

КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

ФАКУЛЬТЕТ РАДІОФІЗИКИ, ЕЛЕКТРОНІКИ ТА КОМП'ЮТЕРНИХ СИСТЕМ

Кафедра фізичної електроніки

«На правах рукопису»

Робота допущена до захисту в ЕК
рішенням кафедри фізичної електроніки
від 16 травня 2025 року, протокол № 22
Завідувач кафедри д.ф.м.н., професор
Анатолій ВЕКЛИЧ

ДИПЛОМНА РОБОТА МАГІСТРА

на тему:

**«МОДЕЛЮВАННЯ УТВОРЕННЯ ТА ДИФУЗІЇ КЛАСТЕРІВ У
МАГНЕТРОННІЙ КАМЕРІ»**

Виконав:

студент 2-го курсу магістратури денної форми навчання
спеціальності 105 Прикладна фізика та наноматеріали
ОНП «Прикладна фізика та наноматеріали»
Демешко Олег Ігорович

Науковий керівник:

кандидат фіз.-мат. наук, доцент кафедри фізичної електроніки
Олександр Кравченко

Рецензент:

доктор фіз-мат наук
доцент кафедри фізики функціональних матеріалів
Андрій Момот

Засвідчую, що у цій дипломній роботі
немає запозичень з праць інших авторів без
відповідних посилань
Студент Демешко Олег

Київ – 2025

ЗМІСТ

РЕФЕРАТ	3
ВСТУП.....	4
РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ	6
РОЗДІЛ 2. ОСНОВНА ЧАСТИНА	14
2.1. Фізична модель.....	14
2.2. Математична модель.....	14
2.3. Метод числового моделювання	18
РОЗДІЛ 3. РЕЗУЛЬТАТИ.....	25
ВИСНОВКИ.....	32
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	33

РЕФЕРАТ

Дипломна робота містить: 35с., 12 рис., 23 джерел.

МАГНЕТРОННИЙ РОЗРЯД, ДИФУЗИЯ, ПРОЦЕСИ НУКЛЕАЦІЇ, КЛАСТЕРИ, РІЗНИЦЕВИЙ МЕТОД, МОДЕЛЮВАННЯ

На основі гібридної моделі промодельований магнетронний розряд у циліндричній камері, заповненій аргоном. Отримані результати були використані для дослідження впливу тиску газу на розпилення мідного катода, дифузію атомів міді в розрядній камері та процес утворення кластерів. Показано, що кількість атомів міді в розрядній камері, яка визначається їх потоком з катода, дифузією та процесами утворення та росту кластерів, немонотонно залежить від тиску газу та досягає максимального значення при $p \sim 1,75$ Торр. Результати моделювання також показують, що загальна кількість димерів та кластерів у камері збільшується зі збільшенням тиску газу при $p < 1,75$ Торр. Однак, з подальшим збільшенням тиску, кількість димерів залишається майже незмінною, тоді як кількість кластерів, що складаються з трьох або більше атомів міді, зменшується.

ВСТУП

Кластери є окремою ланкою наночастинок і мають особливі властивості, їх використовують для каталізу, в оптиці, електроніці, сенсоріці тощо. Але використання кластерів потребує дослідження та точного контролю, оскільки їхні властивості сильно залежать від розміру, форми та складу. Існує ряд методів отримання кластерів для подальшого використання. Лазерна абляція, біомінералізація, хімічне вирощування та відновлення, самоорганізація та ін. Кожен з методів має свої переваги та недоліки і використовується в залежності від необхідних властивостей кластерів, якості, матеріалу, ефективності та бюджету.

Формування кластерів у магнетронній камері є перспективним напрямком досліджень, оскільки можна досить точно керувати їх розміром і структурою. Також магнетронна технологія охоплює широкий спектр матеріалів і дозволяє досягти високої однорідності отриманої плівки з кластерів. Але магнетронна технологія характеризується високим енергоспоживанням і повільною швидкістю утворення кластерів, і багато з них також втрачаються на стінках камери під час перенесення. Тому важливо мати уявлення про просторовий розподіл кластерів у камері а також про умови, за яких їх формування та розподіл є найбільш ефективними.

Актуальність даної проблеми обумовлена широким використанням магнетронних розрядів у різних галузях науки і техніки, зокрема в матеріалознавстві, напівпровідниковій промисловості та виробництві тонкопліткових покриттів. Глибоке розуміння процесів, що відбуваються у магнетронному розряді, дозволяє покращувати ефективність та якість технологічних процесів, оптимізувати умови проведення експериментів і розробляти нові інноваційні технології. Вивчення процесів утворення та еволюції кластерів дозволяє краще зрозуміти механізми фазових переходів та самоорганізації в складних системах. Проте експериментальне дослідження динаміки концентрації та розмірів кластерів безпосередньо в камері є технічно

складним завданням, а теоретичні моделі часто виявляються занадто складними для точного аналізу. Тому перспективним підходом є використання чисельного моделювання процесів у магнетронній камері.

Дослідження спрямоване на вивчення багатьох взаємопов'язаних та самоузгоджених аспектів: формування розподілу іонів та електронів в розряді, дифузії вибитих з катоду атомів металу через буферний газ та формування і поширення кластерів у цьому процесі.

РОЗДІЛ 1

ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

Розглядаємо конфігурацію магнетронної камери, ефективну для дослідження кластерів, описану в роботі [1]. Ефективність такої установки та відповідної конфігурації магнітних полів вивчались в [20]. Електрони утримуються магнітним полем біля катоду, що спричиняє збільшення їх ефективної довжини пробігу та, відповідно, інтенсивну іонізацію газу. У той же час іони мають великий ларморівський радіус і потрапляють на катод. Розряд у прикатодній області забезпечується емісією електронів під дією струму іонів. Іони, маючи високу енергію падають на катод та руйнують його, вибиваючи атоми металу з поверхні. Відповідно, зона на катоді біля пастки є зоною із максимальною емісією атомів металу. Швидкі вибиті атоми металу розлітаються по камері та осідають тонкою плівкою на поверхні. Камера має циліндричну форму.

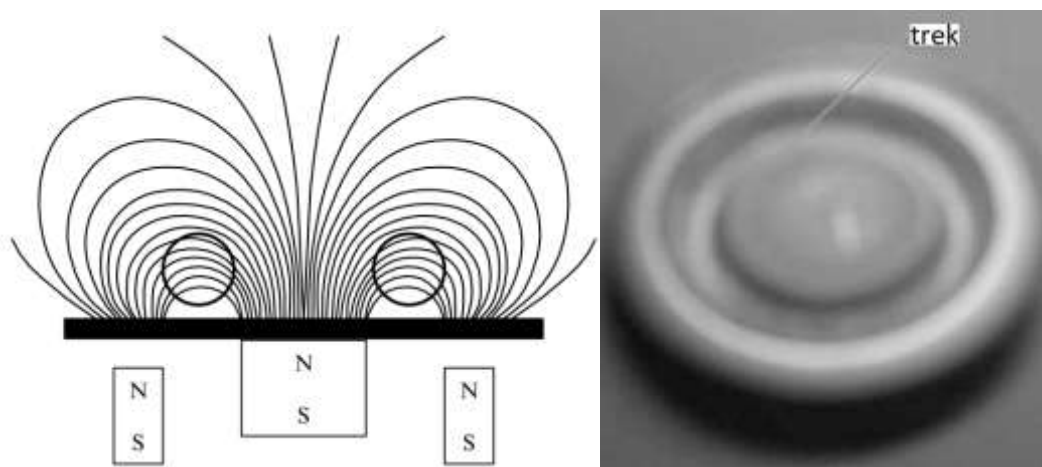


Рис. 1 Переріз катоду по діаметру, схематичне зображення магнітних силових ліній та пасток для електронів. Форма катодної ерозії [1].

Чим більше енергія іонів, тим менший кут вильоту атомів із катода, відносно нормалі, а також більше енергія цих атомів. Після вильоту атоми розсіюються на буферному газі за рахунок пружних зіткнень. При малій густині буферного газу атоми мають велику довжину вільного пробігу λ та швидко проходять область. За таких умов утворення кластерів майже не відбувається. Якщо λ мала, то може йти мова про дифузю. Також після вильоту з катоду атоми металу поступово

втрачають направленість свого руху, відбувається процес термалізації. Після термалізації атоми металу мають температуру більшу за температуру буферного газу, але поступово втрачають її при розсіюванні [1, 8]. Для ефективної кристалізації та перенесення частинок катода камеру продувають повільним потоком із буферного газу.

Для опису магнетронного розряду застосовується гібридна модель [16, 21], згідно з якою електрони в плазмі класифікуються на дві категорії: повільні та швидкі. Швидкі електрони виникають у камері внаслідок емісії з катода, коли він зазнає бомбардування іонами. Такі електрони мають достатній запас енергії, щоб збуджувати або іонізувати атоми аргону. Їх повна енергія — як сума кінетичної й потенційної — перевищує порогове значення, яке для аргону становить 11,5 еВ. Натомість повільні електрони характеризуються енергією, що є меншою за порогову. Для моделювання руху швидких електронів та елементарних процесів, що з ними відбуваються, використовується модель «частинки в комірках» та метод Монте-Карло (PIC/MCC). Вивчення траєкторій макроелектронів починається з моменту їх інжекції та триває до моменту зникнення. Зникнення може відбуватися двома способами: 1) переходом до групи так званих повільних електронів; 2) поглинанням електронів електродами. Кількість макроелектронів, інжекттованих з катода, визначається потоком іонів до катода та коефіцієнтом вторинної іонно-електронної емісії.

