

**М. Г. БОЛОТОВ**

**ЗАСТОСУВАННЯ  
ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ  
З ЕФЕКТОМ  
ПОРОЖНИСТОГО КАТОДА  
В РІЗНИХ ТЕХНОЛОГІЧНИХ  
ПРОЦЕСАХ**

*Монографія*

ЖИТОМИР «ПОЛІССЯ» 2020

*Затверджено до друку вченою радою Національного університету "Чернігівська політехніка",  
протокол № 4 від 25 травня 2020 року.*

#### Рецензенти:

**Сидорець В. М.** – д. т. н., професор, провідний науковий співробітник відділу фізики газового розряду та техніки плазми Інституту електрозварювання ім. Є. О. Патона НАН України, м. Київ;

**Денисов Ю. О.** – д. т. н., професор, завідувач кафедри промислової електроніки Національного університету "Чернігівська політехніка".

**Болотов М. Г.**

Б 79 Застосування тліючого розряду з ефектом порожнистого катода в різних технологічних процесах. Монографія. – Житомир: "Полісся", 2020. – С. 168; ілюстр.

ISBN 978-966-655-957-2

У книзі наведено дослідження фізико-технічних, технологічних та енергетичних характеристик тліючого розряду із порожнистим катодом в умовах, притаманних високотемпературному нагріванню в газорозрядній плазмі. Визначено межі та умови стабільного його існування і наведено рекомендації щодо вибору джерел живлення тліючого розряду, виходячи з умов його стабільності в процесах зварювання, паяння та поверхневої обробки матеріалів. Узагальнено результати досліджень і досвід застосування тліючого розряду в порожнистому катоді в процесах поверхневої хіміко-термічної обробки металевих поверхонь та осадження тонкоплівкових металопокриттів на різні субстрати. Вперше наведено особливості застосування ефекту порожнистого катода в умовах дифузійного зварювання та паяння матеріалів у різних сполученнях і проведена оцінка напружено-деформованого стану з'єднань, отриманих дифузійним зварюванням у тліючому розряді.

Дана книга може бути корисною для науковців та інженерно-технічних працівників, що працюють у галузі розробки та застосування іонних технологій, а також студентам відповідних напрямків навчання.

УДК 621.791.01.6

ISBN 978-966-655-957-2

© М. Г. Болотов, 2020

## ПЕРЕДМОВА

*З тліючим розрядом, що горить у порожнистому катоді, відкритим Пашеном на початку ХХ століття, пов'язано безліч різноманітних наукових і прикладних напрямків застосування електричного струму, що протікає в газовому середовищі. В першу чергу, історично це сфера дослідження спектру світіння. Вже тоді перші дослідники відмічали виняткові особливості розряду у випадку використання не плоского, а порожнистого катода.*

*На сьогоднішній день тліючий розряд із осцилюючою електронів у катодній порожнині знайшов широке поширення в різних галузях промисловості: від електронної (при виготовленні іонних джерел з порожнистим катодом: стабілітрони, тиратрони з холодним порожнистим катодом, газорозрядні лампи; для отримання тонких металевих плівок та захисних покриттів тощо) – до металообробної (в процесах іонної обробки та модифікації металевих поверхонь, поверхневої хіміко-термічної обробки в тліючому розряді, з метою надання необхідних властивостей поверхонь деталей, що обробляються, а також для з'єднання матеріалів концентрованими електронними пучками). Але, незважаючи на велику кількість статей у періодичних виданнях із застосування тліючого розряду, ініційованого в катодній порожнині, для різних технологічних процесів, відсутній будь-який систематизований матеріал у цьому напрямку.*

*Першою спробою узагальнення інформації стосовно різних типів розряду із порожнистим катодом була монографія Б. І. Москальова, що вийшла в 1969 році, в якій він наводить класифікацію самостійних газових розрядів із порожнистим катодом, особливості і механізми їх ініціювання в різних газових середовищах, а також значна увага автора приділяється можливостям їх промислового застосування. Однак у цій книзі далеко не в повній мірі наведено фізико-технічні, технологічні та енергетичні характеристики тліючого розряду із порожнистим катодом стосовно до умов, притаманних високотемпературному нагріванню*

*в газорозрядній плазмі, характерних, наприклад, для зварювання та паяння.*

*Дана книга покликана розширити уявлення про можливості розподіленої плазми тліючого розряду, що горить у порожнистому катоді, як джерела поверхневого нагріву в різних технологічних процесах, включаючи з'єднання матеріалів. Книга стане в нагоді науковцям та інженерно-технічним працівникам, що працюють у сфері розробки та застосування іонних технологій, а також студентам відповідних напрямків навчання.*

*Автор щиро вдячний дружньому колективу кафедри технологій зварювання та будівництва Національного університету "Чернігівська політехніка". Окрему подяку автор висловлює доктору технічних наук, професору Г. П. Болотову, своєму батькові та життєвому наставнику, за підтримку при написанні даної книги, а також за цінні поради й зауваження при перегляді рукопису.*

## ВСТУП

Потреби провідних галузей промисловості – радіоелектроніки, космічної техніки, приладобудування, машинобудування та інших привели до бурхливого розвитку методів зварювання без розплавлення для виготовлення великої номенклатури виробів, що розрізняються за матеріалами, формою, габаритами, але об'єднаних такими вимогами до технології зварювання, як:

1) збереження у зварюваних матеріалах високих експлуатаційних властивостей, які при зварюванні плавленням могли б безповоротно зникнути,

2) забезпечення прецизійності зварного з'єднання;

3) забезпечення якісного з'єднання між матеріалами, різними за складом або за природою.

Дифузійне зварювання є найбільш універсальним методом з точки зору повноти задоволення зазначених вимог до технології процесу з'єднання. Назване акад. Б. Є. Патонем "зварюванням майбутнього", воно вже зараз забезпечує з'єднання понад 700 композицій з різних матеріалів [69].

Широке впровадження методу дифузійного з'єднання різноманітних матеріалів пов'язане з необхідністю вирішення ряду технологічних проблем: 1) у зоні зварювання тепловий вплив на матеріали протягом тривалого циклу зварювання має бути точно регульованим за потужністю, інтенсивністю і формою розподілу енергії; 2) деталі, що зварюються, приводяться в контакт з деяким зусиллям, створеним притискними пристроями, що збільшує масу, яка піддається нагріванню і викликає підвищення витрат енергії, ускладнює динаміку нагріву; 3) механізм утворення дифузійного зварного з'єднання встановлює складні взаємозв'язки між формою виробу, що нагрівається, і зовнішніми технологічними параметрами, які забезпечують перебіг процесу.

У дифузійному зварюванні мають місце надзвичайно різноманітні форми виробів і сполучення з'єднаних матеріалів, що зумовило застосування практично всіх існуючих способів нагріву: від пічного до електронно-променевого [78]. При цьому зварні з'єднання в більшості стикові з розвиненою поверхнею контакту, напусткові, охоплюючі з конічною або циліндричною поверхнею контакту. Різноманіття форм і матеріалів виробів роблять задачу оптимального вибору джерела нагріву досить складною. Для її вирішення необхідне знання кількісних характеристик взаємозв'язків параметрів об'єктів, що зварюються, джерел теплоти і теплофізичних особливостей дифузійного зварювання. Останні полягають у наступному:

1) нагрів зварних з'єднань (зварного контакту) здійснюється за допомогою теплопровідності від зовнішньої поверхні виробу, що сприймає енергію джерела теплоти.

Виняток становить нагрів струмом, що проходить через деталі та зону їх контакту. Обмеженість його застосування при дифузійному зварюванні обумовлена складністю управління енерговиділенням у контакті при дуже широкому діапазоні зміни площі зварних з'єднань і електропровідності зварюваних матеріалів, обмеженнями за формою, габаритами та матеріалом виробів. Тому, як правило, джерела нагріву, що використовуються в дифузійному зварюванні, є поверхневими і весь виріб або його значна частина нагрівається до температури зварювання. Навіть при індукційному нагріванні при частоті генератора в десятки і сотні кілогерц глибина проникнення струму в метал складає долі міліметра;

2) нагрівання виробу, що зварюється, неминуче пов'язане з нагріванням пристосувань, що забезпечують його стиснення. Енергія, що поглинається пристосуванням, може значно перевищувати енергію, необхідну для отримання зварного з'єднання, що обумовлює енергетичну надмірність процесу;

3) нагрівання і охолодження в процесі зварювання здійснюють зі швидкостями 0,01–100 К/с. Час ізотермічної витримки при дифузійному зварюванні складає сотні і тисячі секунд. Температурний цикл зварювання подібний до режиму термічної обробки; оскільки температура зварювання не перевищує 0,9 температури плавлення

матеріалів, це обмежує інтенсивність енергії, що вводиться через поверхню виробу;

4) нагрівання виробу, що зварюється, здійснюється в захисному газовому середовищі (нейтральному або активному), незважаючи на те, що поверхні, які з'єднуються, перебувають у щільному контакті і стискаються питомим тиском близько 10–30 МПа;

5) форми і площі поверхонь, що сприймають тепло від джерела, вельми різноманітні.

Залежно від форми і матеріалу виробу ці умови можуть змінюватися в дуже широкому діапазоні. При виборі джерела енергії необхідно оцінювати ступінь його універсальності і ступінь його спеціалізації, щоб отримати найбільший техніко-економічний ефект від його застосування. Це можливо при оптимальній відповідності обладнання технологічним і економічним вимогам. Очевидно, що немає універсального джерела нагріву, придатного для всіх випадків зварювання тиском. Навіть для технологічно найбільш складного варіанта зварювання тиском (тобто дифузійного зварювання) є можливості для вибору оптимальних варіантів нагріву, виходячи з особливостей виготовлення виробів, фізико-технологічних характеристик джерел і необхідного діапазону їх зміни.

У роботах Казакова М. Ф., Бачина В. О., Квасницького В. Ф., Ваніна В. С., Дятлова В. І., Котельникова Д. І., Картавого С. К., Мухи І. М., Худишева А. Ф. та ін. випробувані стосовно дифузійного зварювання різні джерела нагріву. Досвід лабораторного і промислового застосування дифузійного зварювання свідчить, що з використовуваних на сьогоднішній день джерел енергії (індукційний, радіаційний, електроконтактний та ін.) найбільш повно зазначеним вимогам відповідає нагрів виробів тліючим розрядом, що горить у середовищі активних або інертних газів при тиску нижче атмосферного, що дозволяє в широких межах регулювати інтенсивність нагріву та розподіл теплової енергії в процесі фізико-технічної обробки матеріалів [93].

