

$$x_M = x_A - r_1 \cdot \sin \varphi, \quad y_M = y_0 - r_2 \cdot (1 - \cos \varphi), \quad (17)$$

где  $\varphi = 2 \arcsin \frac{l_{AB}}{2r_1}$ .

Таким образом, все выделенные участки описаны, их границы известны. Это позволяет переходить к синтезу направляющих механизмов.

### Литература

1. Павловский В.Е. О разработке шагающих машин / В.Е. Павловский // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. – 2013. – № 101. – 32 с.
2. Брискин Е.С. Опыт разработки и испытаний шагающих опор дождевальной машины / Е.С. Брискин, В.В. Чернышев, В.В. Жога, А.В. Малолетов // Тракторы и сельхоз машины. – 2011. – № 9. – С. 27–31.
3. Павлов Б.И. Синтез четырехзвенных шарнирных направляющих механизмов / Б.И. Павлов // VII Международная научно-техническая конференция по динамике технологических систем (ДСТ 2007). – Ростов-на-Дону, Октябрь, 2007.
4. Bum Seok Kim, Hong Hee Yoo. Unified mechanism synthesis method of a planar four-bar linkage for path generation employing a spring-connected arbitrarily sized rectangular block model. *Multibody System Dynamics*. March 2014, Volume 3, Issue 3, pp. 241–256.
5. Кинин А.Б. Интерактивная методика синтеза направляющих рычажных механизмов для машин легкой промышленности / А.Б. Кинин, А.А. Кинин // Изв. ВУЗов Технология легкой промышленности. – 2010. – № 1. – С. 68–72.
6. Radovan R., Bulatovic, Stevan R. Dordevic. Optimal synthesis of a path generator six-bar linkage. *Journal of Mechanical Science and Technology*. December 2012, Volume 26, Issue 12, pp. 402–440.

Рецензія/Peer review : 9.5.2016 р. Надрукована/Printed : 6.6.2016 р.  
Стаття прорецензована редакційною колегією

УДК 669.1:537.5

І.М. ПАСТУХ, В.В. ЛЮХОВЕЦЬ  
Хмельницький національний університет

## ЭФЕКТ НАКАЧУВАННЯ ІОНІВ АЗОТУ В ОТВОРИ ВІДНОСНО МАЛОГО ДІАМЕТРА

*Встановлено основні закономірності та умови азотування в тліючому розряді отворів відносно малого діаметра. Проаналізована можливість головних процесів азотування таких отворів при різних типах існування газового розряду. Запропоновані рекомендації стосовно параметрів електричного розряду в газі для забезпечення ефективності процесу модифікації внутрішніх поверхонь отворів відносно малого діаметра. Наведені основні закономірності, які характеризують технологічні особливості азотування внутрішньої поверхні отворів. Встановлені умови та обмеження існування розряду, при яких можливий ефект накачування іонів в отвір.*

*Ключові слова: отвори відносно малого діаметра, тліючий розряд, азотування.*

I.M. PASTUKH, V.V. LUHOVEC  
Khmelnytsky National University

## EFFECT OF NITROGEN IONS PUMPING HOLE RELATIVELY SMALL DIAMETER

*The basic laws and nitriding conditions of glow discharge holes of relatively small diameter. The possibility of the main processes of nitriding of holes for different types of the existence of the gas discharge. Recommendations on the parameters of the electric discharge in the gas to ensure the effectiveness of the modification of internal surfaces of the holes of relatively small diameter. The basic laws that characterize the technological features of the internal surface hole nitriding. The requirements and limitations exist category in which the possible effect of pumping ions into the hole. Your selections electrical discharge in the gas, under which achieved the greatest efficiency modifications inner surfaces of relatively small diameter holes.*

*Keywords: hole of relatively small diameter, glow discharge nitriding.*

### Вступ

Отворами відносно малого діаметра в деталях слід вважати наскрізні або глухі отвори, відношення довжини (глибини – для не наскрізних) яких до діаметра більше 2–4. Обґрунтування цих меж (менше значення – для не наскрізних) полягає в тому, що як це встановлено в [1] на глибині отвору порядку двох діаметрів напруженість поля електричного розряду становить всього 0,02% від напруженості на торці отвору. З врахуванням цього показника реально можна вважати отворами відносно малого діаметра наскрізні отвори, відношення довжини яких до діаметра більше трьох, для не наскрізних – 1,5.

Практичне значення вирішення поставленої задачі надзвичайно велике, оскільки в

машинобудуванні практично всіх напрямків використовується безліч деталей з отворами відносно малого діаметра, внутрішня поверхня яких є робочою і зносостійкістю якої має принципове значення для підвищення ресурсу продукції, її працездатності та терміну нормальної роботи. Прикладами таких деталей можуть служити внутрішні поверхні матеріальних циліндрів термoplastавтоматів, внутрішні поверхні пневмо- та гідроциліндрів, внутрішні поверхні плунжерних насосів паливної апаратури двигунів – взагалі всі вузли машин, які працюють по схемі плунжер-циліндр.

Відомі різні технології модифікації внутрішніх поверхонь подібних пар. Серед них найчастіше використовуються цементация. Проте головним недоліком цього процесу є формозмінність деталей, що вимагає додаткової чистової обробки внутрішніх поверхонь отворів. При цьому не тільки зростає трудомісткість виготовлення деталей, їх вартість, а, що найбільш принципове, при значних формозмінах припуски на фінішну обробку отворів може перевищувати глибину модифікованого шару локально або навіть по всіх поверхні, що знижує або зовсім нівелює результат обробки.

