenomena in ionized gases, J. Wiley & Sons, New York, 1964
- /2/ B. Chapman, Glow discharge processes, J. Wiley & Sons, New York, 1980
- /3/ R. I. Hall, I. Čadež, M. Landau, F. Pichon, S. Schermann, Phys. Rev. Lett. 60 (1988), 337
- /4/ J. Strnad, Fizika 3. del, DZS, Ljubljana, 1981
- /5/ A. Ricard, Reactive plasmas, Societe Francaise du Vide, Paris, 1996
- /6/ J. D. Swift and M. J. R. Schwar, Electrical probes for plasma diagnostics, Iliffe Books, London, 1969
- /7/ J. D. Cobine, Gaseous Conductors, Dover Publications Inc, New York, 1958
- /8/ A. Y. Wong, Introduction to experimental plasma physics, Univ. of California, Los Angeles, 1977
- /9/ S. C. Brown, Basic data of plasma physics, J. Wiley & Sons, New York, 1959
- /10/ M. Mozetič, Karakterizacija nizektolačne plazme z Langmuirjevimi sondami, magistrsko delo, Univerza v Mariboru, 1992
- /11/ D. Korzec, F. Werner, A. Brockhaus, J. Engemann, T. P. Schneider and R. J. Nemanich, J. Vac. Sci. Technol. A 13 (1995), 2074
- /12/ J. Strnad, Fizika 1. del, DZS, Ljubljana, 1977
- /13/ G. Suits, Collected works of Irving Langmuir, Macmillan, New York, 1961
- /14/ M. Mozetič, M. Kveder, M. Drobnič, A. Paulin and A. Zalar, Vacuum 45 (1994), 1095
- /15/ D. K. Otorbaev, A. J. M. Buuron, N. T. Geurassimov, J. W. A. M. Gielen, M. C. M. van den Sanden and D. C. Schram, Heat and Mass Transfer under Plasma Conditions, ed. by P. Fouchais, Begell House Inc. (1995), 135