

MERJENJE GOSTOTE NEVTRALNIH ATOMOV V PORAZELEKTRITVENEM OBMOČJU PLAZME

Rok Zaplotnik^{1,2}, Alenka Vesel², Miran Mozetič²

STROKOVNI ČLANEK

¹Mednarodna podiplomska šola Jožefa Stefana, Jamova 39, 1000 Ljubljana

²Institut »Jožef Stefan«, Jamova 39, 1000 Ljubljana

POVZETEK

V članku predstavljamo nekaj v literaturi najpogostejših metod za merjenje gostote nevtralnih atomov v porazelektritvenem območju plazme. Metode smo opisali za primer merjenja nevtralnih kisikovih atomov, čeprav se večina opisanih metod lahko uporablja tudi za določanje gostote drugih nevtralnih atomov. Predstavljene so tudi primerjave med nekaterimi metodami. Rezultati teh primerjav nam razkrijejo določene prednosti in pomanjkljivosti metod.

Gljučne besede: katalitične sonde, NO-titracija, TALIF, aktinometrija, FOCP, kisikova plazma

Neutral atom density measurement in the plasma postglow region

ABSTRACT

In this paper some of the most common methods for neutral atom density measurements in plasma postglow are presented. The methods are described for the case of neutral oxygen density measurement, although most of the described methods can be used to determine the density of several types of neutral atoms. A comparison of methods is presented. The results of these comparisons reveal certain advantages and disadvantages of the methods.

Key words: catalytic probes, NO titration, TALIF, actinometry, FOCP, oxygen plasma

1 UVOD

Pomembnost nevtralnih atomov kot reaktivnih delcev v sodobni znanosti narašča. Nevtralni atomi se uporabljajo npr. v nanoznanosti [1–3] za sintezo velikih količin nanožičk iz kovinskih oksidov, v biomedicinski znanosti [4, 5] za sterilizacijo delikatnih biokompatibilnih materialov in v znanosti o površinah [6, 7] za spreminjanje površinskih lastnosti.

Največje gostote nevtralnih atomov dobimo z elektromagnetnimi razelektritvami. Tipična gostota nevtralnih kisikovih atomov v nizkotlačnih kisikovih plazmah je okoli 10^{21} m^{-3} [8–10]. Gostote nevtralnih atomov pa, v odvisnosti od razelektritvenih parametrov, lahko variirajo za več redov velikosti.

Ker je za določeno uporabo potrebna točno določena gostota nevtralnih atomov, jo je treba kar se da natančno določiti. Za določitev gostote nevtralnih atomov obstaja več metod. Vsaka metoda določanja gostote nevtralnih atomov v porazelektritvenem območju plazme ima tako prednosti kot pomanjkljivosti. Nekatere metode so primernejše za določanje nizkih gostot, druge za določanje gostot z dobro časovno in prostorsko ločljivostjo, nekatere so enostavne in

preproste za uporabo, druge zahtevne in drage. Oglejmo si, kako nekatere od teh metod delujejo.

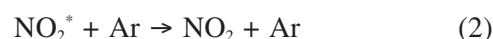
2 METODE MERJENJA GOSTOTE NEVTRALNIH KISIKOVIH ATOMOV

V tem poglavju so na kratko predstavljene v literaturi najpogostejše metode za merjenje gostote nevtralnih kisikovih atomov. Večina opisanih metod je uporabna tudi za merjenje drugih nevtralnih atomov (npr. dušikovih in vodikovih).

2.1 NO-titracija

NO-titracija je precej zanesljiva kemična metoda za določanje gostote nevtralnih kisikovih atomov. Metoda temelji na reakciji med atomi kisika, ki so nastali v plazmi, in dušikovega oksida, ki ga dovajamo v porazelektritveno komoro. Zaradi varnostnih razlogov se po navadi uporablja mešanico dušikovega oksida in argona.

V porazelektritveni komori potekajo naslednje reakcije [11]:



Pri reakciji (1) nastaja metastabilna molekula NO_2^* , ki pri prehodu v osnovno stanje (3) seva zeleno svetlobo z vrhom okoli $\lambda = 575 \text{ nm}$. Intenziteto te svetlobe merimo z optično emisijsko spektroskopijo.