Залежність потоку атомів металу, вибитих з катода від потоку іонів на катод визначається коефіцієнтом розпорошення, який залежить від енергії. Формула, отримана в роботі [17] є емпіричною апроксимацією для розрахунку коефіцієнта розпорошення міді під дією іонів аргону в діапазоні енергій до 300 еВ. Вона добре узгоджується з експериментальними даними та може бути використана для оцінки розпорошення в умовах нашої моделі магнетронного розряду.

У стандартному магнетронному розряді основну роль у підтримці плазми та розпиленні катода відіграють іони буферного газу. Однак, при певних умовах, зокрема підвищеній потужності розряду та високій густині плазми [18], вибиті

атоми металу можуть іонізуватися та брати активну участь у процесах розряду. Якщо кількість іонів металу буде значна (порівняна з іонами буферного газу), вони можуть підтримувати розряд, змінювати особливості осадження, впливати на розподіл потенціалу та енергії. Більшість атомів металу мають меншу енергію збудження та іонізації, ніж буферний газ, в нашому випадку для Аргону енергія іонізації 15.7596 eВ а для міді 7.726 eВ для перших енергетичних рівнів. Тобто для іонізації міді потенційно залучається більше електронів, ніж для іонізації аргону, через що навіть при меншій концентрації самих атомів іонізація міді може проходити досить інтенсивно, щоб був сенс її враховувати.

Аналогічно з атомами аргону, можна вважати, що електрони взаємодіють з атомами міді по трьом процесам: Пружне розсіяння, що призводить до простої нормалізації швидкості електрона. Збудження, при якому атом міді втрачає певну енергію збудження. Та іонізація, при якому електрон втрачає певну енергію та утворення нового електрона. Імовірність кожного з цих процесів характеризується відповідним перерізом. Для міді ці перерізи визначались в роботі [19].

Збільшення концентрації буферного газу призводить до розсіювання атомів металу, при достатній концентрації (насичені) починають відбуватись процеси нуклеації [2, 20]. У малій області починають утворюватись кластери шляхом зіткнень атомів металу із атомами буферного газу (конденсації). Також кластери захоплюють вільні атоми металу, збільшуючись при цьому. Утворення починається з трьох частинок (формула 1.1), тому такий процес малоімовірний, але все рівно важливий для розгляду. Утворені кластери зростають, стикаючись із вільними атомами металу (формула 1.2). На практиці такий процес проходить значно швидше, ніж утворення перших кластерів. Кластери можуть спонтанно випаровуватись (формула 1.3).



Імовірність процесів коагуляції збільшується із розміром кластерів, які зіткнулись, цей процес може цей процес може істотно впливати при значній кількості кластерів великого розміру [7].

В роботі [8] проводилось моделювання утворення зародків кластерів та їх подальшого наростання у 1д моделі на основі експериментального профілю температури та концентрації газу. Автори зазначають, що поблизу джерела кластери майже не утворюються через високу температуру та наголошують на сильному впливі температури на кінцеву кількість кластерів. Необхідність враховувати термодинамічні параметри речовини, такі як поверхнева енергія та ентальпія випаровування та точно регулювати охолодження камери.

Цікавий результат був отриманий в роботі [13], збільшення тиску в камері зменшувало розміри наночастинок. Через більшу кількість зіткнень вони швидше втрачали енергію. При тих же параметрах початкової температури та інтенсивності розпорошення це уповільнювало процес утворення росту кластерів.

В роботі [20] досліджувався вплив конфігурації магнітного поля у магнетроні на процес утворення кластерів. Автори зазначають значний вплив нестандартних конфігурацій магнітного поля на кластероутворення. Так, наприклад, в конфігурації з сильною центральною компонентою електрони виштовхуються в боки, що призводить до зменшення електронної густини по осі, особливо в зоні, де формуються кластери, що збільшує їх утворення в 150 разів. Ключовим є не сила поля сама по собі, а його просторовий розподіл, який визначає розподіл електронів у плазмі.

У магнетронному розряді присутня щільна плазма з електронами, іонами та збудженими атомами буферного газу, а також нейтральними і зарядженими частинками металу. Під час зіткнень та взаємодій у такій плазмі можуть утворюватися кластери, які: Захоплюють електрони і стають негативно зарядженими - менш поширені в магнетроні, бо електрони легкі і взаємодіють менше, ніж іони. Захоплюють іони або втрачають електрони і стають позитивно

зарядженими, вони стабільніші завдяки електростатичній взаємодії, їх легше аналізувати мас-спектрометром. Не взаємодіють із зарядженими частинками і залишаються нейтральними. В роботі [20] було експериментально підтверджено, що до 50% кластерів є зарядженими, схожі цифри підтверджуються багатьма іншими роботами. Автори кажуть, що різниця в кластерному потоці залежить не від заряду самих кластерів, а від стабільності проміжного іону ArM^+ , який або утворює димер, або розпадається при рекомбінації.

В роботі [15] проводився експеримент по розпорошенню диска із сплаву Ag-Cu-Pd в магнетронній камері, утворенню композитних наночастинок та їх нанесення на підложку із кремнію та скла. Досліджувалась морфологія та склад утвореної плівки різних товщин, а також приділена велика увага їх оптичним властивостям. Можна виділити деякі особливості використання сплаву: Використання попередньо легованої мішені Ag-Cu-Pd дозволяє здійснювати пряме нанесення потрібних наночастинок, що складаються з усіх трьох металів у контрольованому складі. Цього було б важко досягти шляхом спільного розпилення окремих металевих мішеней. Властивості наночастинок потрібного сплаву можна регулювати, змінюючи співвідношення складу трьох металів. Використання мішені зі сплаву може сприяти утворенню специфічних фаз чи структур в нанесених плівках, які може бути важко отримати при осадженні одного металу. Бажано досягти високої однорідності катоду. Існує ймовірність сегрегації фаз або неоднорідного змішування трьох металів в нанесених плівках, що потребує ретельного контролю параметрів осадження. Однак автори дослідження не моніторили протікання процесу всередині камери та не визначали кількістних характеристик наночастинок. В роботі варіювались лише час процесу (що впливає на товщину плівки), а не інші параметри, такі як тиск, геометрія, струм та інше, що могло б дати уявлення про утворення наночастинок. Також аналіз в основному експериментальний і зосереджений на характеристиках осаджених тонких плівок композитних наночастинок, а не на моделюванні процесів зародження та росту, що відбуваються в плазмі.

В роботі [13] проводився експеримент із розпорошенням мідного диску із вуглицевими стрижнями. Така конструкція дозволила отримати плазму із обох (міді та вуглецю) типів атомів, і відповідні композитні кластери. Варіювались тиск та струм та аналізувались хімічний склад та кількісні характеристики процесів нуклеації на отриманих плівках. Робота також експериментальна та не дозволяє оцінити перебіг процесів усередині камери.

Кластери малих розмірів утворюються нормально, але при досягненні певного значення n_c їх процеси зменшення компенсують зростання. При певних умовах кластери перестають взагалі наростати, n_{max} – критичний розмір, експериментально виявлено $n_{max} = 2/5n_c$ [2]. На рис.3 видно, що розмір згустків досягає 50 нанометрів, цим розмірам відповідають кластери, що складаються із десятків атомів металу.

Швидкість утворення та росту кластерів залежить від контрольованих параметрів установки, таких як форма камери, тиск буферного газу в ній, кількості атомів металу, тобто інтенсивності розпорошення катоду, тобто струму, швидкості потоку буферного газу та дифузії.

Швидкість випаровування кластера, як показано в [2], залежить від розміру кластера та його температури. Автори описують, як енергія зв'язку атомів ϵ_n для кластерів є монотонною функцією кількості атомів. Енергія зв'язку падає зі зменшенням розміру кластера, що впливає на швидкість випаровування. Коли кластер досягає певного розміру, потік випаровування атомів з кластера дорівнює потоку наростання. Іншими словами, виконується умова детальної рівноваги. Ефекти поверхневої енергії включені через різницю в енергіях зв'язку між кластерними та об'ємними поверхнями.

Оскільки коефіцієнт дифузії кластерів є меншим порівняно з коефіцієнтом дифузії атомів металу, їх легше захопити потоком буферного газу. Також можна надати кластерам певного заряду і керувати потоком за допомогою полів. Таким чином можна спрямувати потік кластерів у потрібну область, наприклад

напилити їх на пластину. Далі дослідити отриману плівку та візуалізувати наявність кластерів.

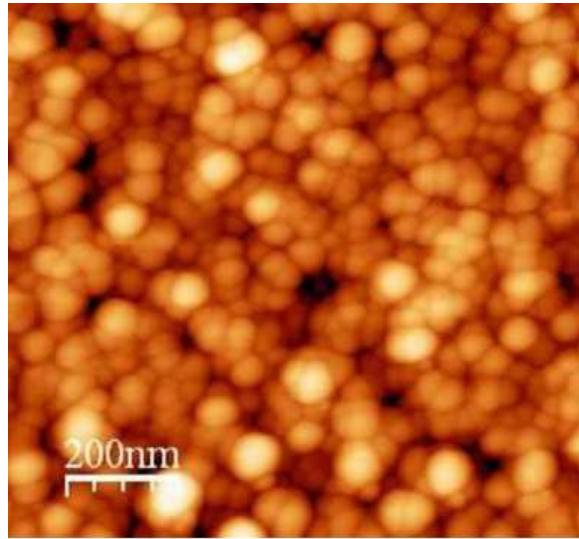


Рис. 2 Зображення типової наноструктури наночастинок Cu, нанесених на кремнієву підкладку, отримане за допомогою АСМ [8].