Досвід застосування тліючого розряду в дослідних і промислових умовах свідчить, що нагрівання розподіленою плазмою тліючого розряду середніх тисків (1–10 кПа) розширює можливості зварювання

тиском різнорідних матеріалів, дозволяє розробляти принципово нові конструкції зварних вузлів.

За допомогою тліючого розряду вирішуються основні проблеми дифузійного з'єднання: стає можливим відмовитися від високого вакууму, що істотно спрощує обладнання та сам процес зварювання, вартість устаткування знижується в 3–4 рази; в 6–7 разів підвищується енергетична ефективність процесу нагріву; висока адаптивність іонного нагріву робить його універсальним, що визначає доцільність його використання не тільки в масовому, але й у серійному та одиничному виробництвах [18, 52, 71, 98]. Тліючий розряд дозволяє не тільки нагрівати вироби, але й проводити тонку поверхневу обробку з метою активації поверхонь, що з'єднуються, або модифікації їх структури та властивостей.

У той же час, разом з усіма перевагами нормального тліючого розряду, як джерела поверхневого нагріву для дифузійного зварювання, йому притаманні і ряд недоліків, що обмежують його широке промислове застосування. Серед таких недоліків слід виділити необхідність присутності серед деталей, що зварюються, одного струмопровідного, оскільки зварні деталі одночасно слугують катодом розряду. Це суттєво звужує номенклатуру виробів, що зварюються.

Одним з різновидів тліючого розряду є розряд, ініційований у порожнистому катоді. Володіючи високою щільністю енергії в плямі нагріву, можливість точного регулювання потужності й інтенсивності зварювального нагріву в широких межах обумовлює можливість його застосування як джерела поверхневого нагріву при дифузійному зварюванні. Розташовуючи зварні зразки в плазмі негативного тліючого світіння, багатого позитивними іонами, не виникає жодних проблем із зарядом зразка потоком бомбардуючих його електронів і може здійснюватися нагрів не тільки металів, але й ізоляторів.

## 1. ІСТОРИЧНИЙ ОГЛЯД

---

### 1.1. ІСТОРИЧНІ ВІХИ РОЗВИТКУ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ

Стрімке зростання потреби в новітніх матеріалах для різних галузей промисловості (атомної енергетики, ракетобудування, електроніки та ін.) змушує відшукувати та розвивати нові шляхи і способи їх нагріву, обробки та з'єднання. Постійні пошуки найбільш досконалого джерела нагріву для різних технологічних цілей пробудили інтерес як вітчизняних, так і закордонних учених до газорозрядних технологій із використанням низькотемпературної розподіленої плазми тліючого розряду.

Відкрите в середині 19 ст. Фарадеєм явище тліючого розряду, завдяки своїй оригінальності та яскравим світловим ефектам, стає вельми цікавим дослідникам у сфері спектрального аналізу. Однак необхідність у промисловому використанні настільки потужного джерела енергії, що забезпечує температуру в плямі нагріву понад 2000 °С, з'явилося лише через сто років, що пов'язано із бурхливим розвитком у другій половині 20 сторіччя процесів поверхневої обробки матеріалів, нанесення покриття в тому числі і методів зварювання без розплавлення.

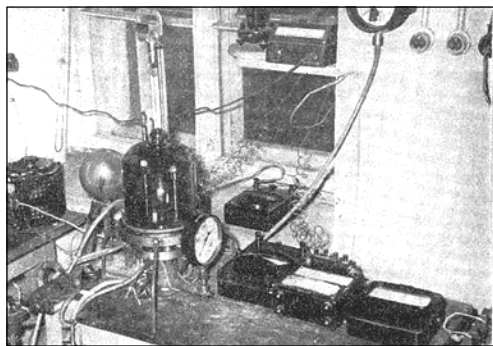
До теперішнього часу тліючий розряд при середніх тисках широко використовується для безпосереднього впливу на оброблюваний матеріал [29, 72], для отримання електронних [106, 107] та світлових пучків [22, 63, 86].

У промисловості тліючий розряд при тисках 0,1–1000 Па застосовують для нанесення покриттів катодним розпиленням [25, 118], травлення кремнію при виробництві мікроелектронних приладів [65, 67], хіміко-термічної обробки виробів [29, 99, 100, 101]. Проведено лабораторні дослідження процесів осаджування металів з газової фази [28, 113], які здійснюються при тиску 0,13–6,65 кПа, напрузі на розряді до 1500 В і густині енергії на катоді до 100 Вт/см<sup>2</sup>. Мак-

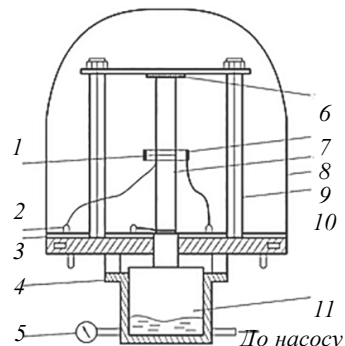
симальна повна потужність розряду, що використовується у промислових умовах для азотування сталей, досягає 100 кВт [29].

Перші спроби застосування тліючого розряду в технологічних процесах з'єднання матеріалів припадають на 60-ті роки 20 ст., коли український учений В. С. Ванін у стінах Миколаївського кораблебудівельного інституту вперше здійснив дифузійне зварювання та паяння в плазмі аномального тліючого розряду. Він вважав, що оскільки практично вся величина падіння потенціалу концентрується у вузькій ділянці поблизу катода, то не виникне жодних проблем із зарядом катода (деталей, що зварюються) потоком бомбардуючих його поверхню іонів, що стане причиною нагрівання деталей.

У своїх роботах [60, 61] Ванін наводить перші результати з дифузійного зварювання та наплавлення Сталі 15 та У8 в аномальному тліючому розряді, коли при щільності струму  $150 \text{ А/см}^2$ , робочій напрузі 2500 В у середовищі ацетону та вуглеводів була отримана температура 1000–1200 °С. У цьому ж повідомленні він вказує на можливість використання тліючого розряду в процесах паяння металів із застосуванням різного роду припоїв і наводить схему першої установки для зварювання та паяння із використанням іонного нагріву потужністю в декілька кіловат, здатною забезпечувати високотемпературний нагрів (рис. 1.1).



а)



б)

Рис. 1.1. Загальний вигляд установки Ваніна (а) та реактора для зварювання в аномальному тліючому розряді (б): 1 – зона зварювання; 2 – термопара; 3 – гумова прокладка; 4 – гідроциліндр; 5 – манометр; 6 – ізоляційна підкладка; 7 – анод; 8 – зварні зразки (катод); 9 – вакуумна камера; 10 – стійка; 11 – поршень.

Дослідження, проведені Ваніним, активізувало роботу інших українських учених у сфері застосування розподіленої газорозрядної плазми тліючого розряду в технологічних процесах зварювання та паяння. Роботи українських учених Квасницького В. Ф., Котельникова Д. І., Мухи І. М., Болотова Г. П. стали основою розвитку вітчизняної науки у галузі зварювання із використанням іонного нагріву.

Котельников Дмитро Іванович, почавши свою роботу в середині 60-х років 20 ст. під керівництвом завідувача кафедри зварювального виробництва при КПІ (Київський політехнічний інститут) Дятлова В. І., стає автором понад 160 наукових праць та 11 авторських свідоцтв у галузі зварювання тиском у тліючому розряді. В своїх роботах [87, 88, 92, 94], виконаних у 1968–1976 роках, Котельников відмічає специфічні особливості тліючого розряду як джерела поверхневого нагріву, серед яких він виділяє можливість регулювання в широких межах інтенсивності і площі розподілу теплової енергії, що вводиться у виріб.

Перші спроби застосування газорозрядної плазми в умовах, характерних для дифузійного зварювання [60, 94, 82, 95] (при тисках 1,3–13,3 кПа), виявило певні труднощі, головним чином, пов'язані з частковою або повною втратою стійкості тліючого розряду і переходом його в більш стабільну форму – електричну дугу. В якості основних причин такого переходу Котельников виділяв: наявність на поверхні деталей, що зварюються (катода розряду), різного роду оксидів, забруднень та інших часток, що стають причиною виникнення короточасних електричних дуг; нагрів нейтрального газу в результаті імпульсної зміни напруги в розрядному проміжку, що сприяє формуванню стабільного дугового розряду.

В цих же роботах він вказує і на інші причини втрати стійкості тліючого розряду в умовах зварювання, пов'язані із його видозміною в межах однієї форми газового розряду. Такі видозміни, на його думку, обумовлені, перш за все, конструктивно-геометричними характеристиками деталей, що зварюються. Так, наявність на поверхнях з'єднуваних заготовок різного роду щілин, зазорів, отворів або поглиблень можуть стати причиною появи іншої форми тліючого розряду – розряду з ефектом порожнистого катода. Володіючи високою щільністю струму (понад  $50 \text{ А/см}^2$ ), він може стати причиною порушення технологічного процесу зварювання.

Дослідження характеристик різних форм тліючого розряду та їх вплив на нагрів Котельников здійснював на прикладі дифузійного зварювання сталі 45 з хромнікельтитановою сталлю (12X18Н9Т) і армко-залізом у середовищі азоту при тиску газу 10 кПа і температурі 1125–1200 °С протягом 360 с. Аналізуючи отримані результати, він дійшов висновку, що найкращими технологічними властивостями володіє нормальний тліючий розряд; як найбільш стабільна форма тліючих розрядів, він легко піддається регулюванню (рис. 1.2а). Максимальну швидкість нагріву з найбільшою щільністю енергії в плямі нагріву забезпечує розряд у порожнистому катоді (рис. 1.2б). Абсолютно непридатною для дифузійного зварювання при середніх тисках він вважав аномальну форму тліючого розряду, що пов'язано із підвищеною його схильністю до переходу в електричну дугу (рис. 1.2в) [90].

