

**ВПЛИВ РОЗПОДІЛУ СТРУМУ РОЗРЯДУ ПО КАТОДУ КОМІРКИ
ПЕННІНГА НА РІВНОМІРНІСТЬ НАПИЛЕНИХ ПЛІВОК**

© Шандра З.А., 2005

Z.A. Shandra

**THE INFLUENCE OF THE CATHODE CURRENT DISTRIBUTION IN
PENNING'S CELL ON THE SPUTTERED FILMS**

© Шандра З.А., 2005

Подано результати дослідження розподілу струму розряду по поверхні катода в комірці Пеннінга з прямокутним анодом. Виявлено, що при тиску газу близько 0,01 Па максимальна густина струму спостерігається в центрі катода. У разі збільшення тиску газу зростає густина струму на периферії катода. Розподіл струму по висоті катода можна апроксимувати функцією $J_p(h) = n + (1-n) \sin(\pi h/a)$, де a – розмір катода. Виконано моделювання впливу розподілу струму на рівномірність напилених плівок для різних тисків газу. Аналіз показує, що нерівномірність струму по катоду погіршує рівномірність плівок по товщині на краях підкладки.

The results of experimental investigation of the cathode current distribution in Penning's cell with rectangular anode are presented. The maximum current density in cathode center observed under the gas pressure about 0.01 Pa. The current density at the cathode periphery increased with increasing the gas pressure. The current distribution on cathode height can be approximated function $J_p(h) = n + (1-n) \sin(\pi h/a)$ (a – the cathode size). The simulation of the current distribution influence on the sputtered films uniformity for different gas pressure is carried out. The analysis show that the current non-uniformity over the cathode decreases the film thickness uniformity at the substrate edge.

Вступ

Одним з важливих критеріїв вибору методів і пристроїв нанесення тонких плівок у вакуумі є можливість отримання рівномірних по товщині шарів на підкладках заданих розмірів і форми. В технології тонких плівок доволі поширені різні варіанти магнетронного розпилення, яке дає змогу здійснювати напилення при порівняно низьких тисках газів. Методи проектування пристроїв магнетронного розпилення детально викладені в монографії [1].

До цього типу пристроїв розпилення можна зарахувати також і пристрої, в яких використовується розряд в схрещених електричному і магнітному полях – комірці Пеннінга [2]. Перевага таких пристроїв полягає передовсім в тому, що розряд є зосередженим усередині комірки, а підкладка винесена із області розряду. Це допомагає мінімізувати вплив плазми розряду на плівку, що утворюється на підкладці. Якщо для резистивних матеріалів цей вплив не дуже істотно відображається на властивостях плівок, то для діелектричних і особливо надпровідникових матеріалів він буває значним. Так, при створенні діелектриків МДН-структур методом іонного розпилення було виявлено, що величина заряду на границі напівпровідник-діелектрик залежить від умов розпилення [3]. Ще критичнішими до умов розпилення є параметри надпровідникових плівок [4].

Разом з тим, широкому застосуванню розпилювальних пристроїв на основі комірки Пеннінга в промисловому устаткуванні заважають, по-перше, значно менші швидкості напилення плівок,

по-друге, нерівномірність плівок по товщині на підкладках великих розмірів. Якщо перший недолік можна компенсувати якістю діелектричних або надпровідникових шарів, то для усунення другого недоліку потрібно детально проаналізувати вплив якомога більшої кількості чинників, які відначаються під час розпилення катодів. Це стосується і геометричних, і фізичних чинників. Вплив геометричних факторів на рівномірність напилених плівок по центру підкладки між катодами проаналізовано в [5]. Показано, що при певних співвідношеннях таких розмірів, як висота катодів, віддаль між катодами, віддаль підкладки від катодів при застосуванні секційного анода поданням на деякі секції від'ємного потенціалу можна отримати рівномірні покриття на підкладках стандартних розмірів 60 x 48 мм.

