

CZU: 621.793

DOI: <http://doi.org/10.5281/zenodo.4457422>

STRATURI SUBȚIRI SEMICONDUCTOARE PREPARATE ÎN SISTEME DE PULVERIZARE CU MAGNETRON (DC): TEORIE vs EXPERIMENT (I)

Igor NAROLSKI, Alexandr CLIUCANOV, Corneliu ROTARU,
Marin RUSU, Sergiu VATAVU

Universitatea de Stat din Moldova

Caracteristica curent-tensiune a sistemului de pulverizare cu magnetron (DC) depinde în formă pătratică de trei parametri, unul dintre care este egal cu potențialul de aprindere a descărcării gazului, pe când ceilalți doi parametri se determină experimental din caracteristica curent-tensiune pentru valori mici sau mari ale tensiunii aplicate sistemului.

Cuvinte-cheie: sistem de pulverizare cu magnetron, caracteristica curent-tensiune, descărcare în gaz.

SEMICONDUCTOR THIN FILMS PREPARED BY MAGNETRON SPUTTERING (DC): THEORY vs EXPERIMENT (I)

The current-voltage dependencies of a DC magnetron system depend, as a square function, on three parameters, one of those being equal to the ignition potential in gas discharge, while the other two are being determined experimentally by use of experimental curves for low/high applied voltages.

Keywords: magnetron sputtering system, current vs voltage dependence, gas discharge.

Introducere

Conceptul sistemelor de pulverizare cu magnetron într-o formă analitică nu este pe deplin studiat. Această constatare se aplică și caracteristicii curent-tensiune, a cărei ecuație permite doar o interpretare calitativă. În plus față de complexitatea cauzată de procesele fizice ale descărcării gazului și de curenții din câmpuri electrice și magnetice neomogene, dificultățile în descrierea proceselor de pulverizare cu magnetron sunt asociate cu particularitățile de proiectare ale instalației și cu geometria acesteia.

Depunerea prin sistem cu magnetron este una de perspectivă pentru prepararea straturilor semiconductoare atât pe suporturi cu dimensiuni reduse, cât și a celor fabricate cu aplicații în scară largă [1,2].

Rezultate și discuții

Principala caracteristică a sistemului de pulverizare cu magnetron este caracteristica curent-tensiune. Mișcarea unui electron în câmpuri electrice și magnetice omogene încrucișate presupune o soluție analitică. Ecuația lui Newton având forma:

$$m\dot{\vec{v}} = -e(\vec{E} + [\vec{v} \times \vec{B}]), \quad \dot{v}_x = -e(E_x + v_y B)/m, \quad \dot{v}_y = \omega_c v_x \quad \omega_c = eB/m \quad (1)$$

Deoarece câmpurile sunt staționare, obținem $\ddot{v}_x = -\omega_c^2 v_x$. Astfel, viteza de-a lungul axei x depinde de timp conform unei legi armonice de frecvența de ciclotron. Presupunând că în momentul inițial de timp această componentă a vitezei este egală cu zero, obținem $v_x(t) = a \sin \omega_c t$. Ca urmare vom obține $v_y(t) = a \cos \omega_c t / \omega_c + b$. Condiția inițială $\vec{v}(0) = 0$ face posibilă obținerea în cele din urmă a următoarelor ecuații pentru componentele vitezei electronului:

$$v_y(t) = -E_x(1 - \cos \omega_c t) / B, \quad v_x(t) = -E_x \sin \omega_c t / B, \quad E_x = -E \quad (2)$$

Câmpul electric este îndreptat de-a lungul axei x în sens opus. Conform ecuațiilor (2), un electron se deplasează pe traiectorie cicloidă cu o viteză de-a lungul suprafeței catodului. Intergând, obținem următorul rezultat pentru ecuațiile mișcării electronului:

$$y(t) = -E_x(\omega_c t - \sin \omega_c t) / B\omega_c, \quad x(t) = -E_x(1 - \cos \omega_c t) / B\omega_c, \quad (3)$$