Отже, Котельников уперше запропонував використовувати в якості джерела нагріву для дифузійного зварювання нормальний тліючий розряд і став автором першої установки напівпромислового типу потужністю 10 кВт для дифузійного зварювання різномірних металів і сплавів з іонним нагрівом [21] (рис. 1.3). За безпосередньої його участі і консультації застосування тліючого розряду в промисловості вперше здійснено в нашій країні на виробничому об'єднанні ім. С. П. Коро-

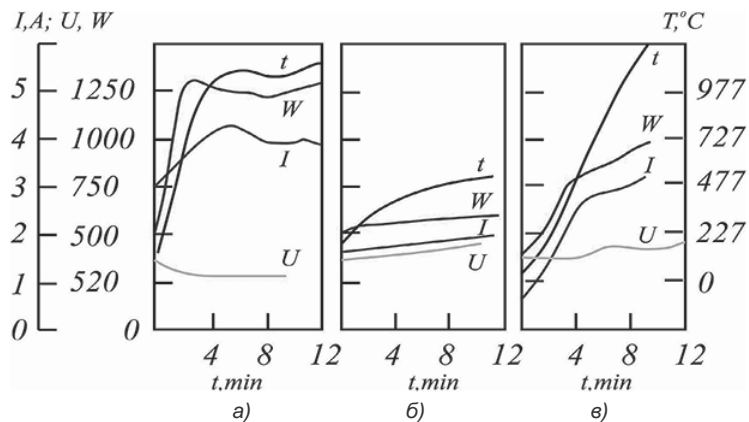


Рис. 1.2. Характеристика процесу нагрівання при різних формах тліючого розряду: а) ненормальний ТР; б) нормальний ТР; в) ТР у порожниці.

льова м. Київ у середині 70-х років 20 ст. для дифузійного зварювання металів та твердих сплавів з неметалами [92].

Цьому факту посприяла гостра необхідність того часу в розробці прогресивних методів відновлення твердосплавного технологічного оснащення та ріжучого інструменту, елементи якого до цього часу з'єднувались між собою за допомогою паяння. Так, у 1973 році вченими, співробітниками Київського ВО ім. С. П. Корольова Мухомою І. М., Довбищуком М. Н. розроблена технологія реставрації вольфрамового (ВК6 і ВК15) і безвольфрамового (ТН2О) твердосплавного ріжучого інструменту методом дифузійного зварювання з іонним нагрівом у тліючому розряді. Зварювання здійснювали в середовищі водню через тонкі металеві прошарки сталі 50НХС та нікелю, отримані шляхом вакуумного термічного осадження. В якості оптимальних параметрів, що забезпечують високу міцність зразків на вигин, було виділено: температуру нагріву 1250 °С, час ізотермічної витримки 7–10 хв., тиск газу в камері 13,3 кПа, робочу напругу 400–600 В, струм розряду 3–5 А.

На проблеми стійкості тліючого розряду в умовах дифузійного зварювання та паяння вказували й інші радянські вчені. В роботах [19, 53, 75] відмічається можливість порушення технологічного процесу внаслідок появи тривалих потужних дугових розрядів, що супроводжується значними ударними струмовими перевантаженнями джерела живлення і деталей, що зварюються.

Тривалий пошук способів усунення вказаного недоліку привів до розробки в 1976 році Котельниковим Д. І. разом із Болотовим Г. П. у стінах Чернігівського філіалу Київського політехнічного інституту перших пристроїв релеино-тиристорного та тиристор-

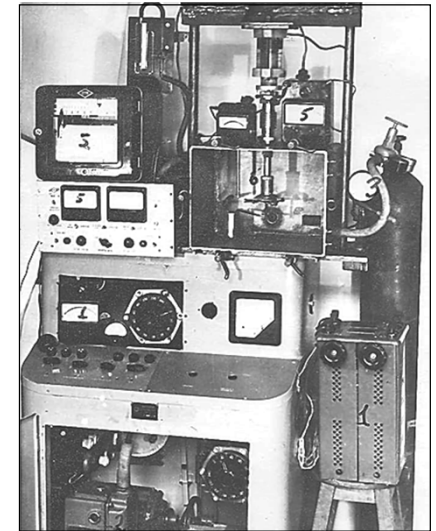


Рис. 1.3. Зовнішній вигляд установки іонного нагріву для дифузійного зварювання та паяння, розробленої Д. І. Котельниковим.

но-напівпровідникового типів, які суміщають захист виробу, що зварюється, та джерела живлення від перевантажень в умовах формування стійкого дугового розряду [44]. Дія таких захисних пристроїв заснована на використанні сигналу від електричної дуги, поява якої супроводжується стрибкоподібним зростанням струму в колі розряду і покрововим його зниженням до тих пір, поки не зникнуть ознаки дугового розряду, тобто поки параметри електричного кола не повернуться до початкового режиму горіння тліючого розряду. Ці пристрої отримали назву СУ-1, СУ-2 (СУ – стабілізуючий пристрій), перевагами яких є комбінований захист виробу і джерела живлення і можливість самоналагоджування системи (рис. 1.4а). Швидкодія спрацювання релейної схеми складає близько 0,1 с., а напівпровідникової – 0,01 с.

Такі пристрої автоматичної стабілізації тліючого розряду були впроваджені Котельниковим і Болотовим при виготовленні промислової універсальної установки для зварювання твердосплавного штампового і ріжучого інструменту в Ленінградському конструкторському бюро технологічного оснащення (ЛКБТО) в 1975 році та пізніше при виготовленні 2-камерної установки для зварювання магністрикторів на Московському радіотехнічному заводі (МРТЗ) на початку 80-х років (рис. 1.4б) [21, 96].

Специфічні особливості тліючого розряду в умовах зварювально-го нагріву вимагають розробки, поряд із дугогасячими системами, і нових типів джерел живлення, які стабілізують розрядний струм і здатні витримувати потужні його стрибки. Така стабілізуюча дія може

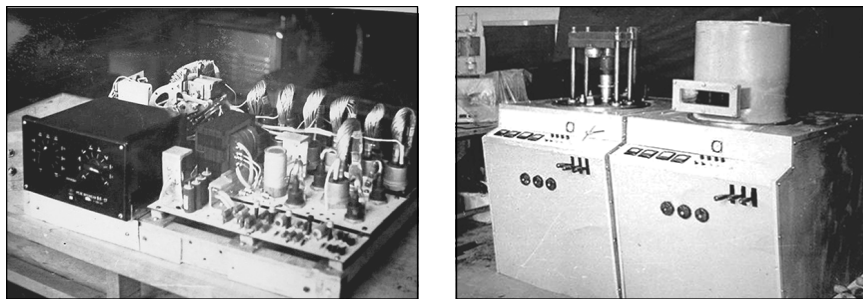


Рис. 1.4. Загальний вигляд пристрою стабілізації тліючого розряду (СУ-1) (а) та зовнішній вигляд двокамерної багатопозиційної установки для зварювання магністрикторів у тліючому розряді (б).

бути досягнута лише за умови узгодженості статичної вольт-амперної характеристики розряду і зовнішньої характеристики джерела живлення. У зв'язку з цим, наприкінці 70-х-початку 80-х років Д. І. Котельниковим і Г. П. Болотовим було розроблено і впроваджено ряд джерел живлення потужнострумове тліючого розряду із зовнішньою характеристикою, близькою до крутопадаючої [20]. Найбільш простим варіантом отримання такої характеристики, що знайшло широке поширення в промисловості, є застосування джерела із зовнішнім активним (баластним) опором, значення якого вибирають у межах від 1/3 до повного опору розряду (рис. 1.5а). Однак така схема вносить значні енергетичні втрати – ККД такого джерела не перевищував 0,4-0,6. У майбутньому заміна в джерелі живлення активного опору на індуктивно-емносний перетворювач [34] дозволила отримати зовнішню характеристику, близьку до вертикальної (штикової), що значно розширило діапазон стійкого існування системи "джерело-розряд". Однак застосування реактивних перетворювачів значно ускладнює конструкцію джерела та підвищує його вартість. Крім того, збільшується і вага такого джерела (від 11 до 22 кг на 1 кВт у залежності від потужності). Для установок підвищеної потужності ними було розроблено і впроваджено більш економні джерела живлення із можливістю керування параметрами в широких межах на основі вентиляних перетворювачів (тиристорів), крутопадаюча характеристика в яких забезпечується автоматичним регулюванням струму (рис. 1.5б).

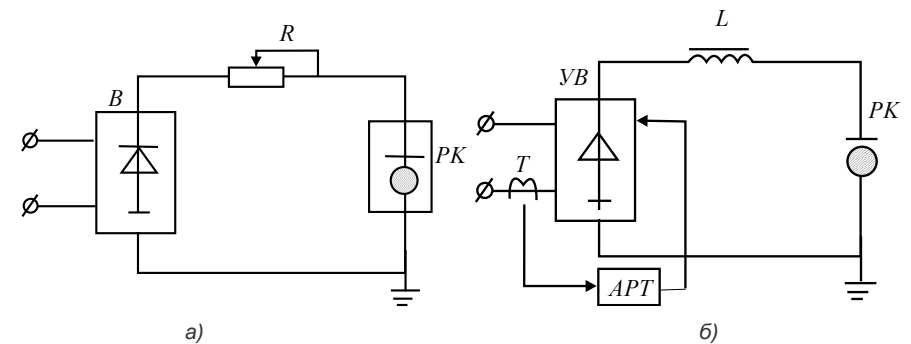


Рис. 1.5. Схеми джерел живлення тліючого розряду з активним баластним опором у колі розряду (а) та вентиляними перетворювачами (б): В – випрямлювач; VB – керований випрямлювач; АРТ – автоматичний регулятор струму; PK – розрядний проміжок; R – резистор; L – згладжувачий фільтр; Т – трансформатор.



Розглянутий період часу завершується опублікуванням у 1981 році Д. І. Котельниковим монографії [91], у якій він узагальнює результати досліджень та досвід промислового застосування тліючого розряду при зварюванні різномірних металів, сплавів та неметалевих матеріалів з металами; розглядає процеси в газорозрядній плазмі середніх тисків; наводить характеристики розробленого і впровадженого в промисловість обладнання та вказує на основні проблеми й перспективи застосування тліючого розряду при дифузійному зварюванні та паянні. В якості основних факторів, що обмежують широке промислове застосування такого джерела енергії в технологічних процесах з'єднання матеріалів, він виділяв недостатню стійкість тліючого розряду в межах обраної форми, викликану флуктуацією його енергетичних параметрів, та обмежений діапазон матеріалів, що зварюються, оскільки деталі, в даному випадку, є одним з електродів розряду (катодом).