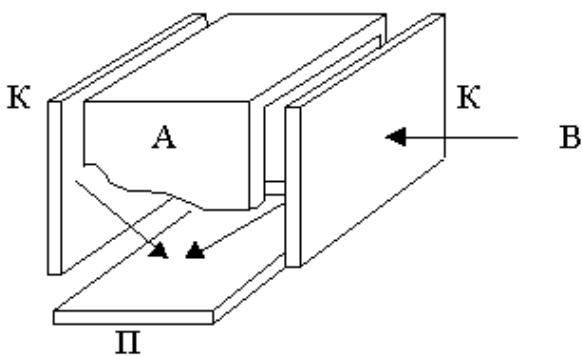
Однак аналіз було виконано за умови однакової густини струму розряду по всій поверхні катодів і однакової енергії іонів, що попадають на катода. Враховуючи, що напруга горіння розряду для типових технологічних умов коливається в межах 500 – 700 В, друга умова може бути прийнятою як усереднення енергії іонів, що потрапляють в будь-яку точку поверхні катода. На першій умові зупинимось детальніше.

Спостереження поверхні катодів після їх тривалого використання показало, що найінтенсивніше розпилюється центральна частина катода, особливо якщо процес відбувається при тисках газу, менших за $p = 0,01$ Па. Про це свідчить утворення заглиблення в центрі катода. Інтенсивне розпилення центральної частини катода пояснюється більшою густиною струму іонів в центрі. Але характер залежності густини струму іонів від радіуса катодів в трубках Пеннінга є складним і визначається такими чинниками, як тиск газу, індукція магнітного поля, напруга розряду, довжина анода [6]. Відтак, задача визначення оптимальних розмірів комірки Пеннінга за критерієм рівномірності напилених плівок без врахування конкретних умов розпилення, зокрема, тиску газу не може бути розв'язаною. Для цього потрібно знати розподіл густини струму іонів по поверхні катода.

Задачею цієї роботи було дослідження впливу тиску газу на розподіл струму розряду по висоті катода для визначення умов процесу для отримання рівномірних по товщині плівок.

Методика експерименту

Комірка Пеннінга (рис. 1) містить два прямокутні сталеві катода розміром 26x30 мм і П – подібний мідний анод завдовжки 25 мм, під яким розташована підкладка. Магнітне поле створювалось двома постійними самарій-кобальтовими магнітами, індукція магнітного поля на поверхні катодів $B = 0,26$ Т. По центру одного із катодів по висоті через отвори виведено вісім ізольованих кернів діаметром 1,3 мм, з'єднаних провідниками з міліамперметром. Анод набрався із ізольованих секцій, так що на деякі секції можна було подавати від'ємний потенціал. Переріз комірки по висоті з позначенням потоків розпиленого матеріалу подано на рис. 2, де a – розмір катодів; b – віддаль підкладки від катодів; H – відстань між катодами; c – ширина анодної секції; z – віддаль першої секції від катода.



іРис. 1. Комірка Пеннінга: А – анод; К – катода; П – підкладка; В – магнітне поле

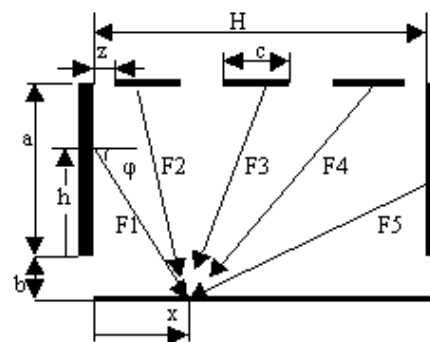


Рис. 2. Переріз комірки Пеннінга по висоті

Дослідження розподілу струму по висоті катода виконувались в розряді азоту при тисках газу в діапазоні $p = 0,1 - 0,01$ Па, напруга розряду підтримувалася на рівні 580 – 590 В. Аналіз впливу розподілу струму розряду по катоду на рівномірність плівок напиленних плівок здійснювався з використанням системи комп'ютерної математики Mathcad.

Результати експериментів

На рис. 3, а подано результати вимірювання густини струму по висоті катода для чотирьох значень тиску газу. Як видно із рисунка, максимальне значення густини струму спостерігається для центральної частини катода, а форма графіка залежить від тиску газу. У разі збільшення тиску газу зростає струм на периферійні ділянки катода і при $p = 0,1$ Па струм розряду майже вирівнюється по поверхні катода.