Модифікація вказаних поверхонь можлива з використанням пічного азотування, проте цей технологічний процес надзвичайно тривалий (до 96 годин), ресурсозатратний, в плані організації виробництва бажана наявність деталей на повне завантаження печей, що не завжди прийнятно, особливо для індивідуального або малосерійного виробництва. Ще одна небажана особливість процесу пічного азотування, особливо в світлі сучасних вимог до екології виробництва, полягає у використанні в якості робочого агента аміаку. Відомо, що азотування в аміачних газових середовищах хоча і забезпечує більшу твердість оброблюваної поверхні, але і обумовлює її більшу крихкість. Цей недолік пояснює необхідність додаткової обробки поверхні з метою видалення тих фаз модифікованого шару, які і є причиною підвищеної крихкості поверхні. Крім того, при певних режимах пічного азотування спостерігається утворення тріщин у зв'язку з наявністю значних напружень в поверхневому шарі.

Всі зазначені недоліки відсутні при використанні технологічного процесу азотування в тліючому розряді. Деталь до модифікації обробляється в чистових розмірах, тобто додаткова наступна після модифікації механічна обробка стає зайвою, що принципово відзначається на собівартості виготовлення деталей, процес на порядок менш тривалий в порівнянні з пічним, а при застосуванні безводневих середовищ не тільки стає можливим забезпечення всіх вимог екологічної безпеки, але суттєво знижуються показники крихкості (модифікована поверхня відповідає класу А по шкалі ВІАМ, тоді як найкращим досягненням пічного азотування є клас В по тій же шкалі).

Проте азотування в тліючому розряді при звичайних умовах живлення не забезпечує обробку внутрішньої поверхні рівномірно по всій глибині, а при значних відношеннях довжини до діаметра поверхня отвору віддалена від торців отвору внутрішня поверхня практично не модифікується [2].

#### Постановка задачі

Метою цієї роботи є аналіз умов, при яких вказаний вище недолік може бути нівельовано аж до забезпечення можливості азотування внутрішніх поверхонь отворів відносно малого діаметра. Також слід врахувати той ефект, що навіть без спеціальних заходів можливе часткове азотування поверхонь отворів на певній відстані від торців отвору за рахунок того, що нагріта поверхня більш активна по відношенню до азоту, хоча інтенсивність та результативність цього процесу незрівнянна з умовами, коли та ж поверхня контактує з активованими частками азоту. Встановлення умов, при яких можливе явище забезпечення наявності іонізованих часток азоту на внутрішній поверхні в глибині отвору, становить головну задачу статті.

#### Виклад основного матеріалу

Стосовно ефективності процесу азотування у тліючому розряді (АТР) загальноприйнятою є теза, згідно з якою продуктивність технології значною мірою залежить від наявності в околі оброблюваної поверхні іонізованих атомарних чи молекулярних часток [3]. Розглянемо можливість міграції іонізованих часток молекулярного та атомарного азоту в глибину отворів відносно малого діаметра при стаціонарному живленні розряду. Схема (для спрощення – тільки одного з торців отвору) показана на рис. 1.

Область катодного падіння (ОКП) має ширину  $\delta$ , яка поступово вздовж отвору в глибину його зменшується і, як зазначалось вище, на відстані подвійного діаметра  $2D$  від торця дорівнює нулю [1]. Частки азоту  $N_2$  або  $N$  входять в ОКП під довільним кутом  $\beta$ , який визначається за методикою [4].

$$\bar{\beta}(p, j, U, v) = 90(1 - a(p, j, U)^{-v}) - b(p, j, U)ve^{-0,1v^c},$$

де  $a, b, c$  – константи;

$v$  – аналог швидкості,  $v = V \cdot 10^{-4}$  м/с.

Кращі результати апроксимації (кореляційне відношення між розрахунковими та апроксимаційними даними – 0,999) досягаються при використанні залежності виду:

$$\bar{\beta}(p, U, v) = 90(1 - a(p, U)^{-2av}) - b(p, U)ve^{-0,1v^c}.$$

Коефіцієнт  $a$  визначається за допомогою залежності:

$$a(U, p) = K_{a1}(p) + K_{a2}(p)U + K_{a3}(p)U^2 + K_{a4}(p)U^3,$$

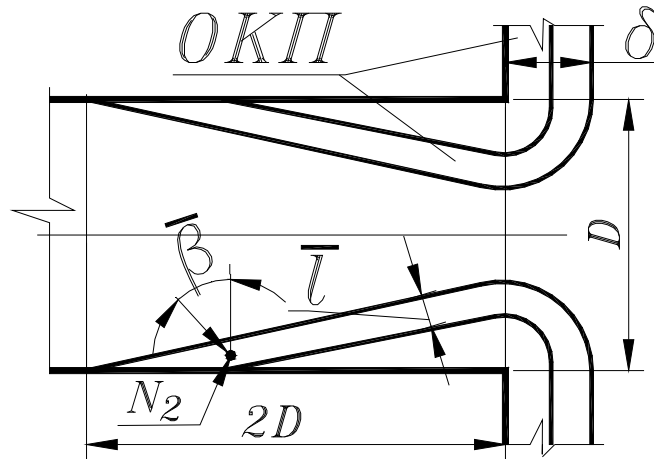


Рис. 1. Схема області катодного падіння в околі торця отвору відносно малого діаметра

де для молекулярного іона азоту:

$$\begin{aligned} K_{a1}(p) &= 1,445 + 0,2737p - 0,1344p^2; \\ K_{a2}(p) &= -5,278 \cdot 10^{-4} + 3,595 \cdot 10^{-4}p - 1,694 \cdot 10^{-4}p^2; \\ K_{a3}(p) &= -7,917 \cdot 10^{-7} - 7,639 \cdot 10^{-7}p + 3,472 \cdot 10^{-7}p^2; \\ K_{a4}(p) &= -2,932 \cdot 10^{-10} + 2,894 \cdot 10^{-10}p - 1,447 \cdot 10^{-10}p^2, \end{aligned}$$