Število nastalih metastabilnih molekul NO_2^* je odvisno od gostote nevtralnih kisikovih atomov, nastalih v plazmi, in od volumenskega pretoka NO. Sledi, da je intenziteta izsevane svetlobe $I(\text{NO}_2^*)$ sorazmerna z gostoto kisikovih atomov n_{O} in gostoto dušikovega oksida n_{NO} . Zvezo lahko zapišemo kot:

$$I(\text{NO}_2^*) = K(\lambda) \cdot n_{\text{NO}} \cdot n_{\text{O}} \quad (4)$$

kjer je $K(\lambda)$ konstanta, ki je odvisna od spektralne občutljivosti spektrometra, energije fotonov, verjetnosti emisije in od hitrosti potekanja reakcij (1) in (3). Enačbo (4) lahko enostavneje zapišemo kot:

$$I(\text{NO}_2^*) = r \cdot n_{\text{NO}} \quad (5)$$

kjer je $r = K(\lambda) \cdot n_{\text{O}}$. Enačba (4) pove, da je intenziteta izsevane svetlobe $I(\text{NO}_2^*)$ linearno odvisna od gostote oziroma volumenskega pretoka dušikovega oksida.

Iz naklona premice r , ki ga dobimo z merjenjem intenzitete $I(\text{NO}_2^*)$ v odvisnosti od volumenskega pretoka NO, lahko izračunamo gostoto nevtralnih kisikovih atomov n_o . Konstanto $K(\lambda)$ se določi s kalibracijo z dušikom.

Pomanjkljivost te metode sta predvsem strupena plina NO in NO₂. Poleg tega pa je metoda uporabna le v porazelektritvenem območju, saj se v razelektritvenem območju NO zaradi trkov z elektroni uniči. Gostota nevtralnih atomov v plazmi se lahko torej določi le z uporabo primerne modela in podatkov, izmerjenih v porazelektritvi.

2.2 Absorpcijske metode

Pri optično absorpcijskih tehnikah se pogosto uporablja opazovanje fluorescence, ki jo povzroči absorpcija fotona curka laserske svetlobe, s katero se selektivno vzbujajo atome v osnovnem stanju. Vzbujen atom se nato deekscitira in izseva foton z valovno dolžino v vidnem spektru.

Za vzbujanje atomov iz osnovnega stanja se uporabijo fotoni s točno določeno energijo. Atom absorbira energijo in preide v višje vzbujeno stanje. Nato se s fluorescenco oziroma z izsevanjem svetlobe relaksira v nižje stanje. V primeru kisikovih atomov morajo fotoni imeti najmanj valovno dolžino 130 nm, kar ustreza prehodu med osnovnim stanjem $2p^4 \ ^3P$ in vzbujenim stanjem $3s \ ^3S$ [12]. To je namreč dovoljen optični prehod z najmanjšo energijo (9,5 eV). Ker pa nastavljivih laserjev pri tako kratkih valovnih dolžinah ni, so razvili tako imenovano dvofotonsko absorpcijo.

Tehnika, ki za vzbujanje atomov iz osnovnega stanja uporablja dvofotonsko absorpcijo, se imenuje dvofotonska laserska fluorescenca oziroma TALIF (*Two Photon Laser-Induced Fluorescence*). Atom istočasno absorbira dva fotona z energijo enako polovici energije prehoda. Za kisikove atome je prvi tak prehod iz osnovnega stanja v stanje $3p \ ^3P$. Za ta prehod je potrebna energija okoli 11 eV, kar pomeni dva fotona z valovno dolžino 226 nm. Svetlobo pri tej valovni dolžini pa je že mogoče doseči z uporabo določenih nelinearnih optičnih procesov.

Gostota kisikovih atomov, vzbujenih iz osnovnega stanja v stanje $3p \ ^3P$, se torej določi z merjenjem fluorescence v stanje $3s \ ^3S$ pri 845 nm.

Tehnika TALIF ima zelo dobro prostorsko in časovno ločljivost. Prostorska je določena z debelino laserskega curka, ki je tipično okoli 100 μm , časovna pa je reda velikosti 0,1 ms. Metoda ima tudi nekaj pomanjkljivosti. Zaradi bistveno manjšega preseka za dvofotonsko absorpcijo kot za enofotonsko je za to tehniko merjenja potreben zelo močan vir laserske svetlobe, kar pomeni, da je metoda zelo draga. Za določanje absolutne gostote atomov je metodo treba

tudi umeriti, za kar se je uporabljala NO-titracija, dokler niso Goehlich s sodel. [13] ponudili tehnično bolj preprosto kalibracijo z žlahtnimi plini. Poleg tega tehnika omogoča merjenje nevtralnih kisikovih atomov le v porazelektritvenem območju, kjer so atomi zopet v osnovnem stanju in ne v vzbujenem, kot so bili v območju razelektritve.