В роботі [7] наведені приклади дослідження пластин із нанесеними кластерами, утвореними при магнетронному розпоршені. Трансмісійна електронна мікроскопія для прямого зображення осаджених наночастинок і аналізу їх розміру та морфології. Показано ТЕМ-зображення осаджених наночастинок Ag. Скануючу електронну мікроскопію також використовували для зображення осаджених наночастинок, особливо при більших покриттях. Для вивчення плазмонних властивостей осаджених наночастинок благородних металів (наприклад Au), які пов'язані з їхнім розміром, використовували ультрафіолетову спектроскопію. А також рентгенівська фотоелектронна спектроскопія була використана для аналізу хімічного складу осаджених наночастинок, особливо для реакційноздатних металів, таких як Ti та Si, де можуть утворюватися оксиди. В [15] ці методи використовувались для дослідження плівок сплаву Ag-Cu-Pd на скляній та кремневій підложці. В [13] використовувалась СЕМ для дослідження розмірів наночастинок та їх хімічного складу.

В роботі [8] всередині магнетронної камери розміщувався мас-спектрометр вздовж потоку газу, у якому створювались наночастинки. Оскільки частинки вже заряджені, їх можна відбирати для мас-спектрометра без попередньої іонізації. Це дозволило отримати розподіл частинок по розміру вздовж камери.

Також можливе дослідження плазми всередині самої магнетронної камери за допомогою електричної емісійної спектроскопії або зондовими методами, але відслідкувати концентрацію та розміри саме кластерів потрібного розміру в таких умовах важко [1].

РОЗДІЛ 2

ОСНОВНА ЧАСТИНА

2.1. Фізична модель

Розглядається моделювання магнетронного розряду в циліндричній камері, заповненій аргоном. Радіус камери – 0.03 м, радіус катоду 0.025 м, зазор 0.005 м необхідно для запобігання короткому замиканню. Відстань від катода до анода 0.03 м. Внаслідок симетрії задачі доцільно моделювати лише половину камери, а симетричність буде врахована відповідною крайовою умовою. Катод вважається мідним. Дослідження проводиться при тисках буферного газу 0.5, 1, 1.75, 2 та 3 Torr. Максимальне значення магнітного поля становить $B=0,03$ Тл, а його розподіл у розрядній камері визначається апроксимацією експериментальних даних, отриманих у [22]. Дослідження буде проводитись при різних температурах кластерів 300, 500, 1000 та 1300 K, вважаємо це значення сталою величиною для всіх кластерів. Вважаємо, що температура атомів металу рівна температурі буферного газу (вони одразу термолізовані). При моделюванні магнетронного розряду обчислюється потік атомів металу з катоду внаслідок його розпорошення. Цей потік використовується при моделюванні дифузії атомів металу в камері магнетронного розряду. В залежності від кількості атомів металу в області утворюються кластери, які теж починають розповсюджуватись за рахунок дифузії. При потраплянні атомів металу чи кластерів на стінки камери вони зникають, що враховується відповідною крайовою умовою, а атоми буферного газу відштовхуються, їх концентрація є сталою. У межах цієї моделі не враховуються складні процеси обміну атомами між кластерами, а саме коагуляцією та розпадом. Максимальний розмір кластерів вважаємо $n_{max} = 30$.

2.2. Математична модель

Рівняння, що використовуються для опису руху швидких електронів між їх зіткненнями з атомами:

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + e[\vec{v} \times \vec{B}] \quad (2.1)$$

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v} \quad (2.2)$$

де e , \vec{v} , \vec{r} – заряд, вектор швидкості та радіус-вектор електрона відповідно; \vec{E} та \vec{B} – напруженість електричного та магнітного полів.

Згідно з методом Монте-Карло, обчислюється ймовірність зіткнення електронів з атомами аргону та міді за час Δt та порівнюється з випадковим числом R , що належить інтервалу від 0 до 1:

$$P_{coll} = 1 - \exp(-\Delta t \sum \sigma_{col}(\varepsilon) n_a) \quad (2.3)$$

де n_a – концентрація атомів, $\sigma_{col}(\varepsilon)$ – поперечний переріз різних типів зіткнень електронів з енергією ε .

Для моделювання повільних електронів та іонів використовується гідродинамічна модель, яка включає рівняння нерозривності та рівняння Пуассона. Рівняння нерозривності для іонів та повільних електронів мають вигляд:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla(n_e \vec{v}_e) &= S \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla(n_i \vec{v}_i) &= S \end{aligned} \quad (2.4)$$

де n_e , n_i густина електронів та іонів відповідно, \vec{v}_e , \vec{v}_i – швидкості повільних електронів та іонів відповідно, а S – швидкість іонізації, яка розраховується в кінетичній частині за допомогою методу Монте-Карло [9].

Для опису потоків іонів та повільних електронів було використано дрейфово-дифузійне наближення:

$$F_e = n_e \vec{v}_e = -\mu_e n_e \vec{E} - D_e \nabla n_e, \quad \mu_e = \frac{e}{1 + \frac{\omega_c}{v_{ea}}} \quad (2.5)$$

$$F_i = n_i \vec{v}_i = \mu_i n_i \vec{E} - D_i \nabla n_i, \quad \mu_i = \frac{e}{m_i v_{ia}} \quad (2.6)$$

μ_e , μ_i – рухливість електронів та іонів відповідно, ω_c – циклотронна частота обертання електронів навколо ліній магнітного поля, v_{ea} , v_{ia} частоти зіткнень електронів та іонів з нейтральними атомами, D_e , D_i – коефіцієнти дифузії електронів та іонів.

Рівняння Пуассона в циліндричній системі координат виглядає так:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) = - \frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e - n_e^h) \quad (2.7)$$

Потік іонів на катод описується формулою дрейфового потоку:

$$F_{on} = qn\mu\vec{E} = \mu n_i(z) \frac{d\varphi}{dz} \quad (2.8)$$

φ – потенціал в камері.

Швидкість та енергія іонів на катоді:

$$V_i = -\mu \frac{d\varphi}{dz} \quad (2.9)$$

$$E_i = \frac{m_i V^2}{2} \quad (2.10)$$

Потік вибитих атомів металу з катоду визначається в залежності від енергії іонів [19]:

$$F_a = F_{ion} \cdot f(E_i) \quad (2.11)$$

Розповсюдження атомів металу та кластерів в камері описується рівнянням дифузії [9].

$$\frac{\partial N_n}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(D_n \frac{\partial N_n}{\partial z} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_n \frac{\partial N_n}{\partial r} \right) = S \quad (2.12)$$

N_n – концентрація атомів металу чи кластераів певного розміру, D_n – коефіцієнт дифузії. Оскільки атоми термолізовані, то він сталий у просторі та часі. Коефіцієнт D обчислюється за наближенням Чепмена-Енскога [3]:

$$D = \frac{3}{8\sqrt{2}\pi r_w^2 N_6} \sqrt{\frac{T_6}{m}} \quad (2.13)$$

r_w – радіус Вінгера Зейтса:

$$r_w = \left(\frac{3}{4\pi n} \right)^{1/3} \quad (2.14)$$

T_6 – температура буферного газу, N_6 – концентрація буферного газу. Будемо досліджувати систему залежно від тиску p , тоді коефіцієнт дифузії є функцією N_6 , а N_6 визначається із тиску за формулою ідеального газу.

$$N_6 = \frac{p}{kT} \quad (2.15)$$

$D = 0.27 \cdot 10^{21}$ для атомів міді. Для кластерів, відповідно до формули (2.2), коефіцієнт дифузії будемо вважати пропорційним розміру:

$$D_n = \sim \frac{1}{n^3} \quad (2.16)$$

S – доданок відповідальний за утворення кластерів [1]:

$$S = \int_2^{n_{max}} N_n n dn \quad (2.17)$$

Для обміну частинок в процесі утворення кластерів використовується модель рідкої краплі для кластерів. Формула для атомів металу N_1 . Перший доданок характеризує втрату концентрації на утворення димерів за 3-х частинковим процесом. Другий – втрату концентрації атомів металу на прилипання до кластерів і їх наростання. Третій враховує утворення атомів металу після випаровування кластерів усіх розмірів.

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -KN_6N_a^2 - N_ak_0 \sum_2^{n_m} N_n n^{\frac{2}{3}} + \sum_3^{n_m} v_n N_n \quad (2.18)$$

Димери утворюються за рахунок 3-х частинкової взаємодії, тому для них окрема формула. Перший доданок характеризує зростання концентрації за рахунок утворення перших кластерів з атомів металу. Другий втрату концентрації димерів при їх подальшому рості. Третій – втрату одного атому метала (випаровування) кластерів розміру 3.

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = KN_6N_1^2 - N_6k_0N_2n^{\frac{2}{3}} + v_3N_3 \quad (2.19)$$

Кластери усіх інших розмірів утворюються за рахунок 2-х частинкової взаємодії. Перший та другий доданки характеризують зміну концентрації при наростанні кластерів попереднього розміру $n-1$, та наростання кластерів розміру n . Третій та четвертий характеризують зміну концентрації при випаровуванні кластерів наступного $n+1$, та цього розміру n :

$$\frac{\partial N_n}{\partial t} = N_ak_0 \left(N_{n-1}(n-1)^{\frac{2}{3}} - N_n n^{\frac{2}{3}} \right) - (v_n N_n - v_{n+1} N_{n+1}) \quad (2.20)$$

N_n – концентрація кластерів розміру n , k_0 – характеризує швидкість зіткнень кластерів. K – константа швидкості 3-х частинкової взаємодії, для міді $K = 3e-33 \text{ cm}^6 \text{ c}^{-1}$ [1, 2].

$$k_n = \xi \sqrt{\frac{8T}{\pi m}} \pi r_w^2 \quad (2.21)$$

Швидкість зіткнення визначається перерізом розсіювання пружних зіткнень, тобто пропорційна розміру $n^{\frac{2}{3}}$, цей множник винесено окремо, а відповідні константи позначені як k_0 . $\xi = 1$ – імовірність процесу.