для атомарного іона азоту:

$$\begin{aligned} K_{a1}(p) &= 0,14 + 3,0125p - 1,71875p^2; \\ K_{a2}(p) &= 0,0061444445 - 0,014930556p - 0,00840277779p^2; \\ K_{a3}(p) &= -8,8333333 \cdot 10^{-6} + 2,125 \cdot 10^{-5}p - 1,1805555 \cdot 10^{-5}p^2; \\ K_{a4}(p) &= 3,7654321 \cdot 10^{-9} - 9,1049383 \cdot 10^{-9}p + 5,0154321 \cdot 10^{-9}p^2. \end{aligned}$$

Нейтральна частка насамперед входить в поверхневий прошарок, ширина якого становить середню довжину вільного пробігу  $\bar{l}$  частки в ОКП, що визначається

$$\bar{l} = kT/p\sigma_{vc},$$

де  $k$  – постійна Больцмана,  $J/K^\circ$ ,

$T$  – температура по шкалі Кельвіна,  $K^\circ$ ,

$p$  – тиск в розрядній камері, Па,

$\sigma_{vc}$  – приведений перетин сутичок компонента газового середовища,  $m^2$ .

Для молекулярного азоту приведений перетин сутичок в азотно-аргоновому середовищі

$$\sigma_{vc N_2} = \pi (r_{N_2} + r_{N_2})^2 \times K_{pN_2} + \pi (r_{N_2} + r_{Ar})^2 \times K_{pAr},$$

для атомарного азоту приведений перетин сутичок в азотно-аргоновому середовищі

$$\sigma_{vc N} = \pi (r_N + r_{N_2})^2 \times K_{pN_2} + \pi (r_N + r_{Ar})^2 \times K_{pAr},$$

де  $r_{N_2}, r_N, r_{Ar}$  радіуси відповідно молекул, атомів азоту та атомів аргону,  $r_{N_2}=1,85 \times 10^{-10} m$ ,  $r_N=0,938 \times 10^{-10} m$ ,  $r_{Ar}=1,82 \times 10^{-10} m$ .

$K_{pN_2}, K_{pAr}$  коефіцієнти об'ємної концентрації азоту та аргону в газовому середовищі, для середовища N75Ar25  $K_{pN_2}=0,75$ ,  $K_{pAr}=0,25$ ,

Ширина ОКП визначається в реально застосовуваному діапазоні параметрів режиму через вихідний параметр еталонної ширини [5]. У якості еталонної прийнята ширина ОКП для суміші, що містить 100% азоту (середовище N100), при температурі  $T=300^\circ K$

$$\delta_{N_2 300} = 1,54 p^{-0.89} + 1,84 p^{0.58} j^{-(1.04 p^{-0.39})},$$

де  $p$  – тиск в камері, тор,

$j$  – густина струму,  $A/m^2$ .

Для конкретних умов, які відрізняються від прийнятих при розрахунку еталонної ширини, ширина ОКП корегується. В остаточному варіанті при температурі поверхні деталі  $T=300 \dots 900^\circ K$ , тискові в розрядній камері  $p=0,4 \dots 1,2$  тора, густині струму  $j=4 \dots 50 A/m^2$  ширина ОКП (мм) може визначатись для довільного середовища

$$\delta_W(j, p, T) = d_{N_2 300}(j, p) \cdot K_{TN}(j, T) \cdot K_\sigma(k_\sigma) \cdot K_{T\sigma}(k_\sigma),$$

$K_{TN}(j, T)$  – температурний коефіцієнт для середовища N100 (кореляційне відношення не нижче 0,98),

$$K_{TN}(j, T) = (0,302 + 0,514j^{-0,419}) + (0,002013 - 0,001663j^{-0,749}) \cdot T,$$

$K_{\sigma}(k_{\sigma})$  – коефіцієнт впливу відношення приведених інтегральних перетинів, (константа  $a_{\sigma}=0,38$ )

$$K_{\sigma}(k_{\sigma}) = (1 + a_{\sigma}) - a_{\sigma}k_{\sigma},$$

$K_{T\sigma}(k_{\sigma})$  – поправка до температурного коефіцієнта, яка враховує склад газового середовища,

$$K_{T\sigma}(k_{\sigma}) = 0,285 + 0,715k_{\sigma}.$$

Приведений інтегральний перетин іонізації розраховується

$$\sigma_{\Sigma} = \sum_1^i K_{pWi} \cdot \sigma_{\Sigma Wi},$$

де  $K_{pWi}$  – коефіцієнт об'ємної долі компонента в газовому середовищі,

$i$  – кількість компонентів газової суміші,

$\sigma_{\Sigma W}$  – інтегральний перетин іонізації для будь-якого компонента W газового середовища,

$$\sigma_{\Sigma W} = \int_0^{\infty} \sigma_{iyeW}(V_e) \cdot 10^{26} \cdot dV,$$

де  $\sigma_{iyeW}(V_e)$  – залежність перетину ударної іонізації електроном будь-якого компонента газової суміші від середньої швидкості (відповідно – енергії) електрона (коефіцієнт  $10^{26}$  введено для того, щоб дані були зручнішими в подальшій обробці, і передбачає, що перетин ударної іонізації визначається в  $m^2$ ).

Обробка відомих величин перетинів іонізації дає значення інтегральних та, відповідно, приведених інтегральних перетинів ударної іонізації для окремих компонентів та типових газових середовищ: N100 – 30,81; Ar100 – 41,97; N25Ar75 – 39,18; N50Ar50 – 36,39; N75Ar25 – 33,6; N90H10 – 29,62. Проте зручніше в подальшому оперувати відношенням приведених інтегральних перетинів до деякого базового значення  $k_{\sigma}$ , в якості якого вибрано приведений інтегральний перетин для середовища N100. Тоді відношення приведених інтегральних перетинів  $k_{\sigma}$  для інших середовищ становить: N25Ar75 – 1,272; N50Ar50 – 1,181; N75Ar25 – 1,091; Ar100 – 1,362; N90H10 – 0,961, N10Ar90 – 1,326.