2.3 Aktinometrija

Aktinometrijo sta prvič, kot tehniko za določanje gostote fluorovih atomov, leta 1980 predstavila J. W. Coburn in M. Chen [14]. Pri tej tehniki določanja gostote prostih atomov v osnovnem stanju se uporablja optična emisijska spektroskopija in aktinometer. Slednji je plin, ki ga v majhnih a znanih koncentracijah dodamo v plinsko mešanico. Po navadi je to žlahtni plin, ki ima sevalni prehod blizu prehoda delcev, katerih gostoto želimo izmeriti. Pri meritvah nevtralnih kisikovih atomov se najpogosteje uporablja argon.

Ker je gostota argonovih atomov v plinski mešanici poznana, se z razmerjem med intenzitetami vrhov emisijskih črt argona in kisika lahko določi gostoto nevtralnih kisikovih atomov. Primerja se intenziteta kisikove emisijske črte 845 nm z intenziteto argonove črte pri 750 nm.

Razmerje med intenzitetama emisijskih črt opiše izraz [15]:

$$\frac{I_O}{I_{Ar}} \propto \frac{n_O}{n_{Ar}} \frac{\int_{\epsilon_O}^{\infty} \sigma_O(\epsilon) f(\epsilon) \sqrt{\epsilon} d\epsilon}{\int_{\epsilon_{Ar}}^{\infty} \sigma_{Ar}(\epsilon) f(\epsilon) \sqrt{\epsilon} d\epsilon} \quad (6)$$

kjer sta I_O in I_{Ar} intenziteta vrhov emisijskih črt, n_o in n_{Ar} številski gostoti atomov v osnovnem stanju, σ_o in σ_{Ar} preseka za elektronsko ekscitacijo atoma v osnovnem stanju, $f(\epsilon)$ funkcija porazdelitve energije elektronov in ϵ energija elektronov. Ker opazujemo razmerje intenzitet črt, se gostoti elektronov okrajšata in zato izraz ni odvisen od gostote elektronov n_e , še vedno pa je odvisen od $f(\epsilon)$. Če sta integrala konstantna, lahko izraz (6) zapišemo kot:

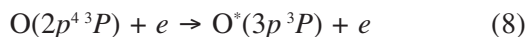
$$\frac{I_O}{I_{Ar}} = \frac{k_O}{k_{Ar}} \frac{n_O}{n_{Ar}} = k'_O \frac{n_O}{n_{Ar}} \quad (7)$$

kjer so k sorazmernostne konstante. Ta izraz je temelj aktinometrije kot tehnike za merjenje gostote atomov v osnovnem stanju.

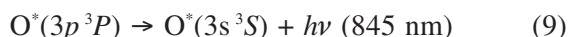
V izrazu (7) je k'_O konstanta, le če sta odvisnosti od energije pri presekih $\sigma_o(\epsilon)$ in $\sigma_{Ar}(\epsilon)$ enaki ali če se v področju integriranja $f(\epsilon)$ bistveno ne spremeni. V realnih sistemih pa je oblika presekov relativno nepomembna, saj $f(\epsilon)$ hitro pada z večanjem energije

in je pomembna le gostota elektronov, ki imajo energijo večjo od obeh prehodov. Če sta energiji prehodov ε_O in ε_{Ar} podobni, je k'_0 konstanten.

Največja pomanjkljivost te tehnike je v njenih dveh predpostavkah. Aktinometrija namreč temelji na predpostavkah, da se stanje O^* vzbudi zgolj z neposrednim trkom elektrona z atomom v osnovnem stanju:

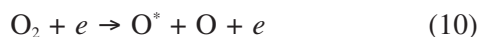


vzbujeno stanje O^* pa izgubi energijo le z izsevanjem karakterističnega fotona:



Iz (8) in (9) je torej razvidno, da je intenziteta vrha emisijske črte pri 845 nm direktno sorazmerna s koncentracijo vzbujenih atomov O^* oziroma kar z gostoto atomov v osnovnem stanju O .

