

## UTICAJ SEKUNDARNE EMISIJE ELEKTRONA NA KARAKTERISTIKE RADIO-FREKVENTNIH PLAZMI

U ovom radu proučavan je uticaj sekundarne emisije elektrona na karakteristike radio-frekventnih (rf) plazmi. Korišćenjem jednodimenzionalnog PIC/MCC (Particle in Cell with Implemented Monte Carlo Collisions) koda modelovan je kapacitivno spregnuti plazma reaktor, napajan pomoću dva rf generatora na različitim frekvencijama. Sekundarna emisija elektrona je jedan od ključnih procesa, kako sam po sebi tako i zbog uticaja na karakteristike pražnjenja. Sekundarna emisija elektrona sa površina modelovana je pomoću izraza koji su predložili Phelps i Petrović (Plasma Sources Sci. Technol. 8 (1999) R21–R44) za tretirane i netretirane metalne površine. Pokazano je da su karakteristike plazme u velikoj meri zavisne od uslova na površinama elektroda.

Nauka o materijalima nalazi se u žiži savremenog naučno-tehnološkog progressa. U širokom dijapazonu naučnih i inženjerskih disciplina za sintezu novih materijala, nalazi se i upotreba neravnotežne plazme, kao jedan od ključnih postupaka u razvoju široke klase novih materijala. Naročito značajna u razvoju mikro i nano elektronske industrije, upotreba neravnotežnih plazmi predstavlja nezamenljiv tehnološki proces za nagraživanje dielektričnih interkonekt slojeva visokog odnosa dubine i širine [1–3]. Uzimajući u obzir da ovi koraci predstavljaju oko 80% aktivnosti u proizvodnji integrisanih kola, neravnotežnim plazmama se posvećuje velika pažnja u istraživanjima koja, u skorije vreme, obuhvataju sve veći broj novih tehnika. Zahvaljujući razvoju brzih računara, računarske simulacije su postale veoma popularna i pouzdana istraživačka tehnika, koja trenutno ima veliki udeo u istraživanju nanotehnologije [4–8].

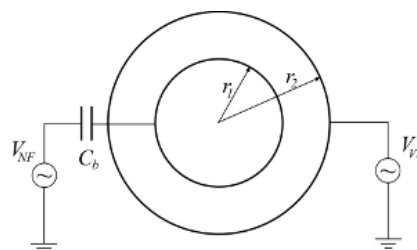
U ovom radu, naročitu pažnju smo posvetili modelovanju procesa sekundarne emisije elektrona kod kapacitivno spregnutog reaktora cilindrične geometrije, korišćenjem jedno-dimenzionalnog PIC/MCC (eng. Particle in Cell with Implemented Monte Carlo Collisions) koda [9–11].

Premda je uloga sekundarnih elektrona u procesima električnog proboja u gasovima kod niskostrujnih stacionarnih pražnjenja tematika koja datira još sa početka XX veka, svi njeni aspekti još uvek nisu u potpunosti izučeni. U skorije vreme, uticaj sekundarne emisije elektrona na karakteristike plazmi se ponovo nalazi u žiži interesovanja, pre svega zbog njihove uloge u fundamentalnim istraživanjima i zbog niza industrijskih aplikacija [12–16].

Do sada, modelovanje plazma reaktora je podrazumevalo uključivanje i procesa sekundarne emisije elektrona pretpostavljajući da je prinos sekundarnih elektrona konstantan, što je u velikoj meri prouzrokovalo

značajna odstupanja rezultata modelovanja od eksperimentalno dobijenih podataka. U ovom radu, modelovanje je ostvareno koristeći realne modele za prinos sekundarnih elektrona u argonu, koristeći izraze preuzete iz rada Phelps-a i Petrovića [12].

Simulirani asimetrični dvo-frekventni kapacitivno spregnuti reaktor (slika 1), predstavlja vrstu reaktora koji se najčešće koriste u praksi zbog niza pogodnosti. Povoljna karakteristika dvo-frekventnih reaktora se sastoji u mogućnosti da se proizvodnja plazme i energija jona kontrolišu različitim generatorima. Pod uslovom da je sprega između generatora mala, možemo postići selektivnu kontrolu procesa u plazmi. Za praksu je značajna kontrola jona koji udaraju površinu unutrašnje elektrode, odnosno kontrola onih jona koji se koriste u obradi materijala.



Slika 1. Shematski prikaz asimetričnog kapacitivno spregnutog reaktora sa dve frekvencije.

Figure 1. Schematic representation of the asymmetric dual-frequency capacitively coupled reactor.

U literaturi se može naći detaljno objašnjenje kako dolazi do formiranja napona na unutrašnjoj elektrodi usled ambipolarne difuzije čestica iz plazme. Ovde ćemo reći samo da se prednapon, ili jednosmerna komponenta naizmenničnog napona, na unutrašnjoj elektrodi formira tako da se izjednače gubici jona i elektrona iz plazme. Prednapon unutrašnje elektrode utiče na srednju vrednost električnog polja u prielektrodnoj oblasti. Zbog brzo-promenljivog električnog polja u plazmi, koje ima srednju vrednost različitu od nule, joni kao znatno inertnije čestice od elektrona kreću se prateći srednju vrednost polja u vremenu. Srednja vrednost električnog polja u prielektrodnoj oblasti je odgovorna za ubrzanje

Autor za prepisku: A. Bojarov, Institut za fiziku, Centar za neravnotežne procese, Pregrevica 118, 11080 Zemun, Srbija.

E-pošta: bojarov@mail.ipb.ac.rs

Rad primljen: 10. avgust 2010.