Для типових (найбільш застосовуваних) параметрів технологічного режиму – газове середовище N75Ar25, температура  $T=560^{\circ}C=833^{\circ}K$ , тиск  $p=0,9$  мм. рт. ст.=120 Па, напруга  $U=800$  В, густина струму  $j=15$  А/м<sup>2</sup> основні параметри, котрі стосуються ОКП та процесів в ОКП, пов'язаних з іонами азоту можуть бути визначені на основі аналітики, приведені вище.

$$\text{Еталонна ширина ОКП } \delta_{N_{2300}} = 1,54 \times 0,9^{-0,89} + 1,84 \times 0,9^{0,58} \times 15^{-(1,04 \times 0,9^{0,39})} = 1,783 \text{ мм.}$$

Температурний коефіцієнт для середовища N100

$$K_{TN}(j, T) = (0,302 + 0,514 \times 15^{-0,419}) + (0,002013 - 0,001663 \times 15^{-0,749}) \cdot 833 = 1,964$$

Коефіцієнт впливу відношення приведених інтегральних перетинів

$$K_{\sigma}(k_{\sigma}) = (1 + 0,38) - 0,38 \times 1,091 = 0,965.$$

Поправка до температурного коефіцієнта, яка враховує склад газового середовища,

$$K_{T\sigma}(k_{\sigma}) = 0,285 + 0,715 \times 1,091 = 1,065.$$

Ширина ОКП (мм) для середовища з прийнятими параметрами режиму

$$\delta_W(j, p, T) = 1,783 \cdot 1,964 \cdot 0,965 \cdot 1,065 = 3,599 \text{ мм.}$$

Напруженість електричного поля біля катоду

$$E_K = 2 \times U_K / \delta_W(j, p, T),$$

де  $U_K$  – напруга катодного падіння, В.

$$E_K = 2 \times 1000 \times 800 / 3,77 = 4,446 \times 10^5 \text{ В/м}$$

Виходячи з передумови, що, як буде показано нижче, в першому зі сторони анода прошарку вільного пробігу ОКП немає достатніх умов для утворення іонів молекулярного азоту, приведений перетин сутічок визначається для молекулярного азоту. Атоми азоту як правило утворюються в результаті рекомбінації молекулярних іонів, тобто визначення приведенного перетину сутічок для атомарного азоту немає сенсу.

$$\sigma_{vc N_2} = \pi (1,85 \times 10^{-10} + 1,85 \times 10^{-10})^2 \times 0,75 + \pi (1,85 \times 10^{-10} + 1,82 \times 10^{-10})^2 \times 0,25 = 42,81 \times 10^{-20} \text{ м}^2.$$

Довжина вільного пробігу

$$\bar{l} = 1,381 \times 10^{-23} \times 833 / (120 \times 42,81) = 0,000224 \text{ м.}$$

Таким чином, при параметрах технологічного режиму, прийнятих для аналізу, ОКП може включати біля шістнадцяти прошарків вільного пробігу. Напруженість електричного поля катодної межі першого від аноду прошарку вільного пробігу при прийнятому лінійному законі її зміни в ОКП становить біля 27787 В/м.

Швидкість електронів на катодній межі першого від аноду прошарку вільного пробігу визначається

у відповідності до методики, розробленої в [5]. Ця методика передбачає умовне розбиття ОКП на 50 ділянок. Найкраще крива зміни середньої швидкості на рис. 2 відображається формулою

$$\bar{V}_e(z) = V_{e0} + a_V \cdot z \cdot e^{-b_V z^{c_V}} \cdot 10^6 \quad (1)$$

де  $a_V, b_V, c_V$  – коефіцієнти, які залежать від умов електричного розряду в газі (ЕРГ): склад суміші, тиск газового середовища, температура газової компоненти, густина струму,  
 $z$  – номер прошарку ОКП при їх загальній кількості 50, який зв'язаний з координатою поля  $y$  в напрямку від катода формулою

$$y = 0,02 \cdot \delta \cdot z,$$

$V_{e0}$  – початкова середня швидкість електронів біля катода, м/с.

Електрон вилітає з катода, маючи енергію порядку 1 еВ [6, с. 358], яка забезпечує йому швидкість  $V_{e0} = 0,5931 \cdot 10^6$  м/с. Після досягнення максимального значення  $V_{eM}$  в шарові  $z_M$  швидкість плавно зменшується до величини  $V_{e\delta}$ , що відповідає усталеній енергії електрона на межі входу його в позитивний стовп. Оскільки ця енергія дорівнює 2 еВ (кількість електронів з енергією 3-4 еВ на два-три порядки менша [6, с. 359, 683]), то їй відповідає швидкість електрона  $V_{e\delta} = 0,839 \cdot 10^6$  м/с.

Розроблена методика визначає коефіцієнти рівняння (1) в два етапи: спочатку в залежності від умов, в яких існує електричний розряд в газі, розраховуються максимальні значення швидкості  $V_{eM}$  та номер прошарку, в котрому розташований цей максимум, а потім ці два значення переводяться в значення коефіцієнтів для рівняння (1). Для суміші, яка повністю складається з азоту, максимальне значення середньої швидкості електронів в м/с як функції тиску  $p$  (в межах 0,4...1,2 тора), густини струму  $j$  (4...120 А/м<sup>2</sup>), температури газової компоненти  $T$  (300...873°К), міжелектродного потенціалу  $U$  (250...550 В) розраховується системою рівнянь в послідовності виключення факторів впливу [5]: тиску в торах

$$\begin{cases} K_{p1}(p) = 1,565 - 1,415p + 0,85p^2 \\ K_{p2}(p) = 0,075 + 0,064p - 0,066p^2 \\ K_{p3}(p) = 0,0008601 - 0,0006156p + 0,0003584p^2 \\ K_{p4}(p) = -0,245 + 0,284p - 0,166p^2 \\ K_{p5}(p) = 0,004206 - 0,003856p + 0,002291p^2 \\ K_{p6}(p) = 0,063 + 0,089p - 0,078p^2 \\ K_{p7}(p) = 0,000002069 - 0,000001228p + 0,00000075p^2 \\ K_{p8}(p) = -0,178 + 0,134p - 0,084p^2 \end{cases},$$