Dejansko pa do stanja O^* lahko pride na več načinov. Poleg vzbujanja iz osnovnega stanja se stanje O^* lahko vzbudi z večstopenjsko ekscitacijo, z deekscitacijo z višjih vzbujenih stanj ali, v določenih okoliščinah, z disociativno ekscitacijo [16]:



K intenziteti emisijske črte torej ne prispevajo le prosti atomi v osnovnem stanju, pač pa tudi molekule, ki pri trku z elektronom doživijo disociativno ekscitacijo.

Poleg tega pa vzbujeno stanje O^* ne izgublja energije le pri deekscitaciji, ampak tudi pri trkih med atomi [15, 16].

Ti popravki tehniko aktinometrije precej zakomplirajo, saj je za točno določanje gostote nevtralnih kisikovih atomov treba upoštevati dokaj kompleksen kinetični model [17].

2.4 Katalitične sonde

Katalitične sonde so med omenjenimi metodami najstarejše. Prvič je katalitično sondo opisal W. V. Smith leta 1942 [18]. V omenjenem članku je uporabil platino, ki jo je kot katalitični material naparil na stekleno kapico. Temperaturo steklene kapice je meril s termočlenom. Za povezavo med temperaturo katalitičnega materiala in gostoto atomov je ponudil le preprosto kvalitativno razlago: ko je gostota atomov v okolici sonde večja, potem je tudi temperatura sonde višja.

Novo različico katalitične sonde, aktivno grelno sondo, sta leta 1961 predstavila Wood in Wise [19]. Za katalitični material sta uporabila greto katalitično žarilno nitko. Namesto merjenja temperature katalizatorja sta merila električno moč, ki je potrebna, da temperatura žarilne nitke ostaja nespremenjena, potem ko se na njeni površini pričnejo rekombinacije. Čeprav je merjenje z aktivno grelno katalitično sondo precej

bolj neposredno, pa zaradi preprostosti v literaturi še vedno večkrat najdemo navadno katalitično sondo.

Katalitične sonde se segrevajo zaradi disipacije energije, ki jo povzročajo heterogene rekombinacije atomov na površini katalizatorja. Iz temperaturne krivulje sonde pa lahko določimo gostoto nevtralnih atomov v okolici sonde ali pa rekombinacijski koeficient uporabljenega katalizatorja.

Sonde pri delovanju izkoriščajo eksotermno naravo rekombinacijske reakcije, ki je v našem primeru:



Na vsak par atomov, ki se rekombinira na površini sonde, se sprostí disociacijska energija W_D , ki je v primeru reakcije (11) $W_D = 5,12$ eV [20]. Če je sonda izpostavljena gostoti atomov n in lahko zanemarimo usmerjen tok plina, je gostota toka atomov na sondo enaka $j = n \cdot v/4$, kjer je v termična hitrost atomov in se izračuna z enačbo:

$$v = \sqrt{8kT_0/\pi m_a} \quad (12)$$

kjer je T_0 kinetična temperatura plina v bližini sonde, m_a je masa atomov in k Boltzmannova konstanta.

Gostota toplotnega toka, sproščenega na sondi z rekombinacijskim koeficientom γ , je potem:

$$J = \gamma \cdot \frac{1}{4} \cdot n \cdot v \cdot \frac{W_D}{2} \quad (13)$$

Kot je razvidno iz enačbe (13) je gostota toplotnega toka, ki se sprošča na sondi, odvisna ne le od okolice sonde, ampak tudi od rekombinacijskega koeficienta materiala, iz katerega je sonda narejena. Če torej želimo iz sonde dobiti čim boljši signal, se mora le-ta bolj segreti in mora zato biti narejena iz materiala, ki ima čim večji rekombinacijski koeficient. Če pa merimo v območju z zelo veliko gostoto atomov, mora biti rekombinacijski koeficient manjši, da se sonda ne stali.

Katalitične sonde imajo v primerjavi z drugimi opisanimi metodami kar nekaj prednosti. Zaradi enostavne izdelave so izredno dostopne in poceni, enostavne za uporabo, kvantitativne in se lahko uporabljajo za merjenje gostote nevtralnih atomov v območju razelektritve.