ν – частота випаровування кластера – визначається із умови детальної рівноваги [2]: коли зовнішній тиск рівний тиску насичення, то потік атомів наростання кластера рівний потоку його випаровування:

$$\nu_{n+1} = k_0 n^{\frac{2}{3}} N_{sat} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{n+1} - \varepsilon_0}{kT}\right) \quad (2.22)$$

Де ε_{n+1} – енергія виходу з кластера:

$$\varepsilon_n = \varepsilon_0 - \frac{\frac{2}{3}A}{n^{\frac{1}{4}}} \quad (2.23)$$

$\varepsilon_0 = 4.89 \text{ eV}$ – енергія виходу з нескінченної поверхні. $A = 3.2 \text{ eV}$. [2]. T – температура кластера. $N_{sat} = 0.64 \cdot 10^{19}$ – тиск насичення.

2.3. Метод числового моделювання

Для розрахунку потоку атомів на катод використовуємо метод скінчених різниць [12], для цього розглянемо прикатодний простір у вигляді сітки [50x50], де координата кожного елемента N_{rz} характеризує концентрацію іонів у точці із певними координатами r та z .

$$F_{on} = \frac{\mu \cdot (\varphi_i - \varphi_{i+1})}{h \cdot dt} \cdot N_{ion} \quad (2.24)$$

$$F_a = F_{on} \cdot f(E_i) \cdot \frac{1}{h \cdot dt} \quad (2.25)$$

Дифузія атомів металу та кластерів також розраховувалась методом скінчених різниць: N_{rz} характеризує концентрацію атомів металу у точці із певними координатами r та z .

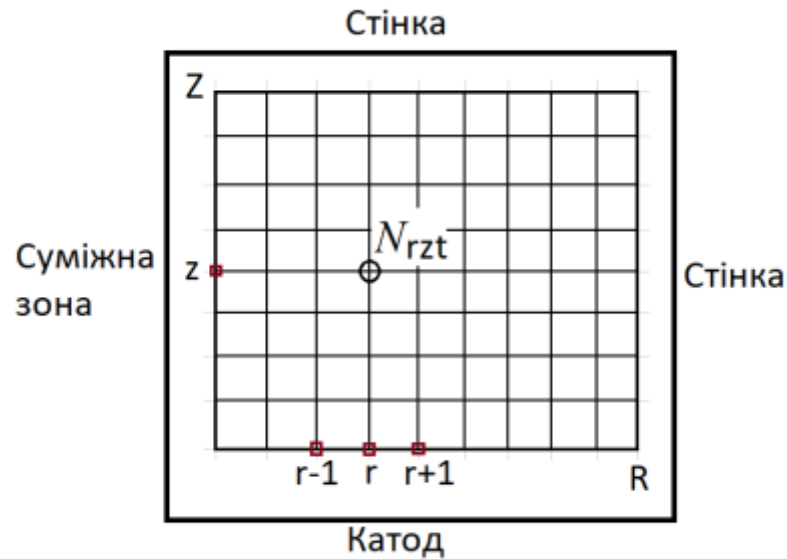


Рис. 3 Схематичне зображення розбиття області моделювання дискретною сіткою.

Розміри комірок:

$$h = \frac{L}{50} = 0.06 \text{ см}$$

$$r_1 = \frac{h}{2}, \quad r_z = r_{z-1} + h$$

Розраховувати концентрацію будемо за допомогою циліндричного рівняння дифузії (2.1). Розпишемо його компоненти за різницевою схемою.

$$\frac{\partial^2 N}{\partial r^2} = \frac{N_{r+1,z} - 2N_{r,z} + N_{r-1,z}}{h^2} - \frac{N_{r+1,z} - N_{r,z}}{R_z h}$$

$$\frac{\partial^2 N}{\partial z^2} = \frac{N_{r,z+1} - 2N_{r,z} + N_{r,z-1}}{h^2} - \frac{N_{r,z+1} - N_{r,z}}{R_z h}$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{N_{r,z,t+1} - N_{r,z,t}}{\Delta \tau}$$

Використаємо неявну схему розв'язку з методом змінних напрямків. На проміжному кроці рівняння має вигляд:

$$\begin{aligned} & \frac{N_{r,z,t+1/2} - N_{r,z,t}}{\Delta \tau} + D \frac{N_{r+1,z,t+1/2} - 2N_{r,z,t+1/2} - N_{r-1,z,t+1/2}}{h^2} \\ & + D \frac{N_{r,z+1,t} - 2N_{r,z,t} - N_{r,z-1,t}}{h^2} - D \frac{N_{r,z+1,t} - N_{r,z,t}}{R_z h} = 0 \end{aligned}$$

$$A_{rz}N_{r+1,z,t+1/2} - B_{rz}N_{r,z,t+1/2} + C_{rz}N_{r-1,z,t+1/2} = F_{rz} \quad (2.13)$$

та цілому кроці:

$$\begin{aligned} & \frac{N_{r,z,t+1} - N_{r,z,t+1/2}}{\Delta\tau} + D \frac{N_{r+1,z,t+1/2} - 2N_{r,z,t+1/2} - N_{r-1,z,t+1/2}}{h^2} \\ & + D \frac{N_{r,z+1,t+1} - 2N_{r,z,t+1} - N_{r,z-1,t+1}}{h^2} - D \frac{N_{r,z,t+1} - N_{r,z,t+1}}{R_z h} = 0 \end{aligned}$$

$$A'_{rz}N_{r,z+1,t+1} - B'_{rz}N_{r,z,t+1} + C'_{rz}N_{r,z-1,t+1} = F'_{rz} \quad (2.14)$$

Кожен з виразів (2.13) та (2.14) представляють собою лінійну систему рівнянь.

Розв'яжемо їх методом прогонки.

$$N_{rz} = \alpha_{r+1}N_{r+1} + \beta_{r+1}$$

$$\alpha_{r+1} = \frac{A_r}{B_r - \alpha_r C_r}$$

$$\beta_{r+1} = \frac{C_r \beta_r - F_r}{B_r - \alpha_r C_r}$$

$$\alpha_0 = 0, \beta_0 = 0$$

Величини A , B , C та F позначають коефіцієнти на напівцілому кроці. A' , B' , C' та F' - їх аналоги на цілому. Ці константи визначаються відповідно до крайових умов:

$r \geq 2$, $r \leq 49$, $z \geq 2$, $z \leq 49$ – загальний вигляд рівнянь в середині області.

$$A = -\frac{D}{h^2} \quad B = -\frac{2}{dt} - \frac{2D}{h^2} \quad C = -\frac{D}{h^2}$$

$$F = \frac{2N_{rz}}{dt} + \frac{D}{h^2} (N_{r,z+1} - 2N_{rz} + N_{r,z-1}) + \frac{D}{R_z h} (N_{r,z+1} - N_{rz})$$

$$A' = -\frac{D}{h^2} - \frac{D}{R_z h} \quad B' = -\frac{2}{dt} - \frac{2D}{h^2} - \frac{D}{R_z h} \quad C' = -\frac{D}{h^2}$$

$$F' = \frac{2N_{rz}}{dt} + \frac{D}{h^2} (N_{r+1,z} - 2N_{rz} + N_{r-1,z})$$

$r = 1$, $z \geq 2$, $z \leq 49$ – нижня границя зони моделювання, на ній знаходиться катод, тут враховується потік F^a .

$$A = -\frac{D}{h^2} \quad B = -\frac{2}{dt} - \frac{3D}{h^2} \quad C = 0$$

$$F = \frac{2N_{rz}}{dt} + \frac{D}{h^2} (N_{r,z+1} - 2N_{rz} + N_{r,z-1}) + \frac{D}{R_z h} (N_{r,z+1} - N_{rz}) + \frac{F_r^a}{h}$$

$$A' = -\frac{D}{h^2} - \frac{D}{R_z h} \quad B' = -\frac{2}{dt} - \frac{2D}{h^2} - \frac{D}{R_z h} \quad C' = -\frac{D}{h^2}$$

$$F' = \frac{2N_{rz}}{dt} + \frac{D}{h^2} (N_{r+1,z} - 3N_{rz}) + \frac{F_r^a}{h}$$

$r \geq 2, r \leq 49, z = 50$ – ліва границя зони моделювання, це суміжна зона, де значення $N_{z+1} = N_z$, тобто значення за границею повторюється, що означає симетричність зони моделювання.

$$A = -\frac{D}{h^2} \quad B = -\frac{2}{dt} - \frac{2D}{h^2} \quad C = -\frac{D}{h^2}$$

$$F = \frac{2N_{rz}}{dt} - \frac{D}{h^2} (3N_{rz} - N_{r,z-1}) - \frac{2D}{R_z h} (N_{rz})$$

$$A' = -\frac{D}{h^2} - \frac{D}{R_z h} \quad B' = -\frac{2}{dt} - \frac{2D}{h^2} - \frac{D}{R_z h} \quad C' = -\frac{D}{h^2}$$

$$F' = \frac{2N_{rz}}{dt} - \frac{D}{h^2} (3N_{rz} - N_{r-1,z})$$

$r = 50, z \geq 2, z \leq 49$ – верхня границя зони моделювання, це стінка камери, де значення $N_{r+1} = 0$, що характеризує прилипання частинок до стінки.

$$A = 0 \quad B = -\frac{2}{dt} - \frac{3D}{h^2} \quad C = -\frac{D}{h^2}$$

$$F = \frac{2N_{rz}}{dt} + \frac{D}{h^2} (N_{r,z+1} - 2N_{rz} + N_{r,z-1}) + \frac{D}{R_z h} (N_{r,z+1} - N_{rz})$$

$$A' = 0 \quad B' = -\frac{2}{dt} - \frac{3D}{h^2} - \frac{D}{R_z h} \quad C' = -\frac{D}{h^2}$$

$$F' = \frac{2N_{rz}}{dt} + \frac{D}{h^2} (N_{r-1,z} - 2N_{rz} + N_{r-1,z})$$

$r \geq 2, r \leq 49, z = 1$ – права границя зони моделювання, теж стінка, де значення $N_{z-1} = 0$.