Rad prihvaćen: 28. oktobar 2010.

jona, a samim tim utiče i na energiju jona koji bombarduju unutrašnju elektrodu i emituju sekundarne elektrone.

U simulacijama, interesovao nas je, pre svega, uticaj sekundarne emisije na karakteristike plazme. Karakteristike od posebnog interesa su koncentracija plazme, fluks i raspodela energije jona koji dospevaju do elektroda (eng. *Ion Energy Distribution Function*, IEDF), s obzirom da koeficijent sekundarne emisije elektrona zavisi od energije jona koji udaraju u neku od elektroda.

Za metalne elektrode uzeli smo koeficijente sekundarne emisije prema izrazima Phelps-a i Petrovića za nekoliko slučajeva različito tretiranih elektroda. U osnovi su nam dve glavne postavke reaktora: a) kada je unutrašnja elektroda čista i spoljašnja neočišćena (skraćeno čista–neočišćena reaktor) i b) kada je unutrašnja neočišćena i spoljašnja čista elektroda (skraćeno neočišćena–čista reaktor). Pored ove dve postavke, simulirali smo i kombinaciju elektroda kada nema sekundarne emisije na unutrašnjoj, dok je na spoljašnjoj elektrodi koeficijent sekundarne emisije  $\gamma = 0,2$  (skraćeno 0-0.2 reaktor) i kada na obe elektrode nema sekundarne emisije (skraćeno 0-0 reaktor).

Pražnjenje u gasu spada u domen plazme niskog pritiska, neutralni gas je na pritisku od 20 Pa. Unutrašnji poluprečnik reaktora je 0,03 m, dok je spoljašnji poluprečnik 0,0519 m. Generator više frekvencije je na 28 MHz, amplitude 2000 V i vezan je za spoljašnju (veću) elektrodu, dok je generator niže frekvencije na 2 MHz, amplitude 500 V i vezan je za unutrašnju (manju) elektrodu. Kapacitivnost kondenzatora je direktno povezana sa geometrijom reaktora i vrednost od 100 pF je usklađena sa brojem naelektrisanih čestica koji pune kondenzator, odnosno sa padom potencijala u prielektrodnoj oblasti.

### Sekundarna emisija elektrona sa elektroda

Jedna od najznačajnijih pojava koja je ponovo postala aktuelna u poslednje vreme je sekundarna emisija elektrona sa elektroda, koja je posledica udara različitih čestica o površinu elektrode. Za održavanje pražnjenja u gasovima neophodna je proizvodnja sekundarnih elektrona koji treba da zamene elektrone izgubljene na površinama elektroda i na zidovima reaktora. Uslov za sam čin proboja je da sekundarna lavina postane jednaka primarnoj, odnosno da se ukupna proizvodnja elektrona u kružnom toku primarne lavine, povratne sprege i sekundarne lavine izjednači sa gubicima elektrona na anodi. Pod pojmom sekundarne lavine podrazumevamo sve lavine koje nastaju iza prve i to, što posebno ističemo, usled udara jona o površine elektroda.

Procese sekundarne emisije elektrona sa površine izazvane različitim vrstama čestica, opisujemo prinosom sekundarnih elektrona  $\gamma$  koji, u znatnoj meri, zavisi od stanja površine i upadne energije čestica. Kada se joni i atomi sudare sa čistom površinom može se desiti neko-

liko vrsta procesa, ali je najvažniji izbacivanje elektrona sa površine. Ovaj proces direktno utiče na tok električnih pražnjenja obezbeđujući i mehanizam povratne sprege neophodne da se održava pražnjenje u gasovima. Sekundarnu emisiju elektrona uzrokuju četiri osnovna procesa:

- fotoelektronska emisija,
- emisija kao posledica sudara metastabila sa površinom,
- potencijalna emisija u sudarima jona sa površinom i
- kinetička emisija u sudarima jona i atoma sa površinom.

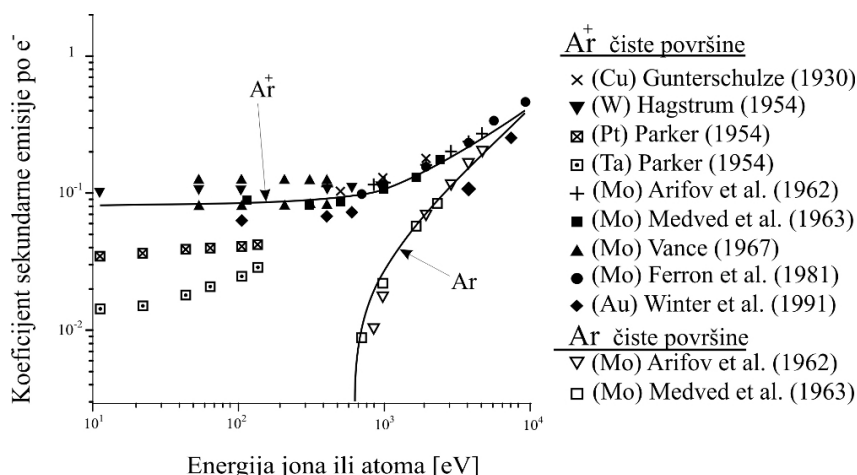
Sva četiri navedena procesa su moguća kod pražnjenja u argonu i međusobno su povezana. Ostali važni procesi na površinama uključuju: sudarno gašenje metastabila (što je povezano sa drugim procesom) i procese refleksije elektrona, jona i neutrala sa površina.