Metoda merjenja s katalitičnimi sondami ima tudi nekaj pomanjkljivosti. Med omenjenimi metodami ima namreč najslabšo časovno ločljivost, saj je za eno meritev treba počakati toliko, da se sonda segreje do ravnovesne temperature, kar navadno traja nekaj deset sekund. Pri sistematičnih meritvah karakteristik plazme sicer obstaja postopek meritev, ki ta čas bistveno zmanjša, a je časovna ločljivost še vedno reda velikosti sekunde.

Poleg tega je merjenje s katalitično sondo destruktivna metoda, saj je sonda ponor atomov in se gostota

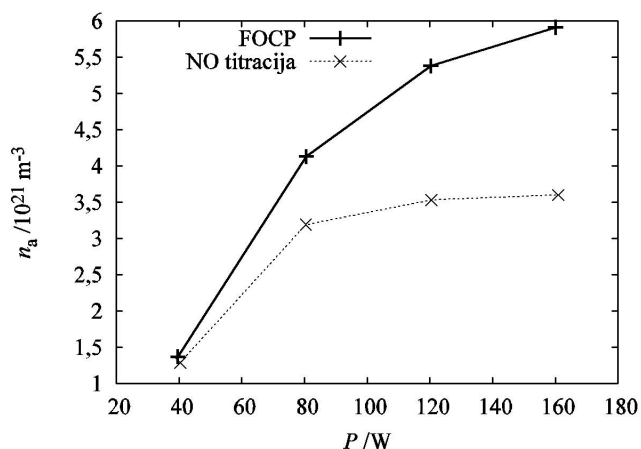
nevtralnih atomov v njeni okolici zaradi tega zmanjša, kar pa ni velika pomanjkljivost, saj se vpliv sonde na okolico preprosto upošteva pri obdelavi podatkov.

Glavna pomanjkljivost navadne katalitične sonde je naslednja: Pri eksperimentih, kjer se uporablja radiofrekvenčna razelektritev in meritve s katalitično sondo potekajo blizu razelektritvenega območja, so največji problem elektromagnetne interference. Električni signal, ki ga odčitavamo na katalitični sondi, je zelo šibek in zato že zaradi manjših radiofrekvenčnih motenj postane neuporaben. To pa je tudi glavni razlog, zakaj so razvili novo verzijo katalitične sonde, optično katalitično sondo [21]. Optična katalitična sonda (FOCP – *Fiber Optic Catalytic Probe*) za zajemanje signala uporablja optična vlakna in jo zato elektromagnetne interference ne motijo.

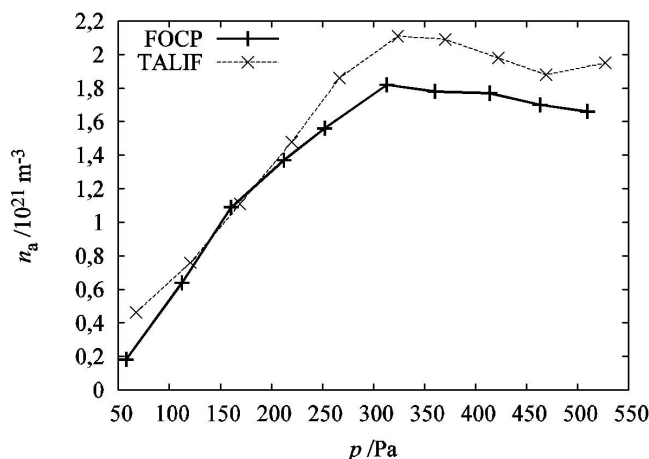
3 PRIMERJAVA METOD

V tem poglavju si bomo ogledali primerjave nekaterih prej omenjenih metod. Na **sliki 1** so predstavljeni rezultati primerjave NO-titracije in optične katalitične sonde (FOCP). Mozetič s sodel. [22] je ti dve metodi primerjal v porazelektritvi mikrovalovne plazme, ustvarjene v surfatronu v mešanici plinov kisika in argona, in prišel do sklepa, da sta obe metodi dali podobne rezultate. S **slike 1** je razvidno, da se izmerjene gostote razlikujejo največ do 1,7-krat. Primerjava je razkrila nekaj prednosti obeh metod. NO-titracija lahko meri gostoto nevtralnih kisikovih atomov pri zelo majhnih koncentracijah kisikovih atomov, tudi pod stopnjo disociacije 10^{-3} , medtem ko je FOCP veliko hitrejša metoda, pri kateri se ne uporablja strupenih plinov.