У зв'язку з цим, основна увага вчених у сфері іонного нагріву в газорозрядній плазмі протягом останніх десятиліть була прикута до пошуку способів розширення технологічних можливостей тліючого розряду, зокрема, шляхом розробки та впровадження нових, більш досконалих джерел енергії для зварювання і паяння на його основі.

## 1.2. ТЛІЮЧИЙ РОЗРЯД ІЗ ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ

Ідея застосування катодів різної геометрії при вивченні характеристик газорозрядної плазми відноситься до кінця 19 століття. Вже тоді перші дослідники відмічали виняткові особливості розряду у випадку використання не плоского, а порожнистого катода.

Перший опис розряду з порожнистим катодом, опублікований у науковій літературі, з'явився в 1916 році, коли німецький фізик Фредерік Пашен (Pashen) описував дані спектроскопічних досліджень розряду із порожнистим катодом у середовищі гелію. Він відмічав надзвичайне багатство спектральних ліній, поширених розрядом у порожнистому катоді при низькому тиску (декілька мм рт. ст.), і вказував на абсолютну унікальність такого джерела випромінювання [4].

Пашенівський прототип джерела розряду в порожнистому катоді являв собою скляну ємність, заповнену гелієм, у середині якої розміщений металевий катод у вигляді порожнини прямокутного перерізу, виконаного із тонкої фольги алюмінію, та циліндричного аноду, встановленого перпендикулярно до бічної поверхні катода на деякій відстані (рис. 1.6) [4].

Причиною, що спонукала його до розробки такого джерела, став той факт, що всього декілька років тому, влітку 1914 року, Бартельс (H. Bartels) разом із співробітниками раптово виявив, що винайдені Фаулером (Fowler) інтенсивні лінії спектру гелію в середині циліндричного катода Гейслерівської (Geissler) трубки мають дуже потужне яскраве світіння в режимі постійного струму.

У подальших своїх роботах 1916–1926 рр. Пашен повідомляє про значний вклад у збудження інтенсивних ліній, поряд із газом, що наповнює міжелектродний проміжок, матеріалу катода, що обумовле-

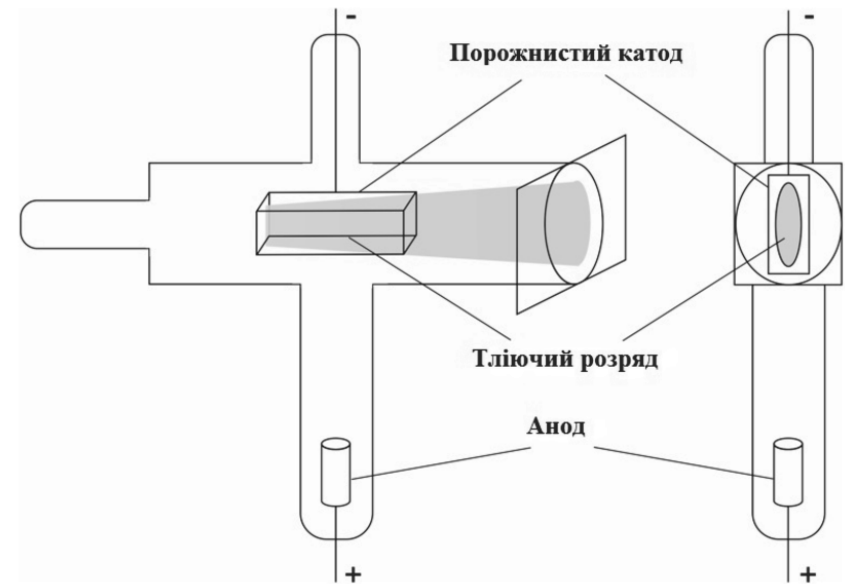


Рис. 1.6. Схематичний опис трубки тліючого розряду низького тиску, розроблений Пашеном.

но достатньо високою енергією іонів, які бомбардують внутрішню поверхню катода та електронів, емітованих з катода під дією іонного бомбардування. В цих же роботах наведено детальний опис характеру просторового розподілу різних зон розряду всередині катода, що відрізняються одна від одної інтенсивністю світіння, вказано на основну відмінність такого розподілу від джерела із плоским катодом. Зокрема, було встановлено, що у випадку розряду із порожнистим катодом інтенсивність випромінювання при віддаленні від темного катодного простору з максимумом інтенсивності вздовж осі при заданому значенні тиску газу вища, в той час як у розряді із плоским катодом найбільш яскраве світіння спостерігається біля границі темного катодного простору [5].

У подальші роки експериментальний пристрій Пашена зазнав багато різних модифікацій, здебільшого завдяки британським ученим Науде (Naude) (1929 р.), Кемпбелу (Campbel) (1933 р.), Толански (Tolansky) (1935 р.). Однак, без сумніву, найбільший інтерес викликає адаптація вчених Шулера і Голлноу (Schuler and Gollnow) для аналітичних вимірювань спектру випромінювання в 1937 році.

Схематичне зображення їх трубки наведено на *рис. 1.7*. Вона складалася з двох основних блоків – катодного і анодного, віддалених один від одного на відстань 1 мм. Відмітною особливістю шулерівського приладу було застосування примусового водяного охолодження катода з метою зменшення витрат катодного матеріалу в результаті його інтенсивного розпилення [10].

Здійснюючи дослідження градієнту електричного поля газорозрядної плазми, ініційованої в порожнистому катоді, Шулер і співробітники дійшли висновку, що практично вся величина катодного падіння потенціалу концентрується саме на катоді з мінімальним значенням анодного, а стовп розряду є ніщо інше, як ефективний транспортер заряджених часток.

Практично в той же самий період (1923–1928 рр.) німецький дослідник А. Гюнтершульце (A. Gunterschulze) проводить ряд досліджень з визначення електричних властивостей розряду із порожнистим катодом. У своїх роботах він відмічає, що при заданій густині струму катодне падіння потенціалу в умовах, коли катод виконано у

виді порожнини, значно менше, ніж для плоского катода. Це обумовлено різким зменшенням втрат іонів у порівнянні із системою з плоскими електродами.

В 1928 році Гюнтершульце вводить поняття ефективності розряду із порожнистим катодом і для кількісного її визначення для різних газових середовищ при різних тисках пропонує наступну формулу:

$$q_u = \frac{U_k - U_{k \min}}{U_k}, \quad (1)$$

де  $U_k$  – напруга горіння розряду із плоским катодом,  $U_{k \min}$  – мінімальна для даного струму напруга, отримана при оптимальній відстані між катодними пластинами.

Досліджуючи характеристики розряду, Гюнтершульце вимірював струм у системі із циліндричним катодом. Також він показував можливість отримання ефекту порожнистого катода в системі із двома плоскими паралельно розташованими катодами при їх поступовому

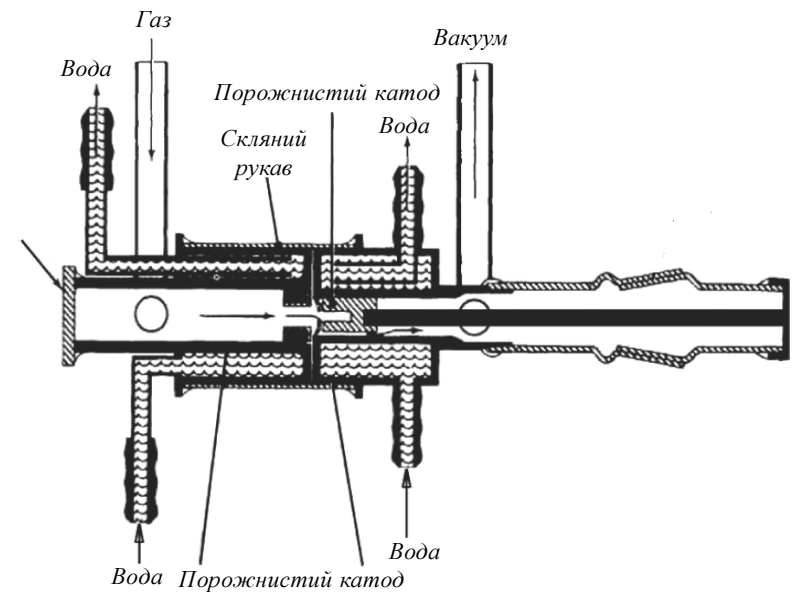


Рис. 1.7. Джерело тліючого розряду низького тиску з порожнистим катодом, розробленого Шулером та Голлноу, для проведення аналітичних вимірювань.

зближенні. В обох випадках появу ефекту порожнистого катода він пов'язував із частковим злиттям зон негативного тліючого світіння, що супроводжується стрибкоподібним зростанням значення розрядного струму, обумовленого осциляцією емітованих катодом електронів всередині порожнини [9]. Схема експериментального приладу Гюнтершульце і результати досліджень наведено на рис 1.8.

Німецькі фізики Енгель і Літтл (Engel, Little) в своїй монографії, надрукованій у 1936 році, спираючись на експериментальні дані, наведені Гюнтершульце, вперше описують математичну модель тліючого розряду із порожнистим катодом, засновану на теорії темного катодного простору [13]. Однак перша теорія ТРПК з'явилася в результаті співпраці інших німецьких учених: Р. Зеєлігера (R. Seeliger), Е. Вольтера (E. Walter), А. Ломпе (A. Lompe), яка ґрунтувалася на теорії нормального тліючого розряду.

В своїй роботі [14] вчені вказували на визначальний вплив на самостійне існування тліючого розряду, при обраному тиску, саме іонізаційних процесів у ділянці катодного падіння потенціалів ( $U_c$ ). Дією просторового заряду на даному проміжку нехтувалося.