Najpre ćemo dati kratak pregled postojećih rezultata za prinos sekundarnih elektrona izazvanih delovanjem jona na tzv. čiste i neočišćene površine elektroda. Pod pojmom čiste elektrode podrazumeva se elektroda koja je tretirana zagrevanjem njene površine na temperaturi od oko 2000 K u uslovima dobrog vakuuma, dok se sama merenja koeficijenta sekundarne emisije elektrona vrše na sobnoj temperaturi u veoma visokom vakuumu. Ponekad se proces čišćenja katode ostvaruje i skidanjem njenog površinskog sloja jonskim spaterovanjem.

Neočišćene površine elektroda predstavljaju površine obrađene u radionici standardnim mehaničkim i hemijskim tehnikama koje, potom, bivaju izložene atmosferskom gasu što može rezultirati oksidacijom ili nekim drugim kontaminirajućem procesom u procesu pumpanja do relativno niskog vakuuma, kao što je depozicija para iz pumpe. Stabilni oksidni slojevi se na ovaj način ne mogu očistiti, čak ni u slučaju plemenitih metala kao što je zlato.

Na slici 2 prikazani su eksperimentalni rezultati za prinos sekundarnih elektrona za snopove  $\text{Ar}^+$  jona i Ar atoma koji padaju na različite čiste metalne površine u zavisnosti od njihove upadne energije. Slika je preuzeta iz rada Phelps-a i Petrovića [12] i obuhvata sve pronađene podatke za energije ispod 1 keV.

Za većinu katodnih površina koeficijent sekundarne emisije elektrona po jonu gotovo da ne zavisi od upadne energije jona u opsegu jonskih energija ispod 500 eV. Ova nezavisnost od energije se pripisuje Augere-ovom procesu koji se naziva potencijalno izbacivanje elektrona. Oblast zavisnosti koeficijenta sekundarne emisije od upadne energije jona na energijama od nekoliko keV pripisuje se kinetičkom izbacivanju, premda priroda ovog procesa još uvek nije sasvim razjašnjena. Granica na kojoj nastaje kinetičko izbacivanje je određena procesima multielektronske emisije elektrona



Slika 2. Energijska zavisnost prinosa sekundarnih elektrona kada snopovi Ar<sup>+</sup> jona i Ar atoma padaju na različite čiste katodne površine. Puni simboli predstavljaju rezultate različitih autora za Ar<sup>+</sup> jone, dok otvoreni simboli odgovaraju rezultatima za Ar jone. Figure 2. Energy dependence of the secondary electron yield for Ar<sup>+</sup> ions and Ar atoms hitting clean surfaces of different materials. Full symbols represent results from various authors for Ar<sup>+</sup> ions and open symbols correspond to Ar atoms.

sa površine katode. Možemo smatrati da je za većinu metala koeficijent sekundarne emisije elektrona po jonu približno jednak 0,1 za energije ispod 1 keV.

Na slici 3 prikazani su eksperimentalni rezultati za  $\gamma_i$  koeficijente u slučaju Ar<sup>+</sup> jona, kao i za  $\gamma_a$  koeficijente u slučaju Ar atoma koji padaju na metalne površine izložene u različitim stepenu kiseoniku, vodi, okolnom gasu ili koje su na nespecificiran način kontaminirane. Podaci sa slike pokazuju da su na nižim energijama (<150 eV) vrednosti koeficijenta  $\gamma_i$  za Ar veoma rasute (više od jednog reda veličine). Većina ovih podataka za Ar ukazuje na slabu energijsku zavisnost koeficijenta od jonske energije.

U našim PIC/MCC proračunima koristili smo izraze preuzete iz rada Phelps i Petrović [12] za prinos

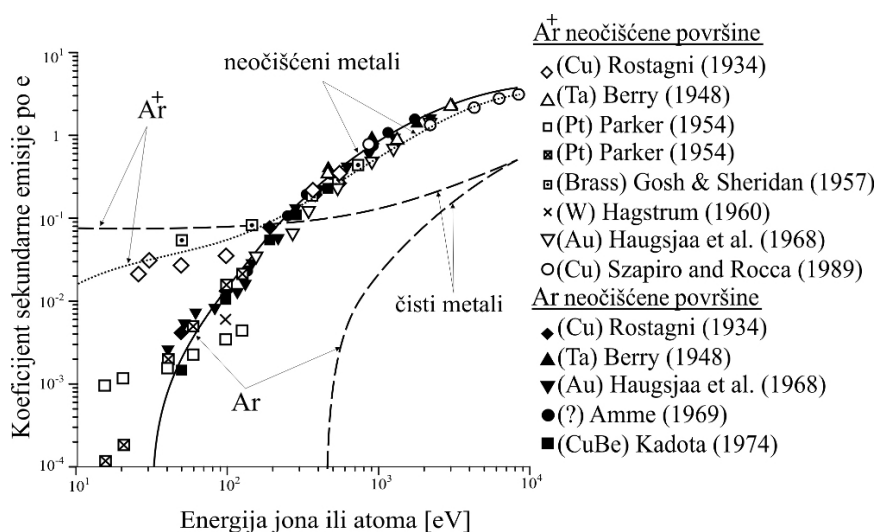
sekundarnih elektrona koje su predstavljene na slici 3. Analitički izrazi za zavisnost koeficijenta sekundarne emisije,  $\gamma_i$ , od energije jona,  $\epsilon_i$ , su:

– Za čiste površine, Phelps i Petrović [12]:

$$\gamma_i^c = 0,07 + \frac{1 \times 10^{-5} (\epsilon_i - 500)^{1,2}}{1 + \left(\frac{\epsilon_i}{7000}\right)^{0,7}} \quad (1)$$