Za primerjavo metode TALIF z optično katalitično sondo (FOCP) je Gaboriau s sodel. [23] uporabil dušikovo plazmo. Merili so dušikove atome v poraz-



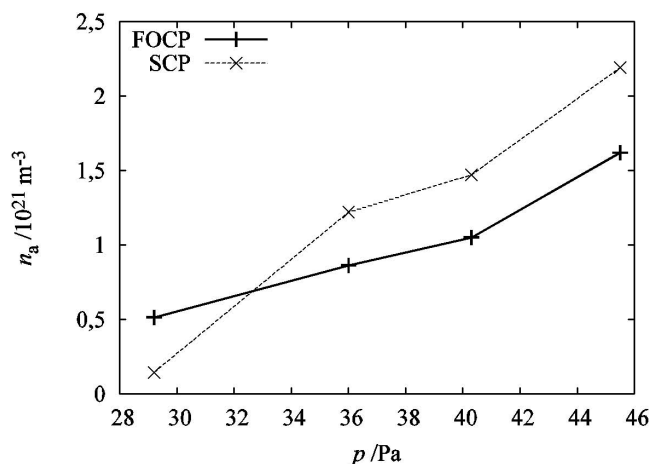
Slika 1: Gostota nevtralnih kisikovih atomov v porazelektritveni komori mikrovalovne plazme, v odvisnosti od moči mikrovalovnega generatorja, merjena z optično katalitično sondo (FOCP) in z NO-titracijo pri 16 Pa [22]



Slika 2: Gostota nevtralnih dušikovih atomov v porazelektritveni komori mikrovalovne plazme v odvisnosti od tlaka v porazelektritveni komori pri 270 W, merjena z optično katalitično sondo (FOCP) in metodo TALIF [23]

elektritvi dušikove plazme, ustvarjene s surfatronskim mikrovalovnim generatorjem. Na **sliki 2** so predstavljene gostote nevtralnih dušikovih atomov v odvisnosti od tlaka v porazelektritveni komori, kjer je bila mikrovalovna moč 270 W. Ugotovimo lahko, da se rezultati, izmerjeni z metodo TALIF, le do okoli 30 % razlikujejo od rezultatov, izmerjenih z optično katalitično sondo. Metodi sta torej primerljivi, saj so odmiki med rezultati v okviru natančnosti metod. Metoda TALIF ima boljše časovno in prostorsko ločljivost, optična katalitična sonda (FOCP) pa je preprostejša za uporabo, ne potrebuje zelo drage opreme in ne potrebuje umeritve.

Primerjavo med standardno katalitično sondo (SCP – *Standard Catalytic Probe*) in optično katalitično sondo (FOCP) pa je Poberaj s sodel. [24] opravil v induktivno sklopljeni radiofrekvenčni (27,12 MHz)



Slika 3: Gostota nevtralnih kisikovih atomov v porazelektritveni komori induktivno sklopljene radiofrekvenčne plazme v odvisnosti od tlaka v porazelektritveni komori pri 200 W, merjena z optično katalitično sondo (FOCP) in standardno katalitično sondo (SCP) [24]

kisikovi plazmi. Radiofrekvenčno moč na generatorju so nastavili na 200 W in spreminjali tlak v porazelektritivni komori. Na **sliki 3** so predstavljeni rezultati teh meritev.

Rezultati izmerjeni s katalitičnima sondama se razlikujejo le do okoli 30 %, kar je v okviru natančnosti sond. Sklepi, do katerih so prišli v omenjenem članku, pa so naslednji: Čeprav so rezultati, dobljeni z standardno (SCP) in optično (FOCP) katalitično sondo, zelo podobni, pa ima optična katalitična sonda le nekaj prednosti. Ponovljivost rezultatov z optično katalitično sondo je manjša od 1 %, medtem ko je ponovljivost rezultatov, izmerjenih s standardno katalitično sondo, nekaj odstotkov. Poleg tega so na natančnost meritev s standardno katalitično sondo vplivale tudi radiofrekvenčne motnje, medtem ko na optično katalitično sondo niso.