Ecuțiile de mișcare (3) sunt ecuațiile unei cicloide într-o formă parametrică. Valorile medii ale deplasării de-a lungul axelor x și y sunt descrise de relația $\langle y \rangle / \langle x \rangle = \omega_c \tau$, unde τ este timpul dintre două coliziuni succesive ale unui electron cu un atom de gaz, care poate fi exprimat în termeni de secțiune transversală corespunzătoare împrăștierii unui electron de către un atom $n_0 \langle \sigma_0 v_e \rangle = l / \tau$, iar n_0 – concentrația atomilor. Conform rezultatului obținut, pentru deplasările electronilor obținem raportul dintre componentele corespunzătoare ale densității de curent a electronilor:

$$j^2 = j_x^2 + j_y^2 = j_x^2 (1 + (\omega_c \tau)^2), \quad j_y = j_x \omega_c \tau, \quad j = j_x (1 + (\omega_c \tau)^2)^{1/2}, \quad j = j_x (1 + (\omega_c \tau)^2)^{1/2} \quad (4)$$

Condițiile de valabilitate ale formulei (4) reies din calculul valorii medii a vitezei electronilor (2) pentru timpul τ dintre două coliziuni succesive ale electronului cu atomul, presupunând $\omega_c \tau \gg l$. În astfel de cazuri se presupune că $\tau = NT + t_0, T = 2\pi / \omega_c, t_0 \ll \tau$, unde N este un număr întreg mare. Prin definiție:

$$\langle v_x \rangle = \frac{E}{B\tau} \int_0^\tau \sin \omega_c t dt = \frac{E}{B\tau\omega_c} (1 - \cos \omega_c t_0) \cong \frac{E}{B\tau\omega_c}, \quad \langle v_y \rangle = \frac{E}{B} = \langle v_x \rangle \tau \omega_c \quad (5)$$

ce demonstrează ecuația (4). Astfel, ecuația (4) este valabilă în câmpuri magnetice puternice când este satisfăcută inegalitatea $\omega_c \tau \gg l$. Densitatea curentului de electroni în conformitate cu legea lui Ohm este determinată de expresia:

$$j(x) = \frac{e^2 \tau}{m} n_e(x) \phi'(x), \quad j_x(x) = e b n_e(x) \phi'(x), \quad b = \frac{e \tau}{m} (1 + (\omega_c \tau)^2)^{-1/2}, \quad (6)$$

unde b – mobilitatea transversală a electronilor. Mișcarea sarcinilor într-un sistem de pulverizare magnetron cu presiune joasă a gazului este supusă acțiunii unui câmp electric și magnetic. Cu cât mai joasă este presiunea, cu atât mai mare este câmpul magnetic ce poate fi utilizat în sistem. Diagrama spațiului de descărcare în gaz este prezentată schematic în Figura 1.

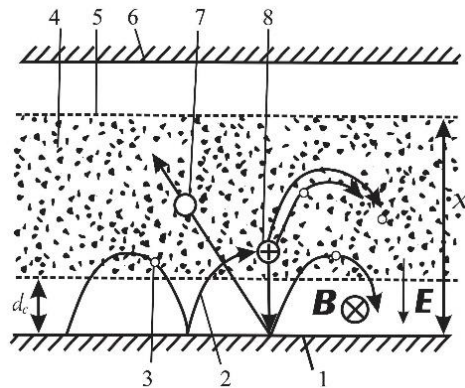


Fig.1. Schema descărcării în gaz pentru sistemul de pulverizare magnetron: 1 – ținta-catod; 2 – traiectoria electronului secundar; 3 – electron; 4 – plasmă; 5 – anod convențional; 6 – anod; 7 – atom; 8 – ion.