густини струму в А/м<sup>2</sup>

$$\begin{cases} K_{pJ1}(p, j) = K_{p1}(p) \cdot j^{K_{p2}(p)} \\ K_{pJ2}(p, j) = K_{p3}(p) \cdot j^{K_{p4}(p)} \\ K_{pJ3}(p, j) = K_{p5}(p) \cdot j^{K_{p6}(p)} \\ K_{pJ4}(p, j) = K_{p7}(p) \cdot j^{K_{p8}(p)} \end{cases},$$

температури (в градусах Кельвіна)

$$\begin{cases} K_{TPJ1}(T, p, j) = K_{pJ1}(p, j) + K_{pJ2}(p, j) \cdot T \\ K_{TPJ2}(T, p, j) = K_{pJ3}(p, j) + K_{pJ4}(p, j) \cdot T \end{cases},$$

міжелектродного потенціалу, В

$$\bar{V}_{eM}(U, T, p, j) = (K_{TPJ1}(T, p, j) + K_{TPJ2}(T, p, j) \cdot U) \cdot 10^6,$$

Аналогічним порядком визначається номер прошарку, в якому середня швидкість електронів буде максимальною, але, як це було встановлено [5], оскільки положення максимуму не залежить від міжелектродного потенціалу  $U$ , то кількість факторів виключення буде меншою, а саме: тиск

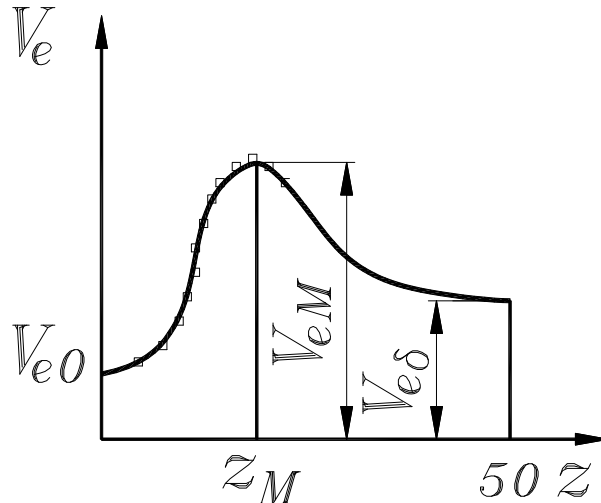


Рис. 2. Зміна середньої швидкості електронів по ширині області катодного падіння

$$\begin{cases} K_{ZP1}(p) = 13,648 - 19,871p + 11,766p^2 \\ K_{ZP2}(p) = 0,167 + 0,144p - 0,153p^2 \\ K_{ZP3}(p) = 0,021 - 0,026p + 0,014p^2 \\ K_{ZP4}(p) = -0,079 + 0,193p - 0,131p^2 \end{cases},$$

густина струму

$$\begin{cases} K_{ZPJ1}(p, j) = K_{ZP1}(p) \cdot j^{K_{ZP2}} \\ K_{ZPJ2}(p, j) = K_{ZP3}(p) \cdot j^{K_{ZP4}} \end{cases},$$

температура

$$z_M(T, p, j) = K_{ZPJ1}(p, j) + K_{ZPJ2}(p, j) \cdot T$$

з наступним закругленням до ближчого цілого значення.

Оскільки коефіцієнт  $a_V$  впливає тільки на величину максимального значення середньої швидкості, але зовсім не змінює положення максимуму, то доречно вибір починати саме з цього параметра за системою рівнянь

$$\begin{cases} K_{a1}(z_M) = 1900 \cdot z_M^{-4,5} - 0,002241 \\ K_{a2}(z_M) = 9,581 \cdot z_M^{-1,652} \\ a_V(z_M, \bar{V}_{eM}) = K_{a1}(z_M) + K_{a2}(z_M) \bar{V}_{eM} \cdot 10^{-6} \end{cases}.$$

Тоді, враховуючи значення середньої швидкості електронів в початковій, кінцевій точках та в точці максимуму, вводяться позначення

$$w = \ln \left( \frac{\bar{V}_{eM} - V_{e0}}{a_V z_M \cdot 10^6} \right), \quad v = \ln \left( \frac{0,004918}{a_V} \right),$$

одержимо вирази для визначення інших двох коефіцієнтів

$$c_V = \frac{\ln w - \ln v}{\ln z_M - 3,912}, \quad b_V = -\frac{v}{50^{c_V}} = -\frac{w}{z_M^{c_V}}.$$