$$A = -\frac{D}{h^2} \quad B = -\frac{2}{dt} - \frac{2D}{h^2} \quad C = -\frac{D}{h^2}$$

$$F = \frac{2N_{rz}}{dt} + \frac{D}{h^2} (N_{r,z+1} - N_{rz}) + \frac{D}{R_z h} (N_{r,z+1} - N_{rz})$$

$$A' = -\frac{D}{h^2} - \frac{D}{R_z h} \quad B' = -\frac{2}{dt} - \frac{2D}{h^2} - \frac{D}{R_z h} \quad C' = -\frac{D}{h^2}$$

$$F' = \frac{2N_{rz}}{dt} + \frac{D}{h^2} (N_{r+1,z} - N_{rz})$$

Також розглядаються крайові точки:

$$r = 1, z = 1$$

$$A = -\frac{D}{h^2} \quad B = -\frac{2}{dt} - \frac{3D}{h^2} \quad C = 0$$

$$F = \frac{2N_{rz}}{dt} + \frac{D}{h^2} (N_{r,z+1} - N_{rz}) + \frac{D}{R_z h} (N_{r,z+1} - N_{rz})$$

$$A' = -\frac{D}{h^2} - \frac{D}{R_z h} \quad B' = -\frac{2}{dt} - \frac{3D}{h^2} - \frac{D}{R_z h} \quad C' = 0$$

$$F' = \frac{2N_{rz}}{dt} + \frac{D}{h^2} (N_{r+1,z} - N_{rz})$$

$$r = 50, z = 1$$

$$A = 0 \quad B = -\frac{2}{dt} - \frac{2D}{h^2} \quad C = -\frac{D}{h^2}$$

$$F = \frac{2N_{rz}}{dt} + \frac{D}{h^2} (N_{r,z+1} - 3N_{rz}) + \frac{D}{R_z h} (N_{r,z+1} - N_{rz})$$

$$A' = 0 \quad B' = -\frac{2}{dt} - \frac{2D}{h^2} - \frac{D}{R_z h} \quad C' = -\frac{D}{h^2}$$

$$F' = \frac{2N_{rz}}{dt} + \frac{D}{h^2} (N_{r+1,z} - 3N_{rz})$$

$$r = 1, z = 50$$

$$A = -\frac{D}{h^2} \quad B = -\frac{2}{dt} - \frac{3D}{h^2} \quad C = 0$$

$$F = \frac{2N_{rz}}{dt} - \frac{D}{h^2} (3N_{rz} - N_{r,z-1}) - \frac{2D}{R_z h} (N_{rz})$$

$$A' = -\frac{D}{h^2} - \frac{D}{R_z h} \quad B' = -\frac{2}{dt} - \frac{3D}{h^2} - \frac{D}{R_z h} \quad C' = 0$$

$$F' = \frac{2N_{rz}}{dt} - \frac{D}{h^2} (3N_{rz} - N_{r-1,z})$$

$$r = 50, z = 50$$

$$A = 0 \quad B = -\frac{2}{dt} - \frac{3D}{h^2} \quad C = -\frac{D}{h^2}$$

$$F = \frac{2N_{rz}}{dt} - \frac{D}{h^2} (3N_{rz} - N_{r,z-1}) - \frac{2D}{R_z h} (N_{rz})$$

$$A' = 0 \quad B' = -\frac{2}{dt} - \frac{3D}{h^2} - \frac{D}{R_z h} \quad C' = -\frac{D}{h^2}$$

$$F' = \frac{2N_{rz}}{dt} - \frac{D}{h^2} (3N_{rz} - N_{r-1,z})$$

Будемо відслідковувати N_{rz} для атомів металу та кожного розміру кластерів, і будемо розраховувати ці значення кожен наступний момент часу. Забезпечення збіжності методу потребує достатньо малого кроку по часу, в роботі $\Delta\tau = 1 \cdot 10^{-7}$ с. Моделювання проводимо до моменту встановлення стаціонарного режиму для всіх частинок. Тобто коли кількість частинок, що заноситься в камеру рівне кількості, що зникають на стінках і їх загальна кількість майже не змінюється.

За цими формулами розраховується дифузія атомів металу та кластерів, але для кластерів обнуляємо значення величини потоку F_a , оскільки кластери фактично утворюються в області, а не заносяться потоком. Також вважаємо коефіцієнт дифузії пропорційним розміру (формула 2.5).

Який з елементарних процесів та з яким газом буде здійснювати електрон визначалось методом Монте Карло. Всього процесів шість: Пружне розсіяння з атомами аргону та атомами металу з відповідними перерізами σ_{el_ar} та σ_{el_cu} . Збудження атомів аргону та міді з відповідними перерізами: σ_{ex_ar} та σ_{ex_cu} . Та іонізація атомів аргону чи міді з відповідними перерізами σ_{i_ar} та σ_{i_cu} . Частота цих процесів визначається також концентрацією відповідних атомів, тоді загальні частоти взаємодії з атомом аргону чи міді можна записати так:

$$v = N\vartheta_e\sigma$$

$$v_{ar} = N \sqrt{\frac{2eE}{m}} \cdot (\sigma_{i_{ar}} + \sigma_{el_{ar}} + \sigma_{ex_{ar}})$$

$$v_{cu} = N_6 \sqrt{\frac{2eE}{m}} \cdot (\sigma_{i_{cu}} + \sigma_{el_{cu}} + \sigma_{ex_{cu}})$$

Імовірність протікання якогось процесу:

$$P = 1 - \exp(-(\sigma_{ar} * N_{ar} + \sigma_{cu} * N_{cu}) \cdot dt)$$

Генеруємо випадкове число R [0-1] і в залежності від того в який проміжок воно потрапить, відбувається відповідний процес: N_2, m^{-3}

$R < s = \sigma_{el_{ar}} \cdot N_{ar} / \sigma$ – пружне розсіяння на аргоні

$R < s+ = \sigma_{el_{cu}} \cdot N_{cu} / \sigma$ – пружне розсіяння міді

$R < s+ = \sigma_{ex_{ar}} \cdot N_{ar} / \sigma$ – збудження аргону

$R < s+ = \sigma_{ex_{cu}} \cdot N_{cu} / \sigma$ – збудження міді

$R < s+ = \sigma_{i_{ar}} \cdot N_{ar} / \sigma$ – іонізація аргону

$R < s+ = \sigma_{i_{cu}} \cdot N_{cu} / \sigma$ – іонізація міді

$$\sigma = \frac{\sigma_{ar} * N_{ar} + \sigma_{cu} * N_{cu}}{\sqrt{\frac{2eE}{m}}}$$

Після утворення іонів міді, до них, як і до іонів аргону, застосовується гідродинамічна задача розповсюдження в просторі з урахуванням внеску в розподіл потенціалу з кроком по часу $\Delta\tau = 1 \cdot 10^{-12}$ с.

РОЗДІЛ 3

РЕЗУЛЬТАТИ

На рис. 4 представлено просторовий розподіл густини іонів при тиску газу 1 Торр у розрядній камері. На деякій відстані від катода утворюється область підвищеної густини іонів, що зумовлено іонізацією нейтральних атомів аргону швидкими електронами. Поблизу катода утворюється заряджена область, в якій відбувається різка зміна потенціалу, і тому спостерігається велике електричне поле. Область іонізації розташована на межі прикатодного шару. Іони, прискорюючись полем у прикатодному шарі, бомбардують катод, вибиваючи електрони та атоми міді.

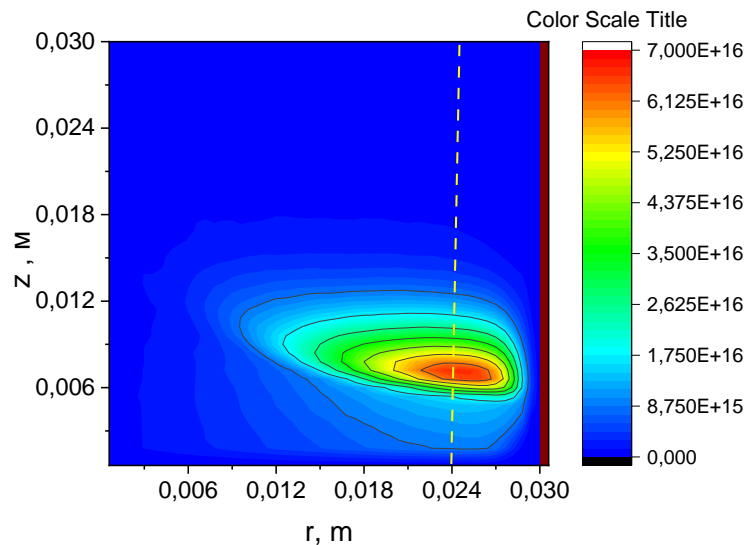


Рис. 4. Розподіл густини іонів при тиску $p = 1$ Торр.

На рис. 5 показано радіальні розподіли потоків іонів (а) до катода та атомів міді з катода (б) для різних тисків газу. Зі збільшенням тиску газу потоки іонів збільшуються, що пов'язано зі збільшенням щільності іонів у розряді. Максимум розподілу за радіальним напрямком збігається з максимумом густини іонів (порівнюючи з рис. 4). Потоки атомів міді з катода також неоднорідні за радіусом, проте залежність їх інтенсивності від тиску є немонотонною. При підвищенні тиску до значення $\sim 1,75$ Торр розпилення посилюється, однак подальше зростання тиску зменшує ефективність розпилення. Це пов'язано зі

зменшенням енергії іонів, що бомбардують катод, і, як наслідок, зменшенням коефіцієнта розпилення зі збільшенням тиску.