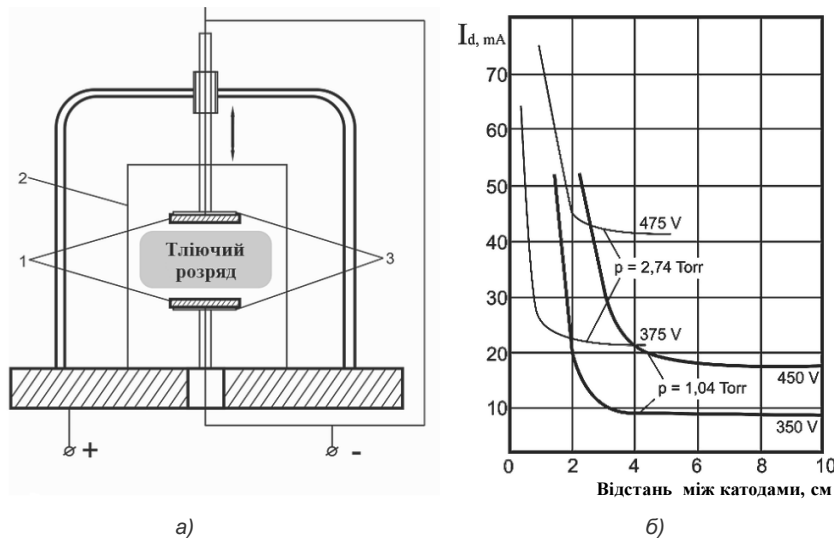


Рис. 1.8. Схема експериментального пристрою Гюнтершульце із рухомим електродом (а) та залежності струму від відстані між катодами (б).

Подальша робота в сфері дослідження характеристик тліючого розряду з ефектом порожнистого катода була перервана війною і відновилася лише в другій половині 20-го століття.

Передумовою для використання тліючого розряду в процесах нагріву та обробки матеріалів стали роботи англійського вченого Вільяма Крукса, виконані ще наприкінці 19 ст. Досліджуючи електричні явища в газах у середині вакуумної трубки, він дійшов висновку, що відкриті в 1859 році вченим Юліусом Плюккером катодні промені є не що інше, як заряджені частинки (електрони), що вилітають із катода з великою швидкістю під прямим кутом до нього. Він також показав можливість їх фокусування, використовуючи при цьому не плоский, а порожнистий катод напівсферичної форми. Розташовуючи на шляху променів платинову пластину, Крукс раптово виявив, що в місці фокусування електронів виділяється велика кількість теплоти, достатньої для її плавлення (рис. 1.9).

У 1964 році в Харуельській лабораторії термоядерних проблем (Англія) було створено пристрій з порожнистим катодом для теплової обробки металів

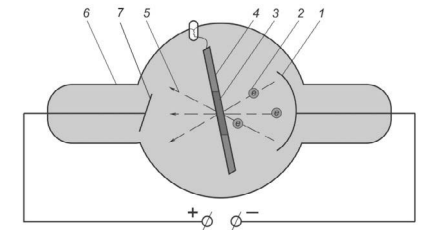


Рис. 1.9. Схема експериментального приладу Крукса: 1 – катод; 2 – електрони, емітовані з поверхні катода; 3 – місце фокусування електронів; 4 – пластина платини; 5 – траєкторія електронів; 6 – скляна колба, наповнена інертним газом; 7 – анод.

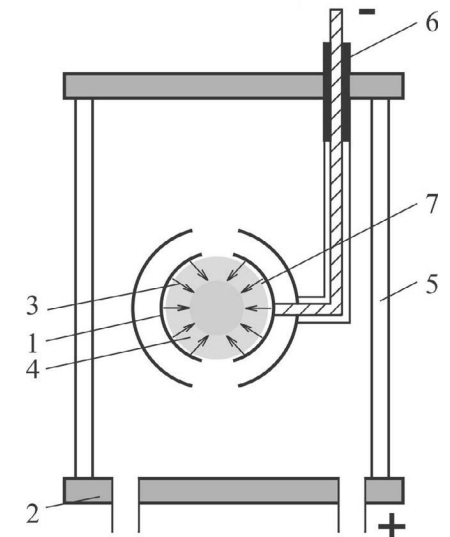


Рис. 1.10. Схема пристрою для термічної обробки матеріалів у плазмі тліючого розряду із порожнистим катодом: 1 – порожнистий катод; 2 – анод; 3 – траєкторія електронів; 4 – плазма; 5 – скляний циліндр; 6 – ізолятор; 7 – межа негативного тліючого світіння.

(рис. 1.10). За своєю суттю цей пристрій аналогічний приладу Крукса. В обох випадках тепловий ефект досягається шляхом гальмування на поверхні зразка, що піддається впливу, швидких електронів, розігнаних у зоні темного катодного простору ( $d_k$ ), прилеглого до напівсферичних сегментів катода. Оскільки зразок розташований у плазмі негативного світіння, багатого позитивними іонами, не виникає ніяких проблем із зарядом зразка, що потоком бомбардує його електрони, і може вестися обробка не тільки металів, але й діелектриків [106].

Першою спробою узагальнення результатів, отриманих зарубіжними та вітчизняними вченими за різними типами розряду із порожнистим катодом, є монографія Б. І. Москальова, видана в 1969 році, в якій він наводить особливості основних типів розряду із порожнистим катодом (високовольтний, дуговий, тліючий) та можливості їх технологічного застосування. В якості можливих шляхів промислового використання розрядів із порожнистим катодом Москальов вказує на спектральні джерела, лазери, НВЧ атенюатори, електронні, іонні та плазмові газорозрядні гармати та інше [106].

До теперішнього часу тліючий розряд з ефектом порожнистого катода набув широкого використання в процесах поверхневої хіміко-термічної обробки. Нам відомі роботи [27, 76, 127] з іонного азотування сталей (30ХГСА, 36НХТЮ, 38Х2МЮА) в плазмі тліючого розряду в умовах появи ефекту порожнистого катода. Автори відмічають, що використання ефекту порожнистого катода в умовах високотемпературного іонного азотування дозволяє значно інтенсифікувати процес насичення поверхні, що обробляється, за рахунок підвищення густини іонного струму внаслідок багаторазової осциляції електронів в середині катодної порожнини. Було доказано, що при іонному азотуванні в тліючому розряді з порожнистим катодом значення поверхневої мікротвердості і глибини азотованого шару істотно вище ніж при обробці в тліючому розряді із системою із плоским катодом при рівних параметрах процесу. Це дозволяє значно підвищити продуктивність процесу обробки, економію електроенергії та витрати робочого газу.

Однак відомості, що стосуються застосування тліючого розряду з порожнистим катодом у процесах з'єднання матеріалів, у літерату-

рних джерелах на сьогоднішній день відсутні. Це, очевидно, пов'язано з тим, що повної картини явищ, що відбуваються в плазмі тліючого розряду з порожнистим катодом, до сих пір не побудовано. Причини її відсутності полягають, скоріше за все, в складності проведення експериментальних досліджень, пов'язаних з неоднорідністю плазми розряду в середині порожнини, що вимагає проведення подальших робіт у цьому напрямку.

## 2. ОСНОВНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ

### 2.1. ФОРМИ ГАЗОВОГО РОЗРЯДУ

Якщо до електродів, розташованих у об'ємі з розрідженим газом, прикласти різницю потенціалів та поступово її збільшувати, то зростання слабого струму між електродами спочатку буде підпорядковуватись закону Ома. Виникнення струму пов'язано із присутністю у газі заряджених часток – іонів, що утворюються під впливом зовнішніх іонізаторів (світла, космічного випромінювання, фонові радіоактивності та ін.). При збільшенні різниці потенціалів струм між електродами збільшується до тих пір, поки не будуть вичерпані всі іони, що виникають під впливом зовнішніх іонізаторів. Починаючи із різниці потенціалів, достатньої для переносу всіх іонів, що утворюються, до поверхні електродів, подальшої зміни струму здійснюватись не буде. Це означає завершення дії закону Ома. Досягнуте при цьому значення струму називають струмом насичення. Проходження струму через газ в умовах, коли носії струму – іони, утворюються переважно під дією зовнішніх іонізаторів, називають несамостійним розрядом.

Припинення дії зовнішніх іонізаторів або зниження їх інтенсивності призводить до припинення розряду або зменшення його струму. Однак, якщо різницю потенціалів між електродами продовжувати збільшувати, не змінюючи відстані між ними, то струм знов почне збільшуватись. Значення різниці потенціалів, яка відповідає початку збільшення струму, пропорційне тиску газу і залежить від його природи. Причиною зростання струму в цьому випадку є іонізація молекул (атомів) газу електронами, що з'являються під впливом зовнішніх іонізаторів і отримують енергію, достатню для іонізації часток під дією сил електричного поля між електродами [42].

Іонізація молекул (атомів) газу призводить до появи вторинних електронів, які, прискорюючись, стають, як і первинні електрони, іонізаторами нейтральних газових часток. У результаті виникає лавиноподібно

ростаючий потік електронів. При цьому струм між електродами, тобто направлений рух електронів та іонів під впливом електричного поля, різко зростає до значень, що залежать, в основному, від опору всього кола та потужності джерела живлення. Це явище у повітрі при атмосферному тиску починає спостерігатись при різницях потенціалів порядку  $10^4$  В/см. Іонізація в цих умовах супроводжується збудженням молекул, появою світіння газу.

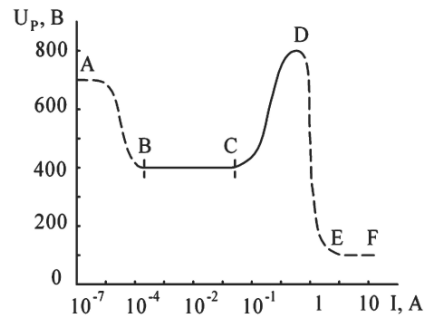
Явище лавиноподібного нарощування потоку електронів, що супроводжується світінням газу між електродами, називають запалюванням газового розряду або пробоем газового проміжку. Розряд, що формується після пробоею, є самостійним, оскільки він здатний продукувати заряджені частки, необхідні для підтримання струму, і для його існування вже не потрібна дія зовнішніх іонізаторів.

Пробій газового проміжку пов'язаний із різким зростанням електропровідності газу в ньому. В результаті пробоею здійснюється зниження напруги на електродах. Напруга, необхідна для пробоею газового проміжку, носить назву напруги запалювання розряду. Напругу, що встановлюється на електродах після пробоею газового проміжку, називають напругою горіння розряду [42].

Самостійний розряд має різні форми, що відрізняються як зовнішнім виглядом, так і характером елементарних процесів. При високому тиску газу (порядку атмосферного), значній відстані між електродами, високовольтному, але малопотужному джерелі електричного живлення виникає іскровий розряд. При низькому тиску газу і достатньо малому опорі електричного кола формується тліючий розряд. При малому опорі зовнішнього кола і достатньо високому тиску газу услід за пробоею виникає дуговий розряд. Тліючий розряд може перейти в дуговий при зменшенні зовнішнього опору та підвищенні тиску газу в розрядному проміжку.