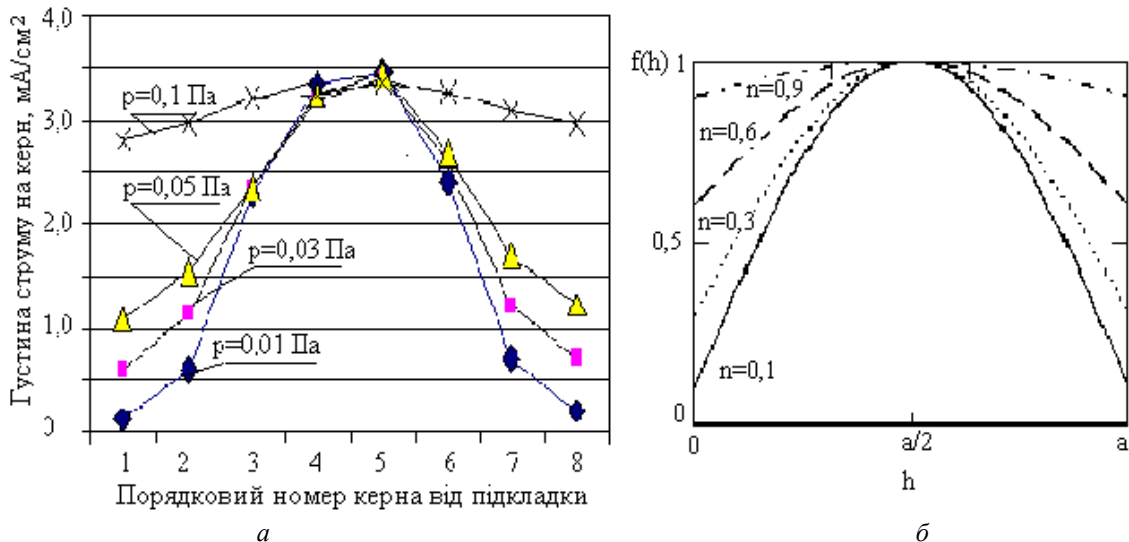


Рис. 3. Розподіл струму розряду по висоті катода (а) та його апроксимація функцією $f(h)=n+(1-n)\sin(\pi h/a)$ (б)

Характер розподілу струму розряду для низьких тисків газу збігається з теоретичними уявленнями про пеннінгівський розряд. Для заданої конфігурації електричного і магнітного полів електрони рухаються по замкнених циклоїдах і пересуваються в напрямку анода з актами зіткнення з атомами газу. Іони, що утворились в об'ємі, вільно ідуть на катод. Досліди показали, що залежно від тиску газу, індукції магнітного поля, довжини анода, напруги розряду спостерігаються два режими розряду. При малих тисках газу швидкість стікання іонів на катод більша за швидкість стікання електронів на анод і в розряді переважає від'ємний просторовий заряд. В цьому режимі потенціал центру розрядного проміжку високий, амплітуда радіальних коливань іонів мала і вони попадають переважно в центральну частину катода. Густина струму у разі наближення до периферії різко спадає і може бути описана виразом [6]:

$$J_i(r > \Delta r_k) = \frac{4e v_i n_e l_a}{\pi^2} \left(\frac{r_a^2}{r^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \Omega_0, \quad (1)$$

де v_i – частота іонізації; n_e – концентрація електронів; e – заряд електрона; Δr_k – радіус кола в центрі катода, куди попадають осьові іони; Ω_0 – сумарний об'єм всіх областей, із яких іони ідуть в певну точку катода.

Аналіз [6] стосовно Ω_0 показав, що основну частку іонів, які ідуть на центральну частину катода, становлять іони, що утворились усередині розташованого вдовж осі комірки циліндра радіуса Δr_k і довжиною, близькою до половини довжини анода, а також іони, що виникають за межами цього циліндра в прилеглих до катодів областях. Максимум густини іонного струму в центрі катода визначається інтенсивною приосьовою іонізацією.

За великих тисків газу швидкості виходу іонів і електронів із розрядного проміжку вирівнюються, значний вплив на розподіл потенціалу в розряді починає справляти додатний просторовий заряд іонів. Зменшується радіальне падіння потенціалу, зростає поздовжнє падіння потенціалу, зростає енергія іонів і, як наслідок, кількість вторинних електронів, зростає енергія електронів, що осцилюють між катодами. В результаті поздовжня і радіальна іонізації стають інтенсивнішими, кількість іонів, що надходять на периферійні ділянки катода, зростає. Цей режим розряду є характерним для тисків газу, більших за $p = 0,02$ Па. Якщо $p = 0,1$ Па, інтенсивність іонізації в прианодних областях є, очевидно, достатньою для вирівнювання струму по всій площі катода.