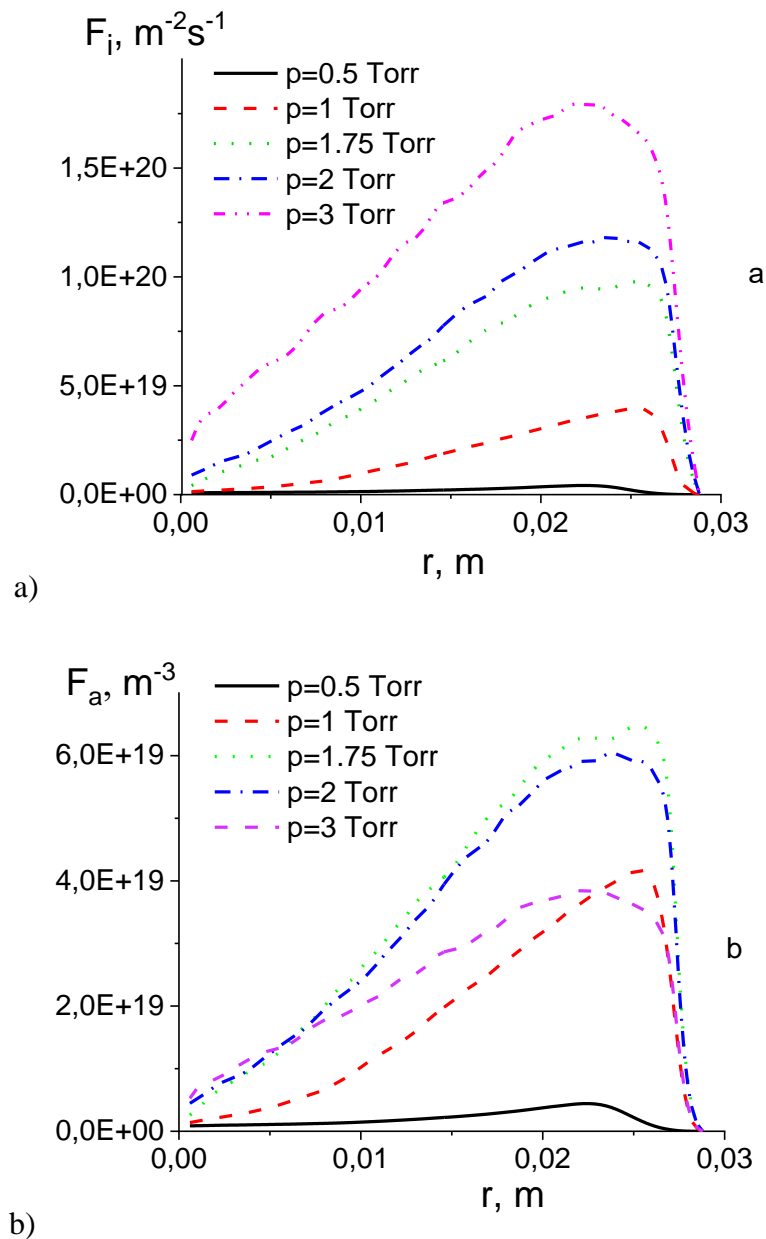


Рис. 5. Розподіл вздовж радіуса потоку іонів на катод (а) та потік атомів міді, вибитих з катода (b).

На рис. 6 зображені приклади отриманих розподілів концентрації атомів та кластерів міді в просторі. Концентрація частинок біля катода найбільша, після чого вони дифузійно поширюються в об'ємі камери. Кластери більшого розміру розповсюджуються по області камери більш рівномірно. Можна побачити формування піку концентрації, тобто саме в цій зоні спостерігається

максимальна інтенсивність кластероутворення, після чого їх концентрація стрімко спадає.

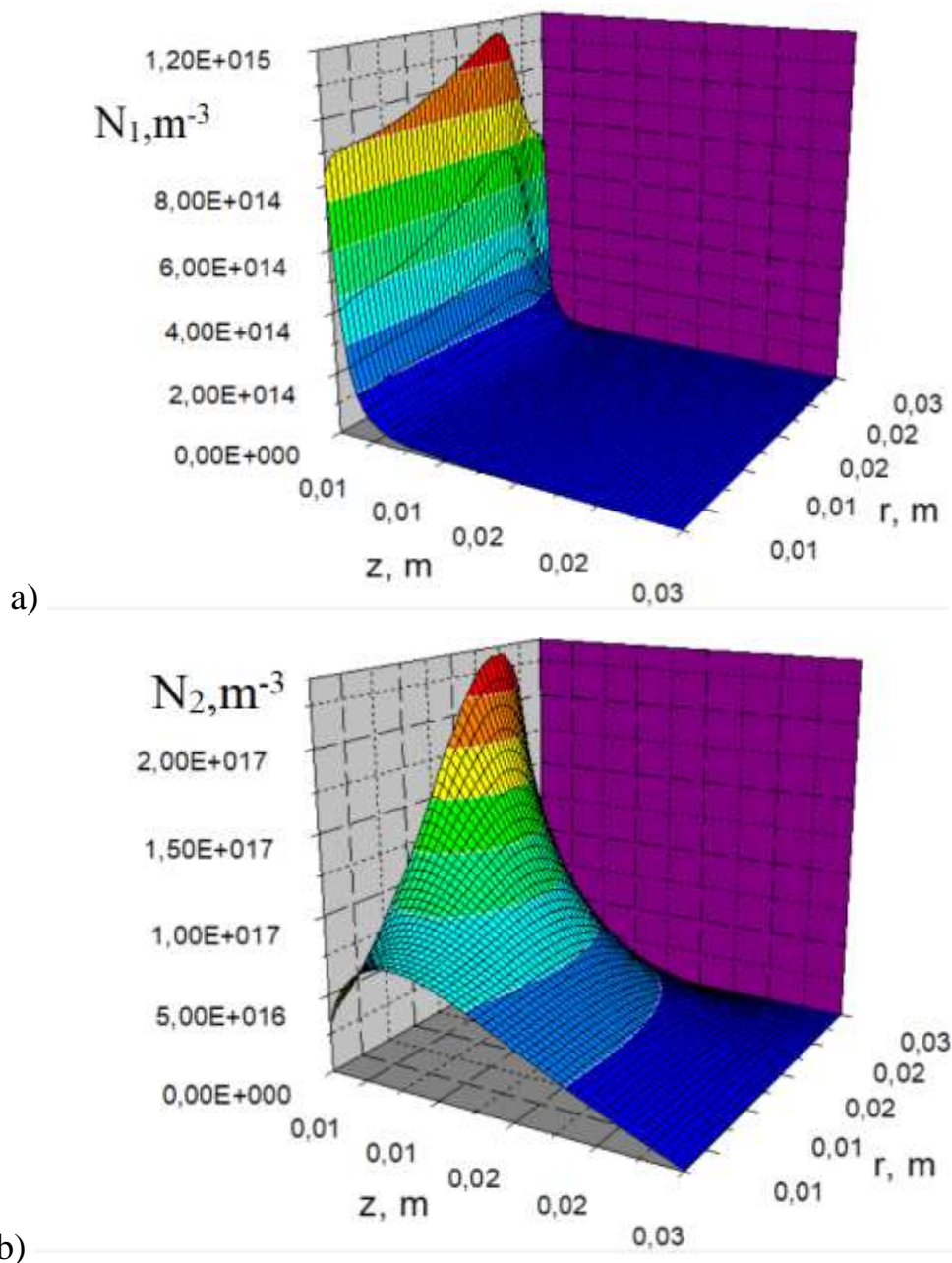


Рис. 6 Розподіл атомів міді та димерів при тиску $p=2 \text{ Torr}$.

На рис. 7 зображені розподіли димерів та кластерів, які складаються з чотирьох атомів, при різних тисках. При нижчому тиску кількість кластерів зменшується, а їх просторовий розподіл характеризується більш плавним спадом. Це обумовлено тим, що при меншому тиску частинки розповсюджуються по камері швидше.

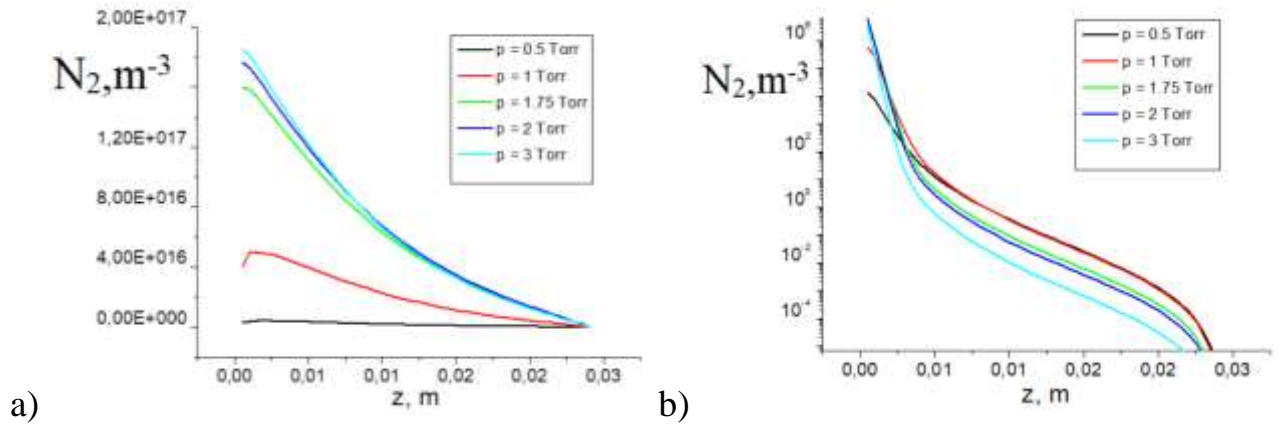


Рис. 7 Розподіл димерів (а) та кластерів, що складаються з чотирьох атомів міді (б) при різних тисках, навпроти піку $r=2.4\text{cm}$ зони інжекції. Графік (б) в логарифмічному форматі.