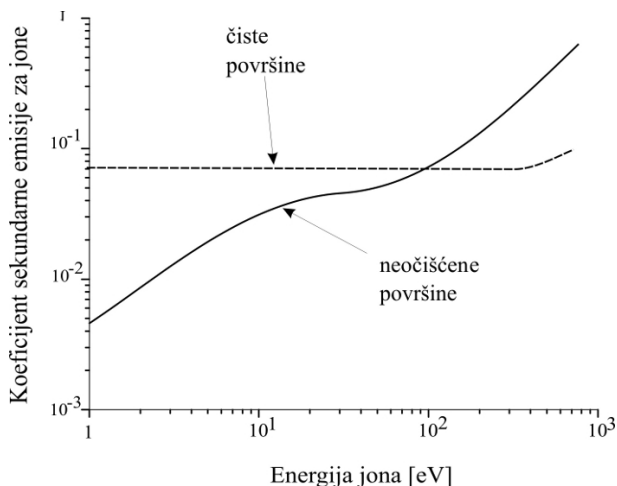
– Za neočišćene površine, Phelps i Petrović [12]:

$$\gamma_i^d = \frac{0,006\epsilon_i}{1 + \left(\frac{\epsilon_i}{10}\right)^{1,5}} + \frac{1,05 \times 10^{-4} (\epsilon_i - 80)}{1 + \left(\frac{\epsilon_i}{8000}\right)^{1,5}} \quad (2)$$



Slika 3. Energijska zavisnost prinosa sekundarnih elektrona kada snopovi Ar<sup>+</sup> jona i Ar atoma padaju na različite neočišćene katodne površine. Puni simboli predstavljaju rezultate različitih autora za Ar<sup>+</sup> jone, dok otvoreni simboli korespondiraju rezultatima za Ar jone. Figure 3. Energy dependence of the secondary electron yield for Ar<sup>+</sup> ions and Ar atoms hitting dirty surfaces of different materials. Full symbols represent results from various authors for Ar<sup>+</sup> ions and open symbols correspond to Ar atoms.

Prinos drugog sabirka u svakom od izraza (1) i (2) jednak je nuli za energije incidentnih jona ispod 500 eV i 80 eV, za čiste i neočišćene površine redom. Na slici 4 date su krive koje odgovaraju izrazima za koeficijent sekundarne emisije.



Slika 4. Koeficijent sekundarne emisije elektrona u zavisnosti od energije čestice za snopove  $Ar^+$  jona koji padaju na različito tretirane površine. Obe krive su nacrtane koristeći izraze (1) i (2).

Figure 4. Coefficient of secondary electron emission induced by  $Ar^+$  ions hitting differently treated surfaces. Curves represent graphs of the relations (1) and (2).

### Opravdanost rezultata simulacije

Pre pretstavljanja samih rezultata simulacije, dajemo kratak kvantitativni uvid u same parametre simulacije kako bi utvrdili da ne postoje velika odstupanja koja bi eventualno mogao da unese sam PIC/MCC kod. Osnovni zahtev koji treba da zadovolji PIC tehnika jeste dobra prostorna rezolucija pojedinih ćelija, kako bi se razlučile sve karakteristične dužine koje se javljaju u gasnim pražnjenjima. Jedna od najmanjih karakterističnih dužina je svakako Debay-eva dužina termalnih elektrona u središnjem delu pražnjenja (balku), koja je u rf gasnim pražnjenjima reda  $\lambda_D \approx 10^{-4}$  m. Prostor pražnjenja izdelažen je na 2000 ćelija, odnosno ćelijama dužine  $\Delta x = 1,095 \times 10^{-5}$  m, što omogućava dobro razlaganje dužine  $\lambda_D$ . Ovim se minimizuje odstupanje izazvano aproksimacijom konačnih elemenata s obzirom da je zadovoljen uslov:

$$\frac{\Delta x}{\lambda_D} \approx 0,11 < 1 \quad (3)$$

Takođe, vrlo važan parametar simulacije je vremenski korak,  $\Delta t$ , za koji je uzeto da je 1/5000 periode generatora od 28 MHz, odnosno  $\Delta t = 7,142857 \times 10^{-12}$  s. Time je postignuto razlučivanje brzine čestica do:

$$\Delta x / \Delta t \approx 1,533 \times 10^{11} \text{ m/s} \quad (4)$$

što u potpunosti pokriva, čak i za više redova veličine, opseg energija svih čestica koje se javljaju u simulaciji.

Potrebno je da vremenski korak razluči i maksimalnu kolizionu frekvenciju na osnovu korišćenih preseka sudara [17]. Uzima se u obzir najgori slučaj, odnosno maksimalna vrednost totalnog preseka sudara, iz domena od važnosti, za jone  $\sigma_{i\max} \approx 1,80 \times 10^{-18} \text{ m}^2$  i elektrone  $\sigma_{e\max} \approx 1,25 \times 10^{-19} \text{ m}^2$ , zatim energije jona na kojima je presek maksimalan (uzimamo što veće vrednosti) za jone  $E_{i\max} \approx 1000 \text{ eV}$  i za elektrone  $E_{e\max} \approx 100 \text{ eV}$ . Pritisak neutralnog gasa argona je 20 Pa na temperaturi od 300 K. Izraz za kolizionu frekvenciju je:

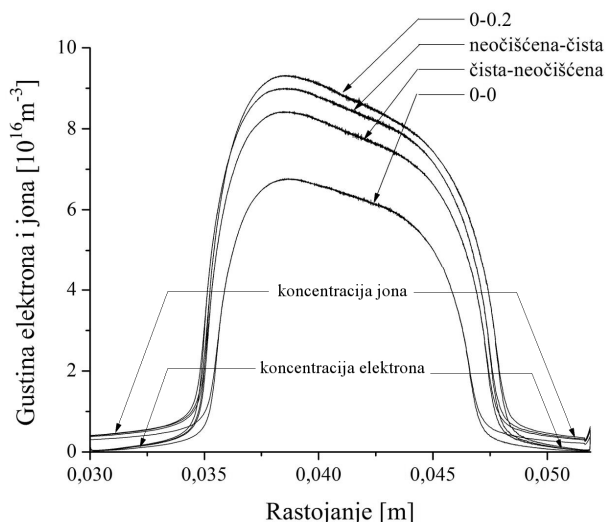
$$f = n_n \sigma \sqrt{\frac{2E}{m}} \quad (5)$$

gde se gustina neutralnog (pozadinskog) gasa,  $n_n$ , dobija iz zakona o gustini idealnog gasa,  $m$  je masa elektrona ili jona,  $\sigma$  i  $E$  su gore definisani totalni presek i energija čestice, redom. Ovim je frekvencija sudara za jone i elektrone  $f_i \approx 1,91 \times 10^7 \text{ Hz}$  i  $f_e \approx 3,58 \times 10^9 \text{ Hz}$ , što opravdava korišćenje Monte Carlo tehnike sudara za dati vremenski korak, s obzirom da je frekvencija sudara u najgorem slučaju nekoliko redova veličine niža od vrednosti  $1/\Delta t$ .

### Koncentracija plazme

Jedna od osnovnih karakteristika svakog pražnjenja jeste koncentracija naelektrisanih čestica u gasu, odnosno njihova raspodela u prostoru pražnjenja. Središnji deo pražnjenja sadrži većinu naelektrisanih čestica koje su kvazineutralnoj ravnoteži, odnosno koncentracije jona i elektrona su skoro identične, kao što se može videti sa slike 5. Prielektrodne oblasti sadrže vrlo mali broj naelektrisanih čestica, međutim, zbog toga što postoji neravnoteža u koncentraciji jona i elektrona (slika 5), one utiču gradijentom polja na ubrzanje jona ka elektrodama i time direktno utiču i na procese na površinama. Profil plazme dostiže svoj ustaljeni oblik nakon samo nekoliko mikrosekundi, a zatim se koncentracija čestica samo povećava, bez velikih odstupanja od uspostavljenog profila.

Na slici 5, na kojoj su date usrednjene vrednosti koncentracija čestica u vremenu, može se primetiti uticaj koji sekundarna emisija ima na apsolutnu koncentraciju elektrona i jona u plazmi. Najuočljivija je razlika između krive dobijene za sistem bez sekundarne emisije (0-0) i krivih za sistem sa sekundarnom emisijom. Osnovan zaključak je da se za precizan opis profila plazme mora u model pražnjenja uključiti sekundarna emisija elektrona od strane jona. Međutim, kao što se može zaključiti sa slike 5, odnosno iz razlike krivih za  $\gamma = 0,2$  i  $\gamma = \gamma(\epsilon)$  ( $\gamma(\epsilon)$  odgovara slučajevima čista-neočišćena i neočišćena-čista), nije dovoljno samo da postoji koeficijent sekundarne emisije za jone, već on mora da bude konzistentan sa realnim fizičkim procesima.



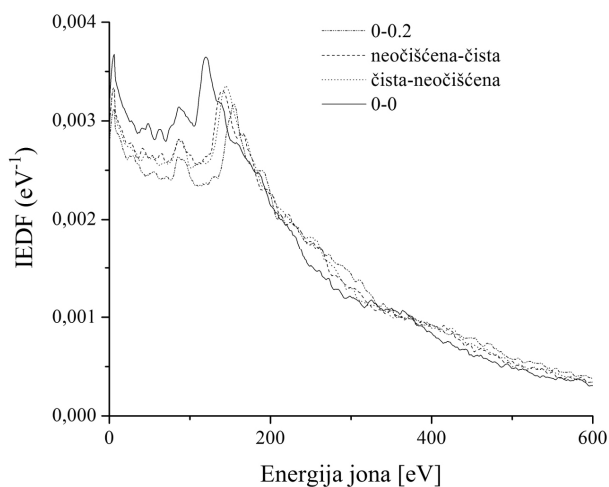
Slika 5. Koncentracija jona i elektrona za četiri konstrukcije reaktora sa različito tretiranim elektrodama, nakon proteklih 5  $\mu$ s simulacionog vremena.

Figure 5. Ion and electron concentrations for four reactor constructions with differently treated electrodes, after 5  $\mu$ s of simulated time.

### Raspodela energije jona na elektrodama

Sledeća važna karakteristika plazme, naročito za praksu, jeste raspodela energije jona (IEDF) na unutrašnjoj elektrodi. Uzimajući u obzir da se dvo-frekventni kapacitivno spregnuti reaktori najčešće koriste zapravo zbog energetskih jona koji padaju na unutrašnjoj elektrodi, vrlo je važno precizno poznavanje raspodele energije jona u blizini elektroda.

Na slici 6 prikazane su krive raspodele za četiri ispitivana slučaja, gde se vidi razlika za različite koeficijente sekundarne emisije. Zavisnost IEDF-a od sekundarne emisije je složena, zbog toga što veza između ova dva parametra ima oblik povratne sprege. Pored ovoga,



Slika 6. Raspodela jona po energijama koji padaju na unutrašnju elektrodu.