În câmpuri neomogene electronii se deplasează de-a lungul traiectoriilor care pot fi considerate convențional cicloide. Un electron emis de un catod este accelerat de un câmp electric și se deplasează de-a lungul cicloidei. Astfel, conform formulei (3), electronul este îndepărtat de-a lungul axei x la o distanță de ordinul a două raze Larmor $h_c = 2E / B\omega_c$. În acest caz, viteza electronilor și grosimea spațiului întunecat al catodului sunt determinate de formulele (5), (6) din [3]. Zona plasmă la descărcarea în gaz determină poziția anodului convențional. Cunoscând energia electronului W_e și valoarea experimentală a energiei pe care electronul o disipă pentru a ioniza un atom W_0 , precum și distanța dintre coliziunile succesive, se estimează poziția anodului condițional x_0 (formula (9) din [3]). În cel mai simplu caz, mișcarea de-a lungul traiectoriei cicloide

$x_0 = N(2E / B\omega_c)$, unde numărul de coliziuni ionizante este egal cu $N = W_e / W_0$. Reieșind din schema prezentată în Figura 1, anodul sistemului de pulverizare cu magnetron nu trebuie amplasat mai aproape decât la distanță x_0 . În caz contrar, o parte dintre electronii ce au posibilitate să ionizeze gazul se vor pierde și eficiența descărcării în gaz va scădea.

La descărcarea în gaz în sistemul de pulverizare magnetron, plasma are forma unui tor, care este situat lângă suprafața pulverizată. Localizarea plasmei se realizează prin focalizarea magnetică a electronilor. Un electron care se îndepărtează de catod traversează liniile de forță ale câmpului magnetic, ceea ce împiedică îndepărtarea acestuia. Ca urmare, la anod se formează o sarcină spațială pozitivă. Electronii de la marginea zonei de pulverizare a catodului sunt direcționați spre centru, mărind astfel gradul de ionizare a gazului. Datorită faptului că masa ionilor este mult mai mare decât masa electronilor, câmpul magnetic practic nu afectează mișcarea ionilor care bombardează catodul și scoate din el electroni secundari. Deoarece raza Debye este mult mai mare decât distanța medie dintre electroni, interacțiunea electronilor poate fi neglijată și electronii pot fi considerați gaz ideal.

Câmpul magnetic are o influență decisivă asupra formării sarcinii spațiale a plasmei. În cazul unui câmp magnetic puternic, electronii sunt focalizați în apropierea catodului. Analiza modelului de descărcare în gaz în care curentul se datorează electronilor secundari ce sunt eliminați de ioni gazului sub acțiunea unei căderi de tensiune în regiunea catodului arată că electronii secundari eliminați din catod sub acțiunea unui câmp magnetic se mișcă în direcția catodului cu o viteză de ordinul vitezei $v = E / B$ de-a lungul suprafeței catodului, îndepărtându-se de acesta la o distanță de ordinul razei Larmor. O cădere de tensiune joasă apare în regiunea spațiului întunecat al catodului, care este suficientă pentru ionizarea atomilor gazului. Cea mai mare cădere de tensiune este în regiunea anodului. Deoarece ionii nu sunt influențați de câmpul magnetic, ei se îndreaptă către regiunea catodului formând o sarcină spațială pozitivă în vecinătatea lui, iar în regiunea anodului se formează o sarcină spațială negativă și o cădere mare de potențial. Modelul de descărcare corespunzător este prezentat în Figura 2, corelat cu datele biliografice [3].

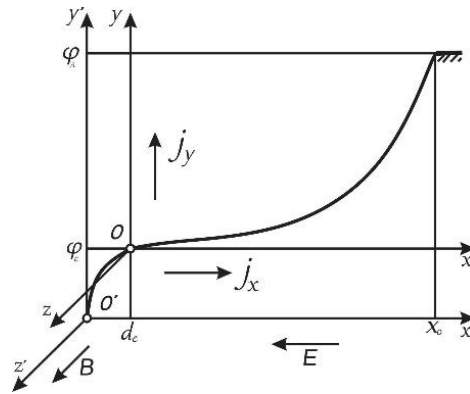


Fig.2. Distribuția potențialului în sistemul de pulverizare cu magnetron, reieșind din dependența curent-tensiune.