Характер елементарних процесів, що перебігають у розрядному газовому проміжку, знаходить своє відображення у вольт-амперній характеристиці розряду, яка являє собою графічне зображення залежності сили струму від напруги на електродах. Ця залежність для розряду в газі більш складна, ніж для твердих або рідких провідників, для яких у переважній частині випадків значення сили струму пропорційно прикладеній різниці потенціалів.

При проходженні струму через гази електропровідність останніх залежить від багатьох причин і, в першу чергу, від сили струму. Тому пропорційність між напругою та силою струму в розрядному проміжку відсутня. На *рис. 2.1* схематично зображена вольт-амперна характеристика газового розряду. Ділянка *ab* відповідає самостійному темному розряду та переходу його до тліючого розряду, горизонтальна



*Рис. 2.1.* Вольт-амперна характеристика електричних розрядів у газах.

ділянка *bc* відповідає нормальному тліючому розряду. При подальшому збільшенні струму виникає аномальний тліючий розряд (ділянка *cd*). При струмі від одиниць до сотень і тисяч амперів розряд переходить у дугувий (ділянка *ef*).

Оскільки при подальшому викладанні в основному буде розглядатись тліючий розряд, необхідно більш детально зупинитись на цій формі електричного розряду.

## 2.2. ТЛІЮЧИЙ РОЗРЯД

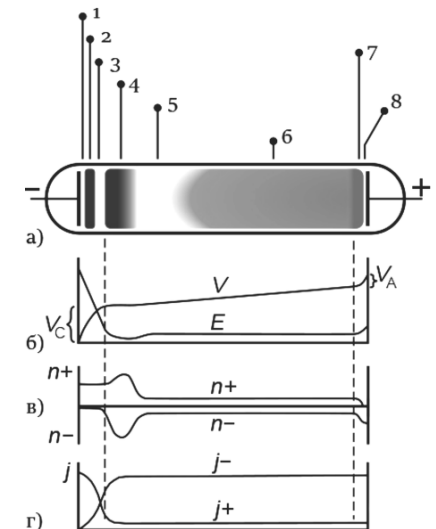
Як уже відмічалось, тліючий розряд виникає після пробою між електродного проміжку при відносно низькому тиску газу і достатньо малому опорі зовнішнього кола. Тліючий розряд має характерний зовнішній вигляд. Простір між електродами являє собою послідовність світлих та темних смуг. На *рис. 2.2a*) схематично зображена послідовність їх розташування. Безпосередньо біля поверхні катода розташований темний астоновий простір 1, обмежений також вузькою ділянкою катодного світіння 2. Наступний за нею темний катодний простір 3 змінюється ділянкою від'ємного тліючого світіння 4. Далі іде фарадеевий темний простір 5, який переходить у ділянку позитивного стовпа 6. Перед анодом є вузька смуга анодного світіння і безпосередньо біля поверхні анода розташований темний анодний простір [114].

Розподіл потенціалу уздовж розрядного проміжку, наведений на *рис. 2.2б*, свідчить, що поблизу катода спостерігається стрибок напруги, що зветься катодним падінням потенціалу і який залежить від роду газу та матеріалу катода. За величиною він складає звичайно 150–400 В. Протяжність ділянки катодного падіння залежить від тиску газу і зі збільшенням останнього звужується.

Між величиною катодного падіння потенціалу та роботою виходу електрона матеріалу катода існують певна залежність, на підставі якої роблять висновок, що катодне падіння потенціалу пов'язане із емісією електронів з поверхні катода.

У ділянці, що розташовується за катодним падінням, напруга спочатку дещо знижується (у ділянці фарадеевого темного простору), а далі, у ділянці позитивного стовпа змінюється практично лінійно зі збільшенням відстані від катода. Перед анодом знов спостерігається стрибок напруги – анодне падіння потенціалу – за величиною значно меншою, ніж катодне падіння.

Збільшення або зменшення відстані між електродами призводить лише до відповідного збільшення або зменшення ділянки позитивного стовпа. При відстані між катодом та анодом, що дорівнює або менша за довжину темного катодного простору при рівних інших умовах, тліючий розряд існувати не може. Це явище застосовують на практиці для попередження горіння розряду на поверхнях, що не підлягають обробці. У ділянці, розташованій безпосередньо поблизу катода, як вже відмічалось, спостерігається найбільш різка зміна потенціалу. В цій ділянці здійснюється найбільше розсіювання енергії розряду, за-



*Рис.2.2.* Структура (а), розподіл потенціалу (б) по довжині тліючого розряду, щільність зарядів (в) та густина струму (г).

вдяки зіткненням іонів один з одним та з нейтральними молекулами. В результаті у цій ділянці здійснюється найбільше нагрівання середовища. При цьому частина тепла передається катоду, що сприяє підвищенню його температури [114].

### 2.3. ЕЛЕМЕНТАРНІ ПРОЦЕСИ В ТЛІЮЧОМУ РОЗРЯДІ

Вивчення спектрального складу випромінювання різних ділянок тліючого розряду та співставлення цих даних із даними про розподіл потенціалу дозволили зробити висновок [55], що, в основному, усі процеси, які призводять до формування та підтримання тліючого розряду, зосереджені безпосередньо поблизу поверхні катода. Позитивний стовп суттєвого значення в формуванні тліючого розряду не має. Його роль зводиться до ролі струмопроводу.

В першому наближенні мікроскопічна картина процесів, що перебігають у тліючому розряді, має наступний вигляд. Позитивні іони газу, прискорені в ділянці катодного падіння потенціалу, безперервно бомбардують поверхню катода і вибивають з нього електрони. Енергія електронів безпосередньо біля поверхні катода недостатня для збудження або іонізації молекул газу. Для отримання енергії, достатньої для збудження молекул, електрони повинні пройти в полі падіння напруги певну відстань. Тому перша ділянка розряду, що світиться, відділена від катода темним простором.

При подальшому русі електронів у ділянці катодного світіння їх енергія продовжує збільшуватись. Накопичення енергії електронами призводить до того, що більш імовірною стає іонізація молекул, аніж їх збудження. Тому слідом за ділянкою катодного світіння розташована ділянка катодного темного простору, у якій здійснюється інтенсивна іонізація з утворенням позитивних іонів та вільних електронів. У результаті іонізуючих зіткнень електрони втрачають частину своєї енергії. Рухаючись у напрямку анода, електрони знов отримують енергію, достатню для збудження молекул. У результаті з'являється нова ділянка, що світиться – ділянка від'ємного тліючого світіння. Втрата

електронами частини своєї енергії в цій ділянці призводить до того, що слідом за нею з'являється темний фарадеевський простір, за яким в загальному випадку спостерігається позитивний стовп розряду, який також світиться.

Наявність позитивного стовпа не є обов'язковою умовою існування тліючого розряду. Якщо анод розташований близько до катода, то фарадеевський темний простір може поширюватись до анода і лише біля самої поверхні анода буде розташована вузька смуга анодного світіння.

Отже, для існування тліючого розряду при кожному тиску газу необхідна певна мінімальна міжелектродна відстань.

Тиск та міжелектродна відстань визначають напругу запалювання розряду, причому остання залежить тільки від добутку величин тиску газу та міжелектродної відстані. Це так званий закон Пашена [128]. Цей закон добре діє для всіх газів при тисках від 1 до  $10^5$  Па. Залежність напруги запалювання для деяких газів від добутку тиску  $p$  та міжелектродної відстані  $d$  наведена на *рис. 2.3*. Ці залежності називають кривими Пашена.

Позитивний стовп виникає в тому випадку, коли відстань між електродами більша за мінімально необхідну для існування тліючого розряду. Його виникнення пов'язане зі зростанням енергії електронів на кінці фарадеевського темного простору до значень, достатніх для збудження та іонізації молекул газу. Постійна величина падіння напруги на довжині позитивного стовпа встановлюється такою, щоб у стаціонарних умовах горіння розряду зберігалась рівновага між процесом нейтралізації іонів (на стінках розрядного пристрою або завдяки об'ємній рекомбінації) та процесом їх народження (іонізації). Така рівно-

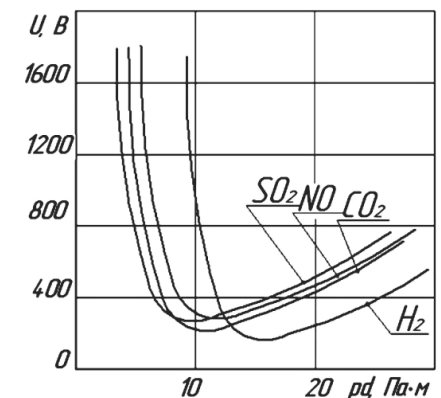


Рис. 2.3. Характеристики запалювання розряду (криві Пашена) для деяких газів.

вага свідчить, що частинки із позитивним та від'ємним зарядами присутні в однаковій кількості. Достатньо висока електропровідність позитивного стовпа викликана значною густиною заряджених часток, яка досягає  $10^{12}$ – $10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Такий стан газоподібної матерії, що має високу концентрацію заряджених часток, але в цілому є електрично нейтральною, називають плазмою.

В результаті багатократних зіткнень та обміну енергією електронів з іонами в позитивному стовпі встановлюється такий розподіл швидкостей електронів, який є достатньо близьким до теплового максвелівського розподілу. Це дозволяє встановити для електронів деяку температуру (електронну температуру), величина якої визначається найбільш імовірним значенням їх кінетичної енергії. Кінетична енергія електронів у позитивному стовпі тліючого розряду значно перевищує кінетичну енергію іонів, що мають більшу масу. Тому, якщо порівнювати електронну температуру і температуру газу в стовпі, що визначається енергією іонів, то перша буде перевищувати другу майже в 100 разів. Так, при тиску газу порядку 1 кПа електронна температура в позитивному стовпі досягає десятків тисяч градусів, у той час як температура газу не перевищує сотень градусів. Це свідчить про те, що плазма в тліючому розряді неізотермічна. Зі збільшенням тиску обмін енергією між протилежно зарядженими частками зростає завдяки збільшенню кількості числа зіткнень. У результаті електронна температура зменшується, а температура газу підвищується і плазма перетворюється у ізотермічну. Такою є плазма в дуговому розряді при тиску рівному або вище атмосферного.