На рис. 8 показано ріст розподілу димерів з часом. В певний момент їх концентрація досягає стаціонарного рівня.

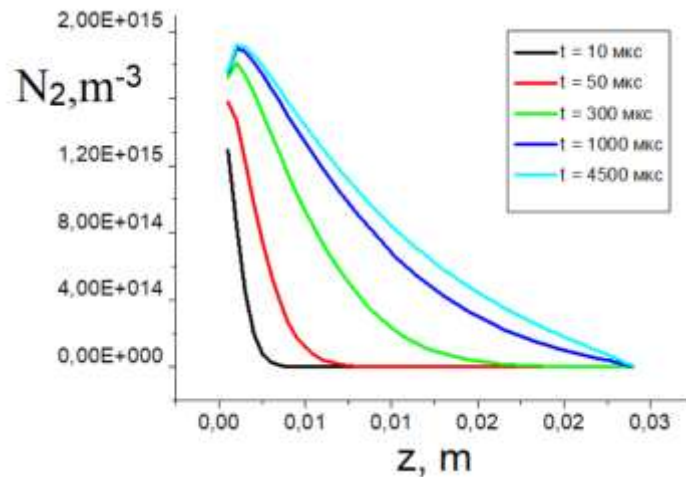


Рис. 8 Ріст кількості димерів з часом для тиску $p=1$ Torr, навпроти піку $r=2.4\text{cm}$ зони інжекції.

Розподіл кількості кластерів в залежності від їх розміру при різних температурах представлений на рис. 9. При більшій температурі кластера випаровування стає більш інтенсивним, через що їх кількість зменшується.

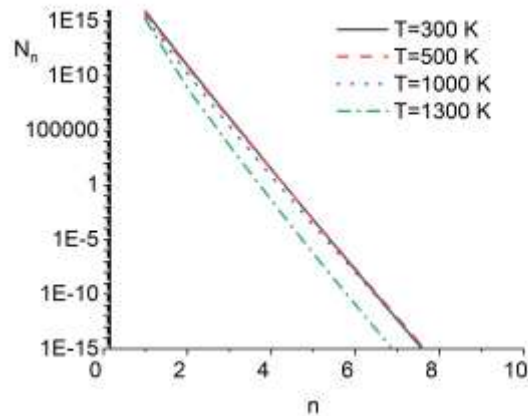


Рис. 9 Розподіл кількості кластерів по розмірам при тиску $p = 0.5 \text{ Torr}$, біля зони інжекції для різних температур кластерів

Залежність кількості кластерів від тиску газу показано на рис. 10. Зменшення кількості атомів міді в камері зі збільшенням тиску від $p = 1.75 \text{ Torr}$ до $p = 3 \text{ Torr}$ можна пояснити зменшенням їх потоку від катода. Однак зі збільшенням тиску від $p = 0.5 \text{ Torr}$ до $p = 1.75 \text{ Torr}$ потік атомів від катода збільшується, Однак при $p = 1 \text{ Torr}$ спостерігається мінімум концентрації атомів міді, незважаючи на зростаючий потік. На рис. 10b показано залежності загальної кількості димерів та кластерів, що складаються з 3 частинок, від тиску газу. Кількість димерів збільшується зі збільшенням тиску до $p = 1.75 \text{ Torr}$, а при подальшому збільшенні тиску залишається незмінною. Кількість кластерів N_3 також збільшується зі збільшенням тиску в діапазоні від 0.5 до 1.75 Торр, але зменшується з подальшим збільшенням тиску.

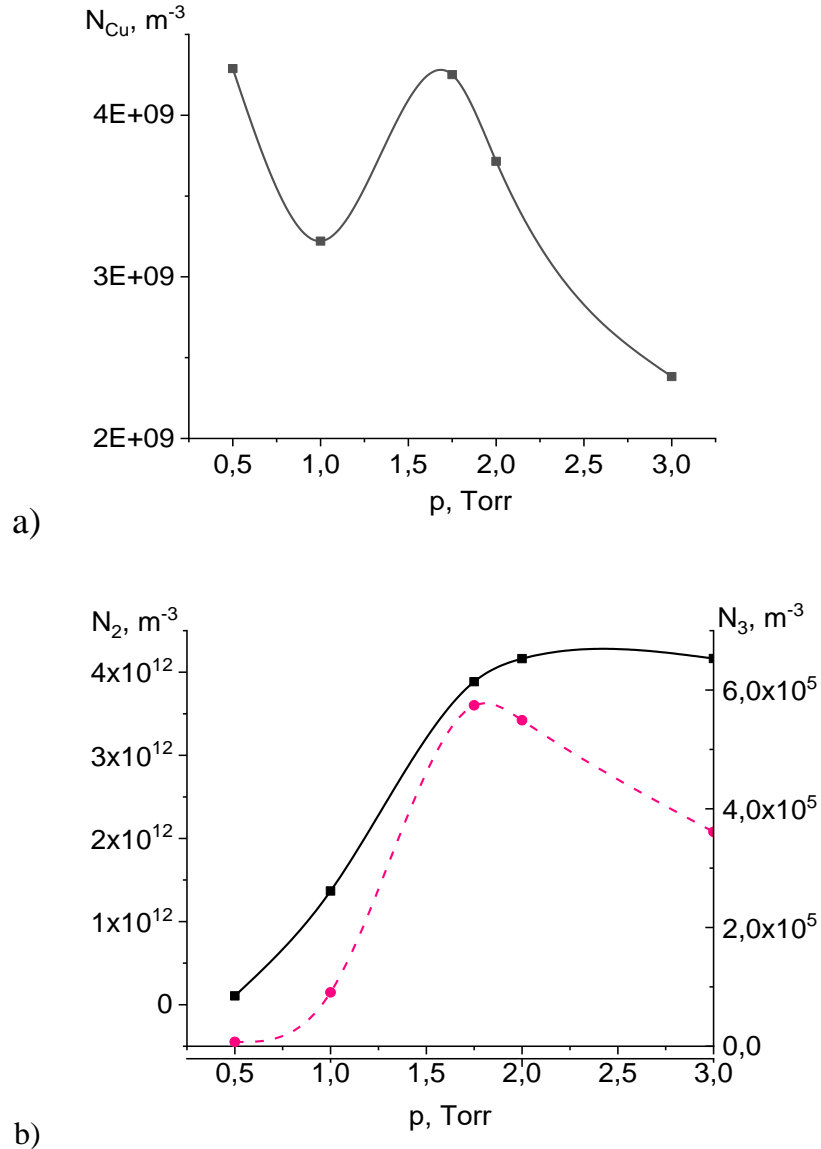


Рис. 10 Загальна кількість атомів міді (а) та кластерів розміру ($n = 2$ та $n = 3$) (b) в зоні моделювання в залежності від тиску.

На рис. 11а зображені залежності кількості кластерів різного розміру в області моделювання від часу, які нормовані на їх максимальні значення, що досягаються в стаціонарному режимі. На рис.11б приведені аналогічні залежності кількості димерів при різних тисках газу. Дані графіки демонструють швидкість встановлення стаціонарного режиму. Видно, що стаціонарний режим встановлюється швидше при менших тисках та для кластерів меншого розміру.

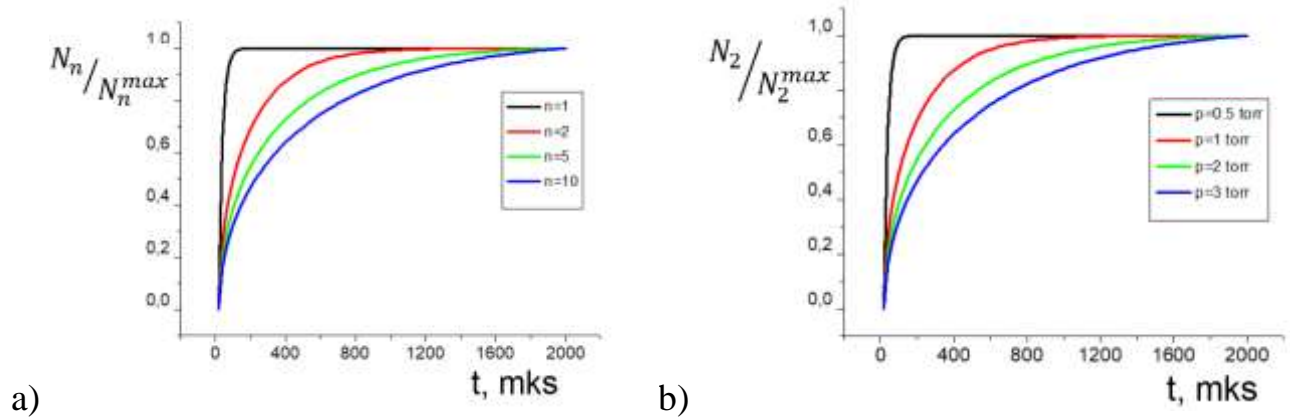


Рис. 11 Залежність пронормованої кількості частинок в камері для кластерів різного розміру при тиску $p=1 \text{ Torr}$, а також при різних тисках для димерів.