Для виявлення впливу розподілу струму по катоду на рівномірність напилених плівок потрібно знати закон, за яким цей розподіл можна описати. Аналіз експериментальних залежностей (рис.3,а) показав, що з достатньою точністю вони апроксимуються функцією:

$$f(h) = n + (1 - n) \sin\left(\pi \cdot \frac{h}{a}\right), \quad (2)$$

де n – коефіцієнт, який залежить від параметрів розряду.

Зі збільшенням тиску газу коефіцієнт n зростає. Тиску газу $p = 0,03$ Па відповідає $n = 0,1$, тиску $p = 0,1$ Па відповідає $n = 0,9$. Запропонована апроксимація закону розподілу струму по поверхні катода може бути використана для тисків газу, більших за $p = 0,02$ Па, тобто в діапазоні тисків, які застосовують у технологічному процесі.

Аналіз впливу розподілу струму на рівномірність напилених плівок по центру підкладки між катодами здійснювався для випадку розпилення тільки катодів, коли на підкладку надходять потоки $F1$ і $F5$. В роботі застосований загальноприйнятий підхід стосовно косинусного закону розподілу емітованих(розпилених) частинок за кутами виходу φ : $F(\varphi) = F_N \cdot \cos\varphi$, де F_N – потік частинок, що виходять по нормалі до поверхні; він визначається коефіцієнтом катодного розпилення, енергією та струмом іонів[1]. Також робиться припущення щодо прямолінійного руху частинок, що для діапазону тисків газу $p \approx 0,01 - 0,1$ Па є допустимим.

Елементарний потік на підкладку з боку лівого катода (рис. 2):

$$dF1(\varphi) = F1_N \cdot \cos(\varphi) d\varphi. \quad (3)$$

Кут φ залежить від лінійних розмірів x , h , b . Із застосуванням законів геометрії отримаємо:

$$\sin(\varphi) = (h + b) \cdot \left[x^2 + (h + b)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

Для визначення потоку $F1$ в точку x на поверхні підкладки потрібно підсумувати елементарні потоки із кожної точки катода по висоті h .

Визначимо $\cos(\varphi)d\varphi$ через геометричні розміри комірки для змінної h :

$$d \sin(\varphi) = \cos(\varphi) d\varphi = x^2 \cdot \left[x^2 + (h + b)^2 \right]^{-\frac{3}{2}} dh. \quad (5)$$

Елементарний потік $dF1(x, h, b)$ з точки h катода в точку x підкладки :

$$dF1(x, h, b) = F1_N(h) \cdot x^2 \cdot \left[x^2 + (h + b)^2 \right]^{-\frac{3}{2}} dh. \quad (6)$$

Проінтегруємо вираз (6) і визначимо потік $F1$. Границі інтегрування знаходимо з умови, що при $h = 0$, $F1 = 0$, для $h = a$, $F1 = F1(x, a, b)$.

$$\int_0^{F(x, a, b)} dF1(x, h, b) = \int_0^a \frac{F1_N(h) \cdot x^2}{\sqrt{[x^2 + (h + b)^2]^3}} dh. \quad (7)$$

Звідси

$$F1(x, a, b) = \int_0^a \frac{F1_N(h) \cdot x^2}{\sqrt{[x^2 + (h + b)^2]^3}} dh. \quad (8)$$

Потік $F1_N(h)$ з урахуванням закону розподілу струму по площі катода (2):

$$F1_N(h) = F1_0 \cdot \left(n + (1 - n) \cdot \sin\left(\pi \cdot \frac{h}{a}\right) \right), \quad (9)$$

де $F1_0$ – потік розпилених частинок в центрі катода.

Поділимо ліву і праву частини виразу на $F1_0$ і виконаємо аналіз для нормованого потоку $f1(x, a, b) = F1(x, a, b)/F1_0$:

$$f1(x, a, b) = x^2 \cdot \int_0^a \frac{n + (1 - n) \cdot \sin\left(\pi \cdot \frac{h}{a}\right)}{\sqrt{[x^2 + (h + b)^2]^3}} dh. \quad (10)$$

Аналогічно визначають потік $f5(x, a, b)$:

$$f5(x, a, b) = (H - x)^2 \cdot \int_0^a \frac{n + (1 - n) \cdot \sin\left(\pi \cdot \frac{h}{a}\right)}{\sqrt{[(H - x)^2 + (h + b)^2]^3}} dh. \quad (11)$$