В тліючому розряді існує направлене перенесення речовини. З катодної ділянки електрони переходять у позитивний стовп. Зворотний потік повністю відсутній.

## 2.4. РІЗНОВИДИ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ

*Нормальний, піднормальний та аномальний тліючі розряди.* Коли тліючий розряд підтримується між двома плоскими електродами при тисках газу від одиниць до тисяч паскалів, падіння потенціалу в розряді встановлюється в залежності від струму розряду так, як пока-

зано на *рис. 2.1*. В інтервалі декількох порядків величини струму (орієнтовно  $10^{-3}$ –1 А) спостерігається постійне падіння потенціалу. При цьому густина струму біля катода залишається, з достатньою мірою точності, постійною, тобто площа катодної плями розряду збільшується пропорційно зростанню струму (*рис. 2.4а*). Це називається ділянкою нормального падіння потенціалу. Коли струм зменшується настільки, що діаметр катодної плями стає одного порядку із довжиною катодного простору, катодне падіння починає збільшуватись. Це пояснюється тим, що при такому зменшенні діаметру розряду зростають витрати зарядів внаслідок радіальної дифузії. Густина струму на катоді знижується і зменшується емісія електронів з катода. Для збереження стаціонарного стану необхідне збільшення катодного падіння. Це – ділянка піднормального катодного падіння, при якому розряд часто стає переривчастим [42].

З іншої сторони, коли вся поверхня катода покривається світінням (*рис. 2.4б*), збільшення струму може бути досягнуто лише за рахунок збільшення густини струму. Для цього необхідне збільшення емісії катода, що призводить водночас до зростання катодного падіння. При цьому темний простір звужується. Це – ділянка аномального катодного падіння.

*Утруднений тліючий розряд.* Якщо наближати анод до нерухомого катода (при постійному струмі розряду), то анодне падіння зникає, коли анод досягає зони від'ємного світіння. При подальшому зменшенні відстані потен-

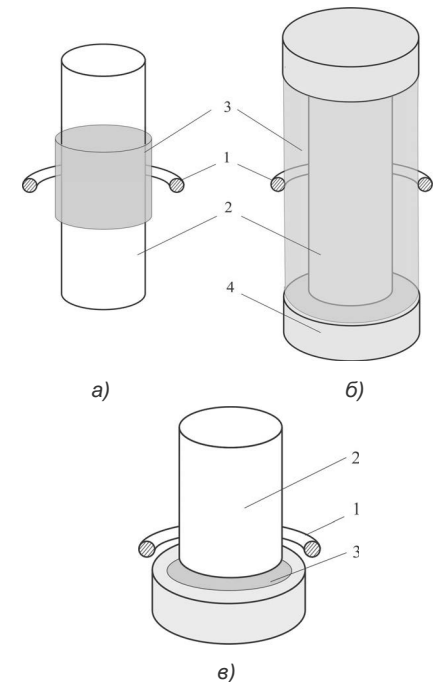


Рис. 2.4. Схематичне зображення різних видів тліючого розряду: а – нормальний ТР; б) аномальний ТР; в) утруднений ТР (1 – катод, 2 – анод, 3 – від'ємне тліюче світіння, 4 – діелектрик).



ціал починає зростати, поки анод не потрапить у темний прикатодний простір. Це може означати те, що, коли розряд обмежений простором (рис. 2.4в), довжина якого недостатня для появи темного простору і частини зони світіння, іонізація стає утрудненою. Для підтримання розряду необхідне зростання падіння напруги на ньому.

## 2.5. РОЗЯДИ З ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ

Давно відомо, що форма катода (плаский або порожнистий) обумовлює властивості самостійних газових розрядів. Так, у випадку використання порожнистого катода в тліючому розряді картина розрядних явищ різко відрізняється від звичайного тліючого розряду, що виражається, перш за все, різким збільшенням розрядного струму при однакових напругах на електродах. Учені пов'язують таке явище із частковим перекриттям ділянок негативного тліючого світіння, рівновіддалених від стінок катода та появою "ефекту порожнистого катода".

В загальному випадку, порожнистим катодом прийнято вважати катод, робоча поверхня якого має від'ємну кривизну або складається із окремих поверхонь, що обмежують частину простору газорозрядного проміжку і складають порожнину. В якості таких катодів використовуються трубки (круглого або прямокутного перерізу), а також дві пласкі, паралельно розташовані пластини, що мають електричний зв'язок [106].

На сьогоднішній день відомі наступні види самостійних газових розрядів, ініційованих у порожнистому катоді: тліючий, високовольтний (електронно-променевий) та дуговий розряд. Відомі роботи вчених [23, 84, 85], у яких йде мова про високовольтний розряд як окремий випадок тліючого розряду, оскільки відмінності між ними незначні. Однак у випадку порожнистого катода високовольтний розряд доцільно роздивлятись окремо, оскільки його характерною особливістю є наявність яскраво вираженого електронного променя, що ініціюється в аксіальному напрямку по осі катода.

**Тліючий розряд із порожнистим катодом.** Якщо зменшувати відстань між двома пласкими катодами тліючого розряду, або між пласкими торцями двох катодів, як показано на рис. 2.5 (анодом може бути, зокрема, кільце значного діаметру), зберігаючи напругу на розряді по-

стійною, то густина струму буде зростати.

Збільшення густини струму починається тоді, коли два окремих від'ємних світіння починають зливатися воедино. З'являється ефект порожнистого катода, обумовлений осциляцією всередині порожнини швидких електронів, емітованих поверхнею катода внаслідок її бомбардування іонами робочого газу. При цьому інтенсивність світіння зростає, а густина струму стає в  $10^2-10^3$  разів вищою, ніж при нормальних умовах. Замість двох пласких катодів зазвичай застосовують циліндричний катод.

**Високовольтний розряд із порожнистим катодом.** При низькому

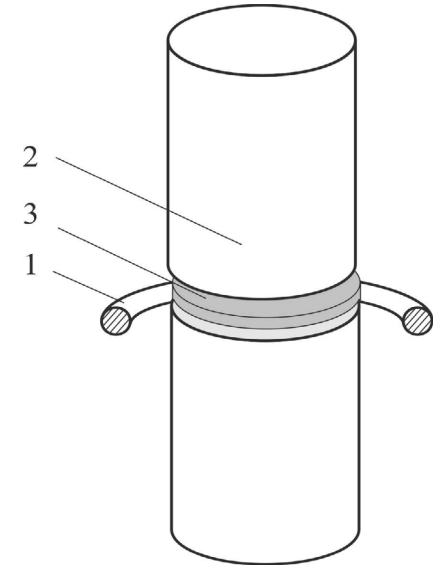


Рис. 2.5. Тліючий розряд із порожнистим катодом: (1 – анод, 2 – катод, 3 – від'ємне тліюче світіння).

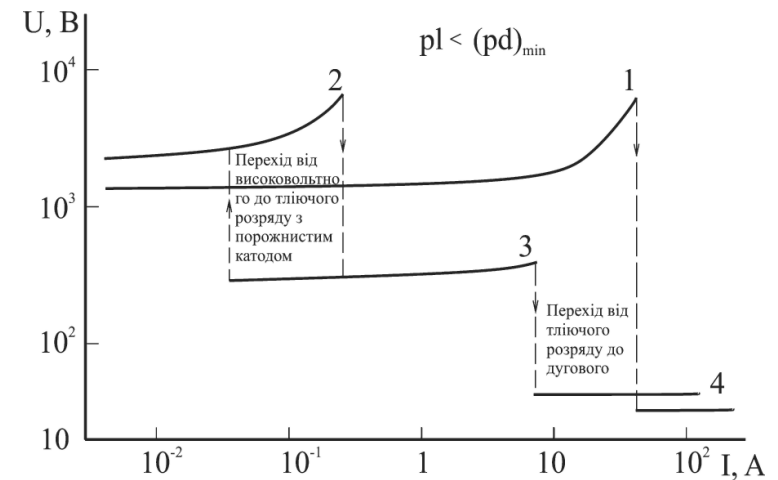


Рис. 2.6. Вольт-амперні характеристики газорозрядних проміжків (пояснення в тексті).

тиску газу зниження розрядного струму призводить до стрибкоподібного переходу тліючого розряду в високовольтну фазу, що характеризується генерацією електронного променя. Зміну напруги на електродах розряду при стрибкоподібній зміні струму ілюструють вольт-амперні характеристики, що наведені на *рис. 2.6*.

Крива 1 відповідає плоскопаралельному розрядному проміжку, криві 2,3 являють собою дві гілки вольт-амперної характеристики проміжку, що відповідають високовольтному розряду (крива 2) та тліючому розряду (крива 3), що ініціюються в порожнистому катоді [106].

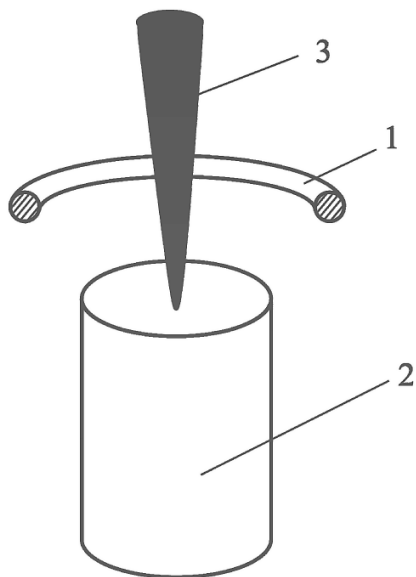
Характерною зовнішньою рисою такого розряду є й відсутність темного простору катодного падіння потенціалу, що різко відмежується від плазми всередині порожнини. Також високовольтний розряд із порожнистим катодом характеризується нерівномірністю роз-

поділення струмів як по поверхні катоду, так і в поперечному перерізі розрядного проміжку. Геометрія розподілу електричних полів у високовольтній формі розряду така, що по осі катода формується електронний промінь, як наведено на *рис. 2.7*.