Для прийнятих вище в якості прикладу параметрах технологічного режиму

$$\begin{cases} K_{p1}(p) = 1,565 - 1,415 \times 0,9 + 0,85 \times 0,9^2 = 0,98 \\ K_{p2}(p) = 0,075 + 0,064 \times 0,9 - 0,066 \times 0,9^2 = 0,07914 \\ K_{p3}(p) = 0,0008601 - 0,0006156 \times 0,9 + 0,0003584 \times 0,9^2 = 0,000596364 \\ K_{p4}(p) = -0,245 + 0,284 \times 0,9 - 0,166 \times 0,9^2 = -0,12386 \\ K_{p5}(p) = 0,004206 - 0,003856 \times 0,9 + 0,002291 \times 0,9^2 = 0,00259131 \\ K_{p6}(p) = 0,063 + 0,089 \times 0,9 - 0,078 \times 0,9^2 = 0,07992 \\ K_{p7}(p) = 0,000002069 - 0,000001228 \times 0,9 + 0,00000075 \times 0,9^2 = 0,0000015713 \\ K_{p8}(p) = -0,178 + 0,134 \times 0,9 - 0,084 \times 0,9^2 = -0,12544 \end{cases}$$

$$\begin{cases} K_{PJ1}(p, j) = 0,98 \cdot 15^{0,07914} = 1,2142327375603 \\ K_{PJ2}(p, j) = 0,000596364 \cdot 15^{-0,12386} = 0,000426423132 \\ K_{PJ3}(p, j) = 0,00259131 \cdot 15^{0,07992} = 0,0032174557627 \\ K_{PJ4}(p, j) = 0,0000015713 \cdot 15^{-0,12544} = 0,0000011187427 \end{cases}$$

$$\begin{cases} K_{TPJ1}(T, p, j) = 1,21423273756 + 0,000426423132 \cdot 833 = 1,569443206516 \\ K_{TPJ2}(T, p, j) = 0,0032174557627 + 0,0000011187427 \cdot 833 = 0,004193684318 \end{cases}$$

$$\bar{V}_{eM}(U, T, p, j) = (1,569443206516 + 0,004193648 \cdot 800) \cdot 10^6 = 4,92 \times 10^6 \text{ м/с.}$$

$$\begin{cases} K_{ZP1}(p) = 13,648 - 19,871 \cdot 0,9 + 11,766 \cdot 0,9^2 = 5,29456 \\ K_{ZP2}(p) = 0,167 + 0,144 \cdot 0,9 - 0,153 \cdot 0,9^2 = 0,17267 \\ K_{ZP3}(p) = 0,021 - 0,026 \cdot 0,9 + 0,014 \cdot 0,9^2 = 0,00894 \\ K_{ZP4}(p) = -0,079 + 0,193 \cdot 0,9 - 0,131 \cdot 0,9^2 = -0,01141 \end{cases}$$

$$\begin{cases} K_{ZPJ1}(p, j) = 5,29456 \cdot 15^{0,17267} = 8,451 \\ K_{ZPJ2}(p, j) = 0,0085415 \cdot 15^{(-0,01141)} = 0,00867 \end{cases}$$

$$z_M(T, p, j) = 8,451 + 0,00867 \cdot 833 = 15,671$$

Закруглене до цілого значення номера прошарку, в якому швидкість електронів максимальна  $z_M=16$ .

$$\begin{cases} K_{a1}(z_M) = 1900 \cdot 16^{-4,5} - 0,002241 = 0,00328 \\ K_{a2}(z_M) = 9,581 \cdot 16^{-1,652} = 0,00889 \\ a_V(z_M, \bar{V}_{eM}) = 0,00328 + 0,00889 \cdot 4,924 \cdot 10^{-6} = 0,441 \end{cases}$$

$$w = \ln\left(\frac{4,924 - 0,5931}{0,441 \cdot 16 \cdot 10^6}\right) = -0,549$$

$$v = \ln\left(\frac{0,004918}{0,441}\right) = -4,496$$

$$c_V = \frac{\ln(-0,549) - \ln(-4,496)}{\ln(16) - 3,912} = 1,9493$$

$$b_V = -\frac{(-4,496)}{50^{1,9493}} = -\frac{(-0,549)}{17^{1,9493}} = 0,00219$$

Номер прошарку, який відповідає катодній межі першого від аноду прошарку вільного пробігу (враховуючи, що в ОКП 16 таких прошарків)  $z_l = 50(1 - 1/16) = 46,875$ , прийнято  $z_l = 47$ . Тоді швидкість електронів на вході зі сторони катоду в останній прошарок вільного пробігу згідно з рівнянням (1)

$$\bar{V}_e(47) = 0,5931 \cdot 10^6 + 0,441 \cdot 47z \cdot e^{-0,00219 \times 47^{1,9493}} \cdot 10^6 = 0,9822 \cdot 10^6 \text{ м/с.}$$

Оскільки отримане значення швидкості суттєво менше швидкості електронів VI, яка відповідає потенціалу іонізації, котра для молекулярного азоту VI = 2,343  $10^6$  м/с, для аргону VI = 2,358  $10^6$  м/с, для молекулярного водню VI = 2,327  $10^6$  м/с, для атомарного азоту VI = 2,259  $10^6$  м/с, для атомарного водню VI = 2,187  $10^6$  м/с [5], то для ударної іонізації компонентів газового середовища в першому від анода прошарку вільного пробігу немає ніяких умов. Аналогічно з причини низької швидкості електронів відсутні умови і для ступінчастої іонізації. Таким чином, в першому від анода прошарку вільного пробігу енергетика електронів – головного ініціатора субпроцесів іонізації не дозволяє отримати іони молекулярного азоту, що також робить неможливим утворення атомарних іонів азоту та нейтралів азоту.

Необхідно також проаналізувати процеси пов'язані з можливістю дрейфу поза зону ОКП іонів, утворених в прошарках, розташованих ближче до катода, ніж перший прошарок. Цей дрейф можливий тільки як наслідок сутичок іонів з іншими частками газу (як правило, нейтральними з огляду на дуже малу ступінь іонізації, що унеможливує сутички іонів один з одним). Схема для дослідження показана на рис. 3.