Сумарний потік матеріалу, що надходить в точку x :

$$F(x, a, b) = F1(x, a, b) + F5(x, a, b). \quad (12)$$

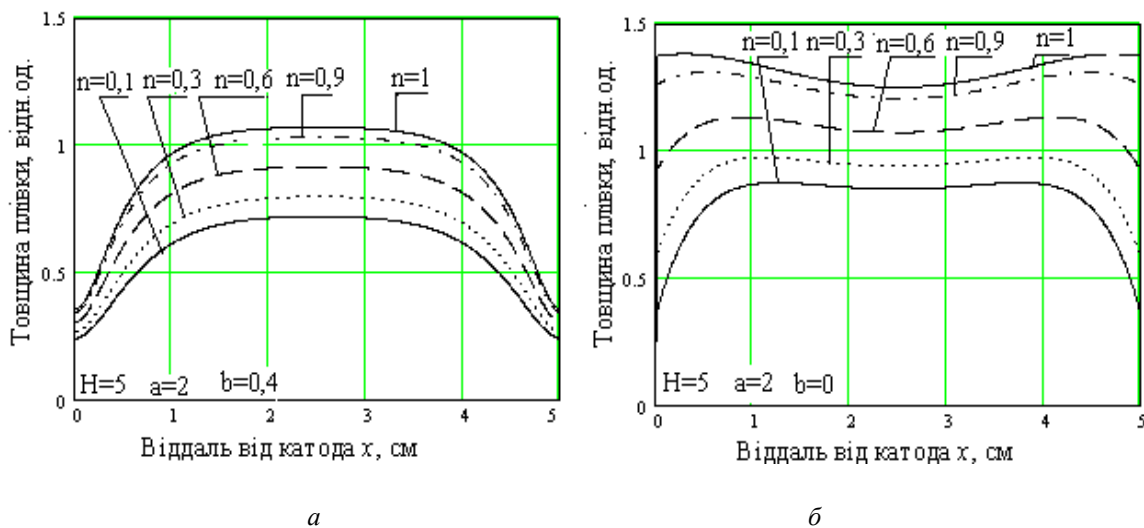


Рис. 4. Вплив розподілу струму по катоду на рівномірність плівок.
Віддаль підкладки від краю катода: а) $b=0,4$ см; б) $b=0$

Результати обчислення (12) для сталих значень a і b подано на рис.4. На графіках дається розподіл товщини плівок по серединній лінії підкладки між катодами для різних значень параметра n , зокрема, для $n=1$ (струм розряду є однаковим по усьому катоду) і для двох значень b (віддаль

підкладки здебільшого на краях підкладки і при віддаленні підкладки від розряду. За рахунок збільшення тиску газу (зростає n) можна покращити рівномірність на краях, але треба підбирати умови напilenня для уникнення провалу по центру підкладки (рис.4,б), наприклад, віддаленням підкладки від розряду. Зручніше цю задачу розв'язувати із використанням окремих секцій секційного анода [5]. Зауважимо також, що вигляд розподілу товщини плівки по підкладці при її віддаленні від розряду однаковий для різних тисків газу (рис. 4, а), змінюється лише продуктивність процесу за рахунок зміни струму розряду.

Висновки

При проектуванні пристроїв розпилення на основі комірки Пеннінга для отримання рівномірних по товщині плівок, крім геометричних чинників, потрібно знати розподіл струму по поверхні катодів. Експериментально виявлено, що при тисках газу, менших за $p = 0,02$ Па, максимальна густина струму розряду спостерігається в центрі катодів, зі збільшенням тиску струм вирівнюється по катоду. Нерівномірність струму по катодах проявляється в зменшенні товщини плівок на краях підкладки, при віддаленні підкладки від розряду вигляд розподілу плівки по товщині майже не залежить від розподілу струму по катоду.

1. Данилин Б.С. *Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок.* – М., 1989.
2. Крейндель Ю.Е. *Плазменные источники электронов.* – М., 1977.
3. Битнер Л.Р., Ведерников В.А., Данилина Т.И., Маняхина Г.В., Шандра З.А. // *Изв. ВУЗов. Физика*, № 12, 1976. – С. 11–15.
4. Агафонникова Е.В., Шандра З.А.// *Сверхпроводимость: физика, химия, техника*, №1, 1992. – С. 123–127.
5. Шандра З.А.// *Віснику ДУ “Львівська політехніка”*, 2004, № 512. – С.8–86.
6. Баберцяян Р.П., Бадалян Э.С., Егназарян Г.А., Тер-Геворкян Э.И., Оганнисян В.Н.// *ЖТФ*, №4, 2000. – С.24–28.