Figure 6. Ion energy distributions on the inner electrode.

koncentracija plazme koja je takođe zavisna od sekundarne emisije, utiče na profil IEDF na unutrašnju elektrodu.

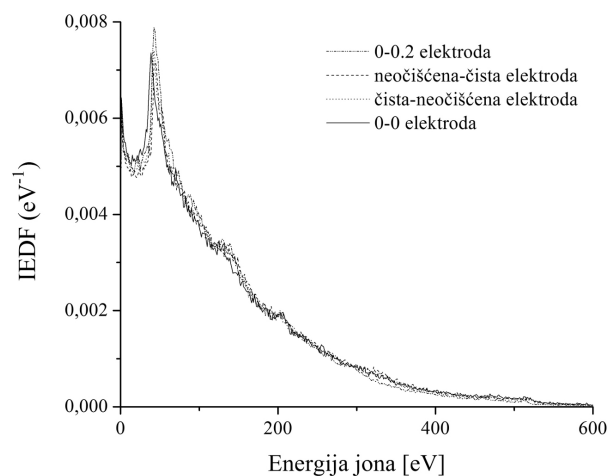
Sa slike 7 vidi se da je uticaj sekundarne emisije na raspodelu energije jona koji dospevaju na spoljašnju elektrodu, relativno mali. Relativno velike razlike u koeficijentu za spoljašnju elektrodu (od 0 do 0,2) ne unose bitne promene u raspodeli energije jona, što znači da će pri istim uslovima više elektrona nastati iz površine sa većim koeficijentom sekundarne emisije.

Dosadašnji rezultati nas mogu dovesti do zaključka da zbog razlike u gustini plazme i IEDF-a na unutrašnju elektrodu (slika 6) sekundarna emisija sa elektroda ima veliki uticaj na raspodelu energije jona na unutrašnju elektrodu, što je vrlo važan parametar kada se govori o primeni rf plazme u obradi materijala.

### Potencijal plazme

Potencijal plazme ima ulogu da zadrži elektrone u plazmi i da izazove da što veći broj jona napusti plazmu. S obzirom na to, potencijal plazme je uvek na većoj vrednosti od potencijala elektroda. U toku vremena potencijal plazme se menja, prateći uglavnom oscilacije nisko-frekventnog izvora, pri ovome dolazi i do promene pada potencijala u prielektrodnoj oblasti. Na slici 8 primećuje se da za realne postavke reaktora (čiste i neočišćene elektrode) nema razlike u prostornom potencijalu plazme. Drugim rečima, joni u reaktorima konfiguracije čista-neočišćena i neočišćena-čista elektroda padaju na unutrašnju i spoljašnju elektrodu pod istim uslovima. Naravno, ovo još više dovodi u prvi plan uticaj sekundarne emisije, jer i pri istim uslovima u plazmi promena koeficijenta sekundarne emisije dovodi do drastičnih promena karakteristike plazme (slike 5 i 6).

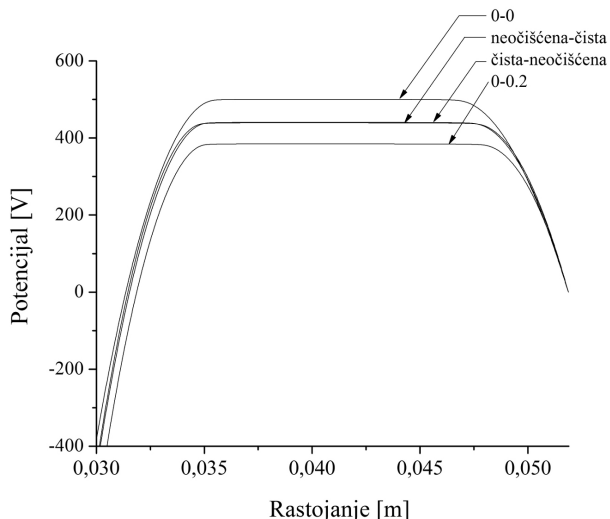
Napomena je da ovi zaključci važe u slučaju realnog modelovanja sekundarne emisije prema izrazima Phelps-a i Petrovića, gde koeficijent sekundarne emisije



Slika 7. Raspodela jona po energijama koji dospevaju na spoljašnju elektrodu.

Figure 7. Ion energy distributions on the outer electrode.

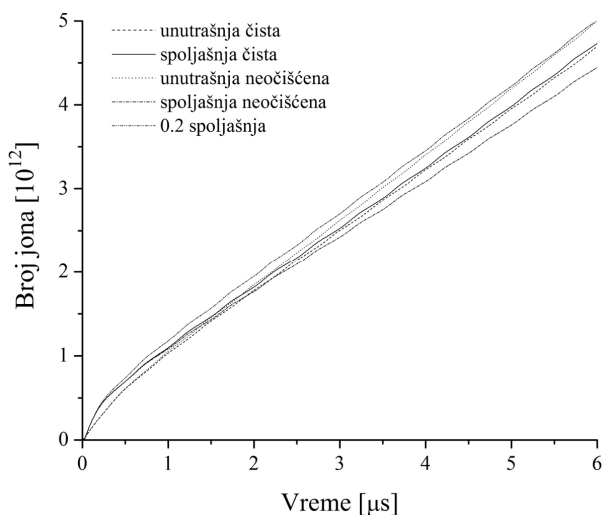
zavisi od energije jona. Sa slike 8 može se zaključiti da nerealni modeli sekundarne emisije drastično menjaju sliku procesa u pražnjenju, što se vidi iz razlike prostornog potencijala za elektrode sa konstantnom sekundarnom emisijom.