4 SKLEPI

Za merjenje nevtralnih atomov v porazelektritivnih območjih plazem obstaja več metod. V literaturi najpogosteje uporabljene so: NO-titracija, absorpcijske metode, aktinometrija in katalitične sonde. Vsaka od njih ima določene dobre lastnosti in nekaj pomanjkljivosti, npr. za meritve gostote nevtralnih atomov s čim večjo prostorsko in časovno ločljivostjo je najprimernejša metoda TALIF, ki pa je dokaj zahtevna, zahteva zelo drago opremo in je neuporabna v območju razelektritve.

Z vidika uporabnosti in enostavnosti pa se odlikujeta standardna katalitična sonda (SCP) in optična katalitična sonda (FOCP). Katalitične sonde se lahko uporabljajo za merjenje različnih nevtralnih atomov. Za merjenje nevtralnih kisikovih atomov se največkrat uporablja nikljeva katalitična konica, za merjenje vodikovih atomov je najprimernejša katalitična konica iz zlata, za merjenje dušikovih atomov pa

železna katalitična konica. Katalitične sonde so zaradi enostavne izdelave izredno dostopne in poceni, poleg tega pa so zelo enostavne za uporabo. Uporabne so tudi pri meritvah nevtralnih atomov v območjih razelektritve.

5 LITERATURA

- [1] U. Cvelbar, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 44 (2011), 174014
- [2] U. Cvelbar, Z. Chen, M. K. Sunkara, M. Mozetič, *Small*, 4 (2008), 1610–1614
- [3] M. Mozetič, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 44 (2011), 174028
- [4] A. Vesel, M. Mozetič, M. Jaganjac, L. Milkovič, A. Cipak, N. Zarkovič, *Eur. Phys. J.: Appl. Phys.*, 56 (2011), 24024
- [5] U. Cvelbar, M. Mozetič, N. Hauptman, M. Klanjšek-Gunde, *J. Appl. Phys.*, 106 (2009), 103303
- [6] A. Vesel, *Surf. Coat. Technol.*, 205 (2010), 490–497
- [7] T. Vrlinič, A. Vesel, U. Cvelbar, M. Krajnc, M. Mozetič, *Surf. Interface Anal.*, 39 (2007), 476–481
- [8] M. Balat-Pichelin, A. Vesel, *Chem. Phys.*, 327 (2007), 112–118
- [9] G. Primc, R. Zaplotnik, A. Vesel, M. Mozetič, *AIP Advances*, 1 (2011), 022129
- [10] R. Zaplotnik, A. Vesel, M. Mozetič, *Europhys. Lett.*, 95 (2011), 55001
- [11] A. Ricard, T. Czerwiec, T. Belmonte, S. Bockel, H. Michel, *Thin Solid Films*, 341 (1999), 1–8
- [12] L. Dimauro, R. Gottscho, T. Miller, *J. Appl. Phys.*, 56 (1984), 2007–2011
- [13] A. Goehlich, T. Kawetzki, H. Dobeles, *J. Chem. Phys.*, 108 (1998), 9362–9370
- [14] J. Coburn, M. Chen, *J. Appl. Phys.*, 51 (1980), 3134–3136
- [15] J. Booth, O. Joubert, J. Pelletier, N. Sadeghi, *J. Appl. Phys.*, 69 (1991), 618–626
- [16] R. Walkup, K. Saenger, G. Selwyn, *J. Chem. Phys.*, 84 (1986), 2668–2674
- [17] P. Macko, P. Veis, G. Cernogora, *Plasma Sources Sci. T.*, 13 (2004), 251–262
- [18] W. V. Smith, *The Journal of Chemical Physics*, 11 (1943), 110–125
- [19] B. J. Wood, H. Wise, *The Journal of Physical Chemistry*, 65 (1961), 1976–1983
- [20] P. Brix, G. Herzberg, *The Journal of Chemical Physics*, 21 (1953), 2240–2240
- [21] D. Babič, I. Poberaj, M. Mozetič, *Rev. Sci. Instrum.*, 72 (2001), 4110–4114
- [22] M. Mozetič, A. Ricard, D. Babič, I. Poberaj, J. Levaton, V. Monna, U. Cvelbar, *J. Vac. Sci. Technol. A*, 21 (2003), 369–374
- [23] F. Gaboriau, U. Cvelbar, M. Mozetič, A. Erradi, B. Rouffet, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 42 (2009), 055204
- [24] I. Poberaj, M. Mozetič, D. Babič, *J. Vac. Sci. Technol. A*, 20 (2002), 189–193