Câmpul electric este aplicat de-a lungul axei x . Axa y este îndreptată de-a lungul suprafeței catodului. Câmpul magnetic este perpendicular pe planul desenului. În afară de legea lui Ohm, formula (4), curentul este determinat de ecuația continuității sarcinii și de ecuația Poisson:

$$\operatorname{div} \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \quad \frac{dj_x}{dx} = e v_i n_e(x) \quad \frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0} n_e(x), \quad n_0 \langle \sigma_i v_e \rangle = v_i \quad (7)$$

unde σ_i este secțiunea de ionizare a atomului. Rezolvarea sistemului de ecuații presupune că câmpul magnetic este suficient de puternic $\omega_c \tau \gg I$, iar energia electronilor este atât de mare, încât frecvența de coliziune v_i nu depinde de energia electronului și este o mărime constantă. În câmp magnetic puternic, caracteristica curent-tensiune a sistemului este determinată de componenta curentului j_x în virtutea ecuației (4). Concentrația electronilor determinată din ecuația Poisson este substituită în ecuația de continuitate:

$$\frac{dj_x(x)}{dx} = \varepsilon_0 v_i \frac{d^2\varphi(x)}{dx^2}, \quad j_x(x) = \varepsilon_0 v_i \frac{d\varphi(x)}{dx} + A, \quad (8)$$

unde A este constanta de integrare. Pentru o concentrație de ioni scăzută, curentul total este determinat în principal de contribuția electronilor în conformitate cu formula (6). Folosind legea lui Ohm (6) obținem:

$$j_x(x) = ebn_e(x)\varphi'(x) = \varepsilon_0 v_i \frac{d\varphi(x)}{dx} + A = b\varepsilon_0\varphi'(x)\varphi''(x) = \frac{b\varepsilon_0}{2} \frac{d}{dx} (\varphi'(x))^2 \quad (9)$$

Ecuția (9) permite găsirea ecuației pentru densitatea de curent și caracteristica curent-tensiune a descărcării în gaz:

$$\varepsilon_0 v_i \varphi(x) + Ax + C = b\varepsilon_0\varphi'(x)\varphi''(x) = \frac{b\varepsilon_0}{2} (\varphi'(x))^2, \quad (10)$$

unde A și C sunt constante de integrare ce reies din condițiile de frontieră. Folosind condițiile de frontiera în punctul $x = 0$ de pe suprafața catodului $\varphi'(0) = E_0$, $\varphi(0) = 0$, obținem:

$$\varepsilon_0 v_i \varphi(x) + Ax = \frac{b\varepsilon_0}{2} (E^2(x) - E_0^2), \quad j_x(x) = \varepsilon_0 v_i \frac{d\varphi(x)}{dx} + A \quad (11)$$

Folosind ecuația (10), în punctul în care se află anodul condițional (unde potențialul atinge valoarea $\varphi(x_0) = U$, U fiind tensiunea aplicată sistemului), constanta A este reprezentată sub forma:

$$A = \frac{b\varepsilon_0}{2x_0} (E^2(x_0) - E_0^2) - \varepsilon_0 v_i U / x_0 \quad (12)$$

Rezultatele obținute determină densitatea de curent la catod:

$$j_x(0) = \varepsilon_0 v_i E_0 + A = \frac{b\varepsilon_0}{2x_0} \left(E^2(x_0) - E_0^2 + \frac{2v_i}{b} (U - x_0 E_0) \right), \quad \varphi(x_0) = \int_0^{x_0} E(x) dx = U \quad (13)$$