Slika 8. Prostorni potencijal u plazmi usrednjen po vremenu.  
Figure 8. Time averaged plasma potential.

### Efektivni $\gamma$ koeficijenti

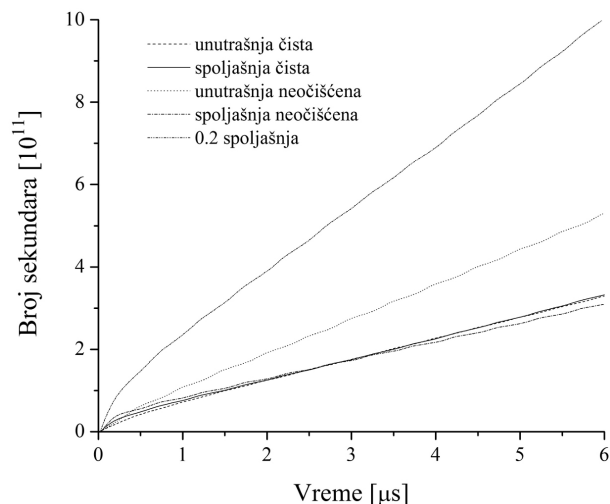
U ovom odeljku, cilj je da se pokaže kako može da se predstavi koeficijent sekundarne emisije njegovom efektivnom vrednošću, na osnovu simulacionih rezultata za fluks jona (slika 9) i fluks sekundarnih elektrona (slika 10).



Slika 9. Broj jona koji je pao na nekoj od elektroda u toku vremena.  
Figure 9. Number of ions that have fallen on the electrodes.

Po definiciji, koeficijent sekundarne emisije predstavlja verovatnoća da jon proizvede sekundarni elektron. Drugim rečima, odnos između broja sekundarnih

elektrona koji nastaje na elektrodi i broja jona koji nestane na njoj jednak je koeficijentu sekundarne emisije. Koristeći ovu činjenicu, možemo na osnovu flukseva jona i sekundarnih elektrona da izračunamo efektivni  $\gamma$  koeficijent, odnosno vrednost konstantnog  $\gamma$  koeficijenta koji bi u toku vremena dao isti broj sekundarnih jona kao i sekundarna emisija zavisna od energije.



Slika 10. Broj sekundarnih elektrona emitovanih sa nekoj od elektroda u toku vremena.  
Figure 10. Number of secondary electrons that have been emitted from the electrodes.

Na osnovu koeficijenata pravih, odnosno flukseva jona i sekundarnih elektrona (slike 9 i 10), možemo napisati izraz iz kojeg se može naći efektivna vrednost sekundarne emisije:

$$\gamma_{\text{eff}} = \frac{\alpha_s}{\alpha_i} \quad (6)$$

gde su  $\alpha_s$  fluks sekundarnih elektrona sa površine,  $\alpha_i$  fluks jona na površini i  $\gamma_{\text{eff}}$  efektivni koeficijent sekundarne emisije. Za različite slučajeve imamo:

$$\text{- spoljašnja 0,2: } \gamma_{\text{eff}} = \frac{1,111 \times 10^6}{5,556 \times 10^6} \approx 0,2$$

$$\text{- spoljašnja neočišćena: } \gamma_{\text{eff}} = \frac{3,310 \times 10^5}{4,882 \times 10^6} \approx 0,0678$$

$$\text{- unutrašnja neočišćena: } \gamma_{\text{eff}} = \frac{6,077 \times 10^5}{5,700 \times 10^6} = 0,1066$$

$$\text{- spoljašnja čista: } \gamma_{\text{eff}} = \frac{3,692 \times 10^5}{3,250 \times 10^6} \approx 0,1136$$

$$\text{- unutrašnja čista: } \gamma_{\text{eff}} = \frac{3,731 \times 10^5}{5,306 \times 10^6} \approx 0,0703$$

Iz dobijenih rezultata možemo izvesti zaključak koja je površina elektroda najefikasnija u proizvodnji sekundarnih elektrona, pored konstantne 0,2 površine,

koju smo uzeli kao primer. Najveći koeficijent sekundarne emisije imaju unutrašnja neočišćena i spoljašnja čista elektroda, što znači da će ova konstrukcija reaktora biti najefikasnija u proizvodnju sekundarnih elektrona, kao što smo već i utvrdili (slika 5).

Važno je napomenuti da date efektivne sekundarne emisije važe samo za dati reaktor, sa parametrima koje smo naveli na početku. Za svaku drugu simulacionu postavku, menjaće se i efektivne sekundarne emisije. Odavde se može videti značaj ove simulacije, kao i računarskih simulacija uopšte, s obzirom da smo uspeli da dobijemo vrednosti efektivne sekundarne emisije na osnovu preciznih fizičkih modela koji se mogu koristiti u praksi.

## ZAKLJUČAK

Istraživali smo uticaj sekundarne emisije elektrona različito tretiranih površina na karakteristike dvo-frekventnih kapacitivno spregnutih pražnjenja. Osnovni motiv ovog istraživanja je velika praktična primena dvo-frekventnih plazmi u industriji, kao i potreba preciznog opisivanja sekundarne emisije sa površina, uzimajući u obzir da se upravo u praksi ovaj tip plazmi najčešće koriste za plazma-nagrizanje dielektrika.