На рис.12 зображений розподіл іонів атомів міді. Звернути увагу слід на максимальні значення: 10^3 у порівнянні із 10^{15} не іонізованих атомів міді та 10^{16} іонів аргону надзвичайно мало. Через це можна констатувати, що їх розподіл, при досліджуваних умовах, майже не впливає на процеси в магнетронному розряді. Сам розподіл має хаотичну форму, оскільки, через надзвичайно малу швидкість утворення іонів, довго встановлюється стаціонарний режим. Хоча 1.4 мкс досить значний час для роботи цієї програми з кроком 10^{-12} с, за який більшість інших параметрів вже встановлені. Зростання кількості іонів міді відбувається дуже повільно.

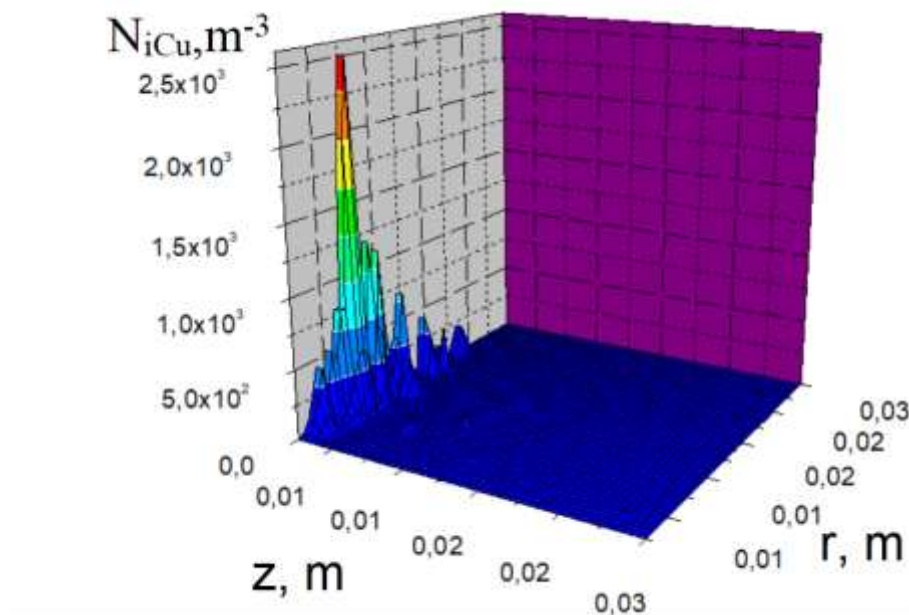


Рис. 12 Розподіл іонів міді при тиску $p = 2 \text{ Torr}$, отриманий протягом 1.4 мкс.

ВИСНОВКИ

На основі гібридної моделі було проведено моделювання магнетронного розряду та формування металевих кластерів з атомів міді в циліндричній камері, заповненій аргоном, при тисках $0,5 \div 3$ Торр. Результати моделювання були використані для дослідження впливу тиску газу на розпилення мідного катода, дифузію атомів міді в розрядній камері та процес формування кластерів. Було показано:

- Величина потоку атомів з катода демонструє немонотонну залежність від тиску газу. Це пояснюється тим, що розпилення катода залежить не тільки від потоку іонів до нього, але й від енергії іонів, яка збільшується зі зменшенням тиску газу.
- Концентрація атомів міді в камері, зумовлена процесами розпилення, дифузії та кластероутворення, також залежить від тиску газу нелінійно й досягає максимуму при $p = 1.75$ Торр.
- Результати моделювання показують, що загальна кількість димерів зростає до $p = 1.75$ Торр, після чого стабілізується. Загальна кількість кластерів, що складаються з трьох або більше атомів міді, збільшується зі збільшенням тиску до значення $p = 1.75$ Торр, а потім зменшується.
- З підвищенням температури кластерів їх кількість у камері зменшується, що пов'язано з їх більш інтенсивним випаровуванням.
- Абсолютна концентрація іонів міді є незначною порівняно з іонами буферного газу, а їх накопичення відбувається вкрай повільно.

СПИСОК ВИКОРИТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. P. V. Kashtanov. Magnetron plasma and nanotechnology / P. V. Kashtanov, B.M. Smirnov, R. Hipper // *Physics – Uspekhi*. –2007. –V. 50, N. 5. –P. 455-488.
2. B. M. Smirnov. Cluster and Small particles in Gases and Plasmas / B. M. Smirnov, R. Stephen Berry, J.L. Birman // *Graduate Texts in Contemporary Physics*, –1999. –P. 268.
3. A. V. Goncharov. Modeling of Cluster Formation and Growth under Atomic Vapor Condensation / A. V. Goncharov, P. V. Kashtanov // *High Temperature*. –2011. –V. 49. –P. 178–186.
4. S. Yu. Udovichenko. Beam-plasma technologies for creating materials and devices for micro- and nanoelectronics. / S. Yu. Udovichenko. // *Publishing House of Tyumen State University*. –2014 –Part 1. –P. 70-81.
5. J.W.P. Shmelzer. Shapes of Cluster Size Distribution Evolving in Nucleation-Growth Processes / J.W.P. Shmelzer, G. Repke, J. Shmelzer, V.V. Slezov // *Journal of Non-Crystalline Solids*, –2010. –P. 2915-2922.
6. B. M. Smirnov. Processes involving clusters and small particles in a buffer gas / B. M. Smirnov // *Advances in Physical Sciences*. –2011. –V. 181, –N. 7. –P. 713-745.
7. Oleksandr Polonskyi. Plasma based formation and deposition of metal and metal oxide nanoparticles using a gas aggregation source / Oleksandr Polonskyi, Amir Mohammad Ahadi, Tilo Peter // *The European Physical Journal* –2018. –V. 72, Article number 93. –P 13.
8. E Quesnel. Modeling metallic nanoparticle synthesis in a magnetron-based nanocluster source by gas condensation of a sputtered vapor / E Quesnel, E Pauliac-Vaujour, and V Muffato // *Journal of Applied Physics* –2010. –V. 107, N. –054309 –P 8.

9. V. P. Shkilev. Diffusion of particles from internal stages of freedom in a disordered middle / V.P. Shkilev, V.V. Lobanov, P.E. Strizhak. // *Surface*. – 2008. –V. 14, N. 541.3. –P. 101-107.
10. P. K. Kelly. Magnetron sputtering: a review of recent developments and applications / P. K. Kelly, R. D. Arnell // *Vacuum*. –2000. –V. 56. –P. 159-172.
11. Hippler R. Flow of nanosize cluster-containing plasma in a magnetron discharge / Hippler R, Shyjumon I, Smirnov B M // *Phys. Rev.* –2007. –V 75. 066402 –P. 474-510
12. A. A. Samarski. Introduction to Numerical Methods / A. A. Samarski // *Moscow State University named after M. V. Lomonosov*. –2013. –P. 232-259.
13. Rakhymzhan Zhumadilov. Obtaining of composite metal-carbon nanoparticles by magnetron sputtering / Rakhymzhan Zhumadilov, Mauletbek Slamyiya, Merlan Dosbolayev, Tlekkabul Ramazanov // *Materials Today: Proceedings*. – 2020. –P. 464–468.
14. Kim-Hung Huynh. Synthesis, Properties, and Biological Applications of Metallic Alloy Nanoparticles / Kim-Hung Huynh, Xuan-Hung Pham, Jaehi Kim, Sang Hun Lee, Hyejin Chang, Won-Yeop Rhom, Bong-Hyun Jun // *International Journal of Molecular Sciences*. *Int J Mol Sci.* –V. 21, N. 14:5174. –2020. –P. 29.
15. Sahar Rezaee. Synthesis of Ag-Cu-Pd alloy thin films by DC-magnetron sputtering: Case study on microstructures and optical properties / Sahar Rezaee, Nader Ghobadi // *Results in Physics*. –2018. –V. 9. –P. 1148-1054.
16. I. Kolev, A. Bogaerts. Numerical Models of the Planar Magnetron Glow Discharges // *Contrib. Plasma Phys.* –2004. –V. 44, –P. 582-588.
17. Zdanuk E, J. Sputtering of Single-Crystal Copper and Aluminum with 20-600 eV Argon Ions / Zdanuk E, J, Wolsky S. P. // *Journal of Applied Physics*. –1965. –V. 36. –P. 1683-1687.
18. Praburam Gopalraja. Self-ionized and capacitively-coupled plasma for sputtering and resputtering / Praburam Gopalraja, Jianming Fu, Xianmin Tang, John C.

- Forster, Umesh Kelkar // United States Patent Gopalraja et al. –Appl. No. –2003: 10/632,882,–P. 22.
19. Wei Yang. The accuracy of collision cross sections in particle modeling on copper vacuum arcs / Wei Yang, Qianhong Zhou, Wenyuan Yang, Ye Dong, Zhiwei Dong // Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China –Physics of Plasmas 25 –22 June 2018 –p. 8
20. Joao Coroa. The influence of magnetic field on the cluster growth in a magnetron sputtering gas aggregation source / Joao Coroa, Giuseppe Sanzone, Tibor Höltzl, Hailin Sun, Ewald Janssens, Jinlong Yin // Surface & Coatings Technology 500 (2025) 131892 –6 February 2025 –p. 11
21. E. Shidoji, T.Makabe. Magnetron plasma structure with strong magnetic field // Thin Solid Films. 2003, v.442, p.27-31.
22. A. Murmantsev, A. Veklich, O. Kostyukevych, O. Nedybaliuk. Optical Emission Vapours Admixtures //Problems of Atomic Science and Technology. 2024, N.6(154), p.133-137.
23. C.K. Birdsall. Particle-in-Cell Charged-Particle Simulation Plus Monte Carlo Collisions with Neutral Atoms, PIC-MCC // IEEE Transactions on Plasma Science. 1991, v.19, N.2, p.65-85.