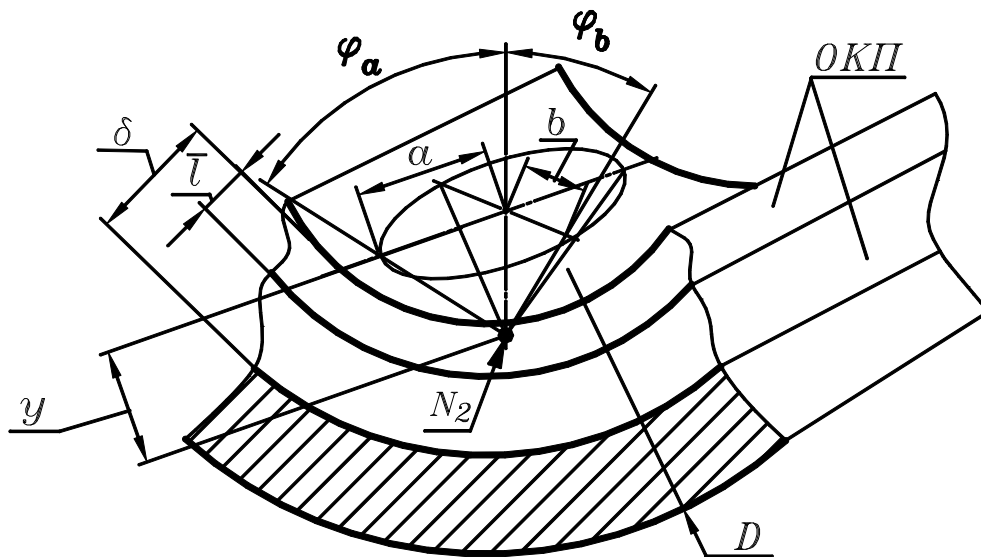


Рис. 3. Схема процесів в першому від анода прошарку вільного пробігу

Частка молекулярного азоту, яка ввійшла в ОКП, в результаті сутички з іншими компонентами газу згідно із законом сферичної симетрії може бути відбита в будь-якому напрямку. З позиції дослідження ефекту накачування внутрішнього простору отворів навіть, якщо допустити, що з тих чи інших умов в першому прошарку з'явилися іони азоту, котрі перемістилися в нього з прошарків, ближчих до катода, то вихід з першого прошарку у внутрішню область отвору поза зону ОКП можливий тільки, якщо частка буде відбита в межах сегмента у формі еліптичного коноїда з еліпсом в основі (півосі його  $a$  і  $b$ , а кути бокових твірних відповідно  $\varphi_a$  та  $\varphi_b$ ). Враховуючи відносно незначні розміри ширини прошарків вільного пробігу замінимо еліптичний коноїд круговим, тобто півосі основи та кути твірної будуть однакові. Розміри півосей (радіуси кола основи) залежать від координати  $y$  положення частки в момент сутички, яка може

змінюватись від нуля до розміру ширини прошарку вільного пробігу. Тоді геометричні параметри конуса визначаються

$$\phi_a = \phi_b = \arccos(y/\bar{l}),$$

$$a = b = \sqrt{(\bar{l})^2 - y^2}.$$

Очевидно, що і кути, і розміри півосей будуть змінюватись в залежності від координати точки сутички  $y$  в межах відповідно  $(90^\circ - 0)$ ,  $(\bar{l} - 0)$ . Площа круга основи теж буде змінюватись від  $\pi(\bar{l})^2$  до нуля.

Ймовірність виходу частки з першого прошарку вільного пробігу (подія  $A$ ) є, таким чином, відношенням площі круга основи конічного сегмента до площі кулі, радіус якої  $\bar{l}$   $P_A(A) = \pi a^2 / 4\pi(\bar{l})^2$ , тобто залежно від координати точки сутички ймовірність змінюється від нуля до 0,25. Проте найбільше значення ймовірності відповідає сутичці на анодній межі першого прошарку вільного пробігу, де виключена навіть теоретична можливість іонізації азоту. При відбитті частки азоту, в тому числі і його іонів з наступних, ближчих до катода, прошарків (подія  $B$ ), то ймовірність цього процесу дорівнює добутковій ймовірностей події  $A$

$$P_B(B) = P_A(A)^Z,$$

де  $Z$  – порядковий номер прошарку вільного пробігу, який відраховується в послідовності від анодній межі ОКП до катода.

Очевидно, що чим ближче точка старту частки азоту (в тому числі і його іонів) до катода, тим катастрофічніше зменшується ймовірність виходу її за межі ОКП у внутрішній об'єм отвору. Крім того слід врахувати ще одну суттєву обставину, яка не сприяє дрейфові іонізованих часток азоту в отвір. На іон діє сила від поля, причому вона тим більша, чим ближче точка старту до катода (відстань від катода  $y$  вимірюється в напрямку від катода до анода)

$$F(y) = m_+ \frac{d^2 y}{dt^2} = q_+ E(y),$$

де  $q_+$  – елементарний заряд іона, який номінально дорівнює заряду електрона (всі іони – однозарядні),  $E(y)$  – закон зміни напруженості поля по нормалі до поверхні в напрямку від катода до анода,

$$E(y) = -\frac{d\phi}{dx} = E_K \left(1 - \frac{y}{\delta}\right),$$

де  $y$  – координата в напрямку нормалі до поверхні з початком системи координат на поверхні в сторону анода.

Враховуючи значення напруженості поля біля катода, визначене вище (по порядку величин –  $10^5$  В/м), сила, яка притягує іон досягає великих значень, іон різко змінює траєкторію свого руху в сторону катода, причому чим ближче сутичка проходить до катода, тим у меншій мірі іон може рухатись в напрямку виходу з ОКП, що ще раз вказує на повну неможливість при стаціонарному живленні розряду дрейфу іонів з ОКП у внутрішню зону отвору.