Rezultate do kojih smo došli govore nam da za precizan opis plazme moramo da uzmemo u obzir sekundarnu emisiju elektrona koja zavisi od energije jona koji vrše jonizaciju. Precizan model sekundarne emisije su dali Phelps i Petrović, na osnovu kojeg smo u ovom radu modelovali interakciju jona sa površinama elektroda na kojima dolazi do sekundarne emisije. Pokazali smo na osnovu rezultata simulacije da gustina plazme zavisi od sekundarne emisije i to tako što se njena vrednost u centru pražnjenja drastično povećava sa porastom  $\gamma$  koeficijentata. Raspodela energija jona na unutrašnjoj elektrodi je, takođe, pokazala zavisnost od koeficijenta sekundarne emisije, dok smo sa druge strane pokazali da to ne važi za raspodelu energije jona na spoljašnjoj elektrodi. Zaključili smo da potencijal plazme zavisi od sekundarne emisije sa obe elektrode, tako što je za realne površine pokazivao male razlike ukazujući na to da postoje procesi koji dovode do kompenzacije efekata sekundarne emisije za različite konfiguracije reaktora.

Svakako, najvažnije je to što smo uspeli da pomoću simulacije dobijemo efektivne koeficijente sekundarne

emisije, koji se mogu koristiti u praksi za jednostavnije opisivanje simuliranih plazma-reaktora, pri tom zadržavajući precizni model sekundarne emisije. Značaj dobijenih rezultata opravdava korišćenje simulacionih modela za dobijanje podataka, koji su korisni u praksi i koji smanjuju vremenske i materijalne troškove eksperimentalnih postupaka.

## LITERATURA

- [1] J.M.A. Liberman, A.J. Lichtenberg, Plasma Discharges and Materials Processing, Wiley, New York, 1994.
- [2] T. Makabe, Z.Lj. Petrović, Plasma Electronics: Applications in Microelectronic Device Fabrication, Taylor & Francis, New York, 2006.
- [3] Z.Lj. Petrović, B. Radjenović, M. Radmilović-Radjenović, Proceedings of 26<sup>th</sup> International Conference on Microelectronics, MIEL, Niš, Serbia, 2008, p. 19.
- [4] M. Radmilović-Radjenović, J.K. Lee, Phys. Plasmas **12** (2005) 063501–063508.
- [5] A. Bojarov, M. Radmilović-Radjenović Z.Lj. Petrović, 24<sup>th</sup> Summer School and International SPIG, Contributed Papers, p. 387.
- [6] M. Radmilović-Radjenović, B. Radjenović, Plasma Sources Sci. Technol. **15** (2006) 1–7.
- [7] A. Bojarov, M. Radmilović-Radjenović, Z.Lj. Petrović, Hem. Ind. **63** (2009) 233–238.
- [8] M. Radmilović-Radjenović B. Radjenović, Contrib. Plasm. Phys. **47** (2007) 165–172.
- [9] V. Vahedi M. Surendra, Comput. Phys. Commun. **87** (1995) 179–168.
- [10] C.K. Birdsall, IEEE Trans. Plasm. Sci. **19** (1991) 65–85.
- [11] J.P. Verboncoeur, Plasma Phys. Control. Fusion **47** (2005) A231–A260.
- [12] A.V. Phelps, Z.Lj. Petrović, Plasma Sources Sci. Technol. **8** (1999) 445–449.
- [13] J.K. Lee, N.Yu. Babaeva, H.C. Kim, O.V. Manuilenko, J.W. Shon, IEEE Trans. Plasma Sci. **32** (2004) 47–53.
- [14] M. Radmilović-Radjenović, Z.Lj. Petrović, Europ. J. Phys. D **54** (2009) 445–449.
- [15] M. Radmilović-Radjenović, Z.Lj. Petrović, B. Radjenović, J. Phys. Conf. Ser. **71** (2007) 012007, p. 19.
- [16] M. Radmilović-Radjenović, Z. Lj. Petrović, G.N. Malović, D. Marić, B. Radjenović, C. J. Phys. **56** (2006) B996–B1001.
- [17] A.V. Phelps, J. Phys. Chem. Ref. Data **20** (3) (1991) p. 557.

**SUMMARY****INFLUENCE OF THE SECONDARY ELECTRON EMISSION ON THE CHARACTERISTICS OF RADIO FREQUENCY PLASMAS**

Aleksandar Bojarov, Marija Radmilović-Radjenović, Marija Savić

Institute of Physics, Belgrade, Serbia

(Scientific paper)

In this paper the influence of secondary emission on the characteristics of rf plasmas has been studied. An asymmetrical dual-frequency capacitively coupled plasma reactor has been modeled with one dimensional PIC/MCC (Particle in Cell with Implemented Monte Carlo Collisions) code. The main feature of the modeling code represents the realistic model of the ion-induced secondary electron emission. Secondary emission of electrons is one of the important processes that effects the characteristics of rf plasmas. For modeling the secondary yield per ion, we have used equations proposed by Phelps and Petrović (Plasma Sources Sci. Technol. **8** (1999) R21–R44) for differently treated metal surfaces. In the model, the energy dependence of the yields per ion for differently treated metal surfaces has been implemented. Results are compared for yields for the so called “dirty” and “clean” surfaces, and the spatial profiles of charged particles and ion energy distributions were observed. The simulation results indicate that the plasma characteristics are greatly affected by the ion-induced secondary emission, changing the overall parameters of dual-frequency capacitively coupled plasma reactors especially in applications as etching devices. Conclusion is that an exact model of the secondary electron emission should be included, as to ensure better agreement between simulation and experiment.

Ključne reči: Radio-frekventna pražnjenja • Računarske simulacije pražnjenja u gasovima • Sekundarna emisija

Key words: Radio frequency discharges • Computer simulations of gas discharges • Secondary emission of electrons