Poziția anodului reiese din relația $x_0 = U / E(x_0)$. Introducerea constantei $E_0 x_0 = U_0$, unde U_0 este potențialul de stingere a descărcării, rezultă în exprimarea dependenței curent-tensiune a sistemului de pulverizare cu magnetron în forma (14), după integrarea după suprafața catodului

$$I = C \left(U^2 - U_0^2 - (U - U_0) \frac{2v_i}{b} x_0^2 \right) = C(U - U_0) \left(U + U_0 - \frac{2v_i}{b} x_0^2 \right), \quad (14)$$

unde C este o constantă ce depinde de geometria instalației și se determină experimental. Dacă viteza de drift bE_0 este echivalată cu viteza pe care electronul o obține la parcurgerea distanței până la anodul con-

vențional x_0 în timpul $\tau_i = l / v_i$, obținem $\frac{v_i}{b} x_0^2 = l$ și, prin urmare,

$$I = C(U - U_0)^2, \quad (15)$$

unde constanta U_0 determină potențialul de aprindere de descărcare. Dependența curent-tensiune (14) este reprezentată sub forma:

$$I = C(U - U_0)(U - U_1) = C(U^2 - U(U_0 + U_1) + U_0 U_1) \quad (16)$$

Pentru cazul $U_0 = U_1$ obținem rezultatul anterior (15). Dependența analitică curent-tensiune propusă în [3] corespunde $U_1 = 0,5U_0$. Constantele C, U_1, U_0 depind de câmpul magnetic și de presiunea gazului.

Concluzii

Cercetarea cineticii transportului de sarcini în sistemele de pulverizare cu magnetron a fost realizată în baza ecuației continuității, legii lui Ohm și ecuației lui Poisson. A fost determinată expresia analitică pentru dependența curent-tensiune într-un câmp magnetic puternic, care este una pătratică și depinde de trei parametri. Constantele C, U_1, U_0 ale dependenței curent-tensiune sunt funcție de câmpul magnetic, presiunea gazului,

dimensiunile geometrice și conceptul fizic al instalației. Rezultatele prezentate permit aplicarea lor directă în explicarea dependențelor experimentale și optimizarea experimentului axat pe pulverizarea magnetron.

Referințe:

1. CONSTANTIN, D.G., APREUTESEI, M., ARVINTE, R., MARIN, A., ANDREI, O.C., MUNTEANU, D. Magnetron Sputtering Technique Used for Coatings Deposition. In: *Technologies and Applications*, RECENT, 2011, 12, no.1 (31), p.29-33.
2. WU, X., MENG, F., CHU, D., YAO, M., GUAN, K., ZHANG, D., MENG, J. Carrier Tuning in ZnSnN₂ by Forming Amorphous and Microcrystalline Phases. In: *Inorg. Chem.*, 2019, no.58, p.8480-8485.
3. ДАНИЛИН, Б.С., СЫРЧИН, В.К. *Магнетронные распылительные системы*. Москва: Радио и связь, 1982.

Notă: Lucrarea a fost efectuată în cadrul Proiectului *Materiale și structuri multifuncționale pentru detectarea radiațiilor electromagnetice* cu cifrul 20.80009.5007.12, Program de Stat (2020-2023).

Date despre autori:

Igor NAROLSCHI, lector universitar; cercetător științific în LCȘ *Fizica Semiconductorilor și Dispozitivelor*, Facultatea de Fizică și Inginerie, Universitatea de Stat din Moldova.

Alexandr CLIUCANOV, doctor habilitat, profesor universitar; cercetător științific principal în LCȘ *Fizica Semiconductorilor și Dispozitivelor*, Facultatea de Fizică și Inginerie, Universitatea de Stat din Moldova.

Corneliu ROTARU, cercetător științific în LCȘ *Fizica Semiconductorilor și Dispozitivelor*, Facultatea de Fizică și Inginerie, Universitatea de Stat din Moldova.

Marin RUSU, doctor, conferențiar universitar; cercetător științific coordonator în LCȘ *Fizica Semiconductorilor și Dispozitivelor*, Facultatea de Fizică și Inginerie, Universitatea de Stat din Moldova.

ORCID: 0000-0002-1429-0219

Sergiu VATAVU, doctor, conferențiar universitar; cercetător științific coordonator în LCȘ *Fizica Semiconductorilor și Dispozitivelor*, Facultatea de Fizică și Inginerie, Universitatea de Stat din Moldova.

E-mail: svatavu@gmail.com

ORCID: 0000-0001-7328-126X

Prezentat la 31.10.2020