Принципова відмінність азотування з переривчастим живленням розряду у порівнянні із стаціонарним полягає в тому, що послідовно за певною частиною періоду, в якій розряд отримує живлення, слідує проміжок часу, коли живлення відсутнє. При відсутності живлення рух іонів в ОКП продовжується по інерції, проте на іон вже не діє сила  $F(y)$  від поля, яке в цей момент відсутня. За цих обставин енергія іонів визначається через різницю потенціалів поля в точках передостанньої  $\phi_0$  та останньої  $\phi_y$  сутичок

$$\varepsilon_0 = q_e(\phi_0 - \phi_y).$$

При лінійному законі зміни напруженості поля потенціал в точці з координатою  $y$  визначається

$$\phi_y = 2U \left( \frac{y}{\delta} - \frac{y^2}{2\delta^2} \right).$$

Враховуючи, що потенціал поля в точці передостанньої сутички, яка знаходиться аналогічно

$$\phi_0 = U \left( \frac{2\delta(y + y_0) - (y + y_0)^2}{\delta^2} \right),$$

де  $y_0 = \bar{l} \cdot \cos \beta_0$ ,

$\beta_0$  – середній кут між напрямками руху іона перед сутичкою та нормаллю до поверхні (див вище), то енергія входу в останню сутичку

$$\varepsilon_0 = q_e U \frac{2\delta \cdot y_0 - 2y_0^2 - y_0^2}{\delta^2}.$$

Приведена залежність надто ускладнить подальші викладки без нагальної в тому потреби. Останнє



обґрунтовується тим, що в першому від катоду ПВП, ширина якого приблизно становить в околі 10% ширини ОКП, падіння потенціалу сягає від 20 до 40%, тобто потенціал поля змінюється дуже різко. Ця обставина дозволяє прийняти в межах першого від катоду ПВП лінійний закон зміни потенціалу поля, який тоді прийме вигляд

$$\phi(y) = \frac{y}{l} \phi_y,$$

де  $\phi_y$  – потенціал поля на анодній межі першого від катоду ПВП, котрий визначається

$$\phi_y = 2U \left( \frac{\bar{l}}{\delta} - \frac{(\bar{l})^2}{2\delta^2} \right).$$

З цим допущенням втрата енергії іоном під час сутички значно спрощується

$$\Delta\varepsilon = \frac{2m_1m_2}{(m_1 + m_2)^2} \varepsilon_0.$$

При приблизній рівності мас учасників сутички коефіцієнт втрати енергії становить 0,5. Таке допущення абсолютно правомірне, якщо врахувати, що в газовому середовищі, реально використовуваному в технологічних процесах, переважає один компонент – азот. Тоді енергія частки азоту після виходу з чергової сутички становить 50% від енергії на момент входу в неї. Середня швидкість іона певного сорту розраховується через його середню енергію, якщо прийняти до уваги, що оперуємо поняттям опосередкованої частки

$$\bar{V}_+ = K_{VE} \sqrt{\varepsilon_0},$$

де  $K_{VE}$  – числовий коефіцієнт в м/с, для аргону –  $2,195 \cdot 10^3$ , для молекулярного азоту –  $2,622 \cdot 10^3$ , для атомарного азоту –  $3,708 \cdot 10^3$ , для молекулярного водню –  $9,78 \cdot 10^3$  та для атомарного водню –  $13,83 \cdot 10^3$ , одиниці виміру енергії – еВ, швидкості – м/с.

Час, який необхідний для проходження іоном зони ОКП в сторону внутрішнього простору отвору,

$$t = \delta / \bar{V}_+,$$

не повинен бути більшим від тривалості перерви в подачі живлення розрядом. Враховуючи, що тривалість подачі напруги на електроди розрядної камери  $t_0 = T/S = 1/\nu S$ , тривалість паузи  $t_n = T - t_0$  ( $\nu$  – частота коливань напруги на електродах камери,  $S$  – шпаруватість сигналу). Параметри коливань (частота, шпаруватість) повинні встановлюватись також з огляду на ту обставину, що тривалість подачі напруги повинна бути достатньою, щоб іон при певній швидкості, якої він досяг, проходив відстань, рівну довжині вільного пробігу.

### Висновки

Наведений аналіз вказує на принципову можливість азотування внутрішньої поверхні отворів з відносно малим діаметром при переривчастому живленні розряду за рахунок ефекту накачування іонів азоту з області катодного падіння. Тільки в цьому випадку утворюються умови для дрейфу іонів поза межі області катодного падіння в результаті сутичок з частками газу. При азотуванні з безперервним живленням розряду подібні явища неможливі і якщо спостерігаються в певних умовах процеси часткової модифікації внутрішніх поверхонь отворів з відносно малим діаметром, то азотування в цьому випадку ймовірно проходить по схемі пічного з відповідними недоліками, характерними для нього.

### Література

1. Москалев Б. И. Разряд с полым катодом / Москалев Б. И. – М. : Энергия, 1969. – 184 с.
2. Пастух І. М. Особливості азотування в тліючому розряді з нестаціонарним живленням отворів з відносно малим діаметром / І. М. Пастух, В. В. Люховець, В. С. Курської // Вісник Хмельницького національного університету. Технічні науки. – 2013. – № 3. – С. 195–199.
3. Ионная химико-термическая обработка сплавов / Б. Н. Арзамасов, А. Г. Братухин, Ю. С. Елисеев, Т. А. Панайоти. – М. : Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 1999. – 400 с.
4. Пастух І. М. Кінетика входження іонів у зіткнення з поверхнею в розширеному енергетичному діапазоні / Пастух І. М., Соколова Г. М. // Вісник Хмельницького національного університету. Технічні науки. – 2015. – № 4. – С. 6–10.
5. Пастух И. М. Теория и практика безводородного азотирования в тлеющем разряде / И. М. Пастух. – Х. : Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», 2006. – 364 с.
6. Райзер Ю. П. Физика газового разряда / Райзер Ю. П. – М. : Наука, 1987. – 592 с.

Рецензія/Peer review : 20.5.2016 р.

Надрукована/Printed : 6.6.2016 р.

Стаття прорецензована редакційною колегією