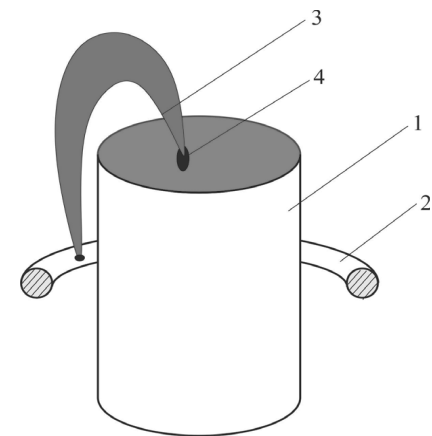
*Дуговий розряд із порожнистим катодом.* При підвищенні розрядного струму енергія, що передається катоду потоком бомбардуючих його іонів, зростає, внаслідок чого катод суттєво розігрівається. При цьому спостерігається значне зростання термоелектронної емісії, що призводить до зниження падіння напруги на електродах. Розряд переходить в іншу форму – електричну дугу. У випадку плоского катода перехід відбувається після суттєвого підвищен-

ня катодного падіння, що в процесі роботи досягає декілька кіловольт. Перехід в дугову форму супроводжується різким стрибком струму із утворенням катодної плями.

В умовах порожнистого катода такий перехід відбувається поступово. Як правило, це починається при напругах, що не перевищують один кіловольт, утворення катодної плями може навіть не спостерігатись [106]. При цьому катод розігрівається до таких температур, що стає суттєвим процесом термоелектронної емісії, що відіграє суттєву роль в підтримці розряду. З огляду на високу температуру катодів дугового розряду, така форма отримала назву розряду із "гарячим порожнистим катодом" (*рис. 2.8*).



*Рис. 2.7. Високовольтний (електронно-променевий) розряд із порожнистим катодом: (1 – анод, 2 – катод, 3 – від'ємне тліюче світіння).*



*Рис. 2.8. Дуговий розряд із порожнистим катодом: (1 – порожнистий катод, 2 – анод, 3 – електрична дуга, 4 – катодна пляма).*

### 3. ОСНОВНІ ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ ІЗ ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ В УМОВАХ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО НАГРІВУ

#### 3.1. СФЕРА ІСНУВАННЯ ЕФЕКТУ ПОРОЖНИСТОГО КАТОДА

Механізм нагрівання тліючим розрядом з порожнистим катодом визначається, перш за все, особливостями існування ефекту порожнистого катода. Появу цього ефекту можна досягти шляхом зближення двох плоских паралельно розташованих пластин, що одночасно слугують катодами розряду, або поступовим зниженням тиску в газорозрядному проміжку, коли катод розряду виконаний у вигляді циліндра [106].

В обох випадках виникнення ефекту порожнистого катода пов'язано з перекриттям зон негативного тліючого світіння різних частин катода (рис. 3.1).

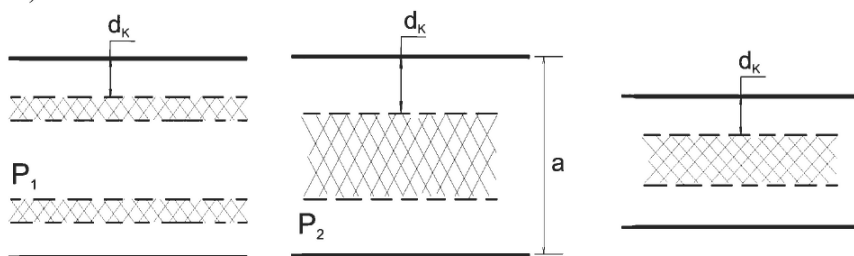


Рис. 3.1. Отримання ефекту порожнистого катода:

а) шляхом зміни тиску в газорозрядному проміжку;  
б) шляхом зближення двох плоских, паралельно розташованих пластин.  
 $P_1, P_2$  – тиск газу;  $d_k$  – протяжність темного катодного простору;  $a$  – відстань між стінками катода.

Вивчення сфери існування ефекту порожнистого катода здійснювали із використанням нероз'ємних циліндричних катодів діаметром 0,04 м, 0,05 м, 0,06 м, висотою 0,04 м у середовищі аргону, азоту та повітря.

Візуальними спостереженнями встановлено, що при зниженні тиску в газорозрядному проміжку протяжність катодної частини розряду збільшується. Відділяючись від стінок катода темним катодним простором, ділянки тліючого світіння частково перекриваються і з'являється ефект порожнистого катода (рис. 3.2а).

Подальше зниження тиску призводить до того, що протяжність темного катодного простору  $d_k$  збільшується і, відриваючись від стінок катода, стискає ділянку тліючого світіння так, що воно починає нагадувати електронний пучок (рис. 3.2б). При досягненні тиском певного критичного значення ефект порожнистого катода зникає (рис. 3.2в).

У роботі [106] зазначається, що величина протяжності темного катодного простору  $d_k$  залежить, у першу чергу, від тиску газового середовища ( $P$ ) та густини розрядного струму ( $J$ ). Результати досліджень сфери існування ефекту порожнистого катода при зміні цих параметрів за умови поступового зниження тиску газу в газорозрядній камері від моменту появи ефекту порожнистого катода і до повного згасання розряду в порожнині представлені на (рис. 3.3) і (рис. 3.4).

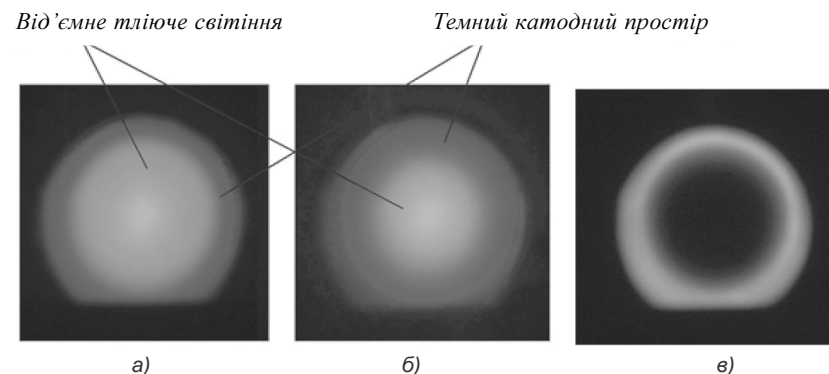


Рис. 3.2. Існування ефекту порожнистого катода: поява ефекту порожнистого катода (а); стиснутий розряд у порожнині (б); ефект порожнистого катода відсутній (в).

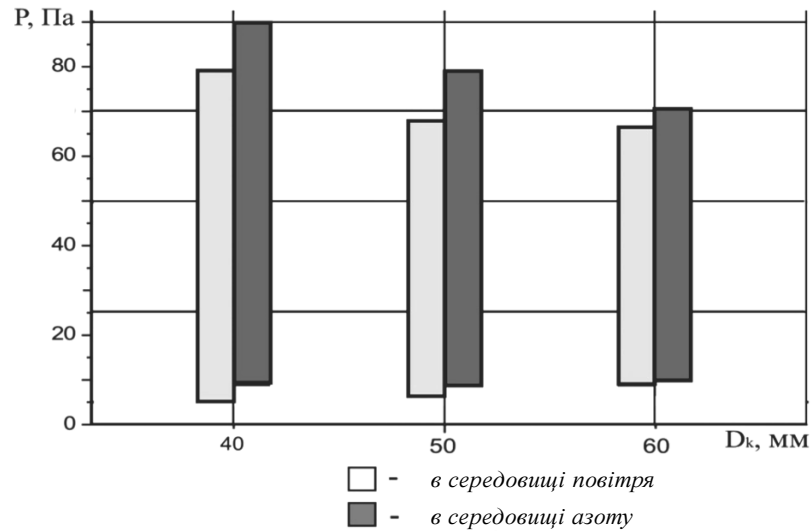


Рис. 3.3. Ділянка існування ефекту порожнистого катода залежно від тиску газового середовища.

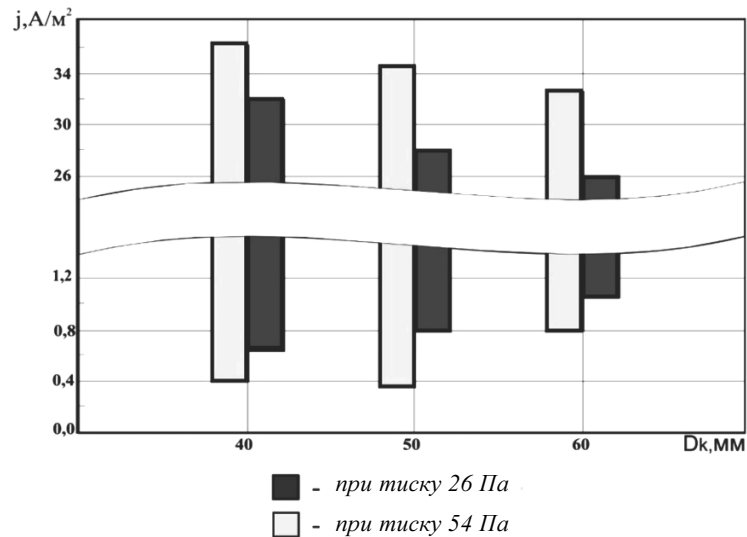


Рис. 3.4. Ділянка існування ефекту порожнистого катода залежно від щільності струму розряду.

Результати досліджень показують, що діапазон тисків, у межах яких існує ефект порожнистого катода, обмежений ділянкою низьких тисків і коливається в діапазоні від 1 Па до 100 Па.

Отримана діаграма показує, що для катода діаметром 0,04 м ефект порожнистого катода спостерігається в межах від 5 Па до 78 Па на повітрі і від 7 Па до 90 Па – в середовищі азоту. Зі збільшенням діаметра катодної порожнини діапазон тисків дещо звужується. Так, було встановлено, що для катода діаметром 0,05 м сфера існування ефекту порожнистого катода в повітряному середовищі складає 6 Па – 67 Па та 8 Па – 78 Па в середовищі азоту. Для катода діаметром 0,06 м ділянка тисків складає вже 8 Па – 66 Па і 10 Па – 70 Па відповідно.

Це пояснюється тим, що зі збільшенням діаметра катодної порожнини для хоча б часткового перекриття зони негативного тліючого світіння і фокусування його по центру катода необхідно більш низький тиск, ніж для катода меншого діаметру.

Ділянка існування ефекту порожнистого катода за щільністю розрядних струмів зі збільшенням діаметра катодної порожнини так само дещо звужується.

Так, якщо для катода діаметром 0,04 м при тиску 54 Па діапазон існування ефекту порожнистого катода за щільністю струму становить 0,4–40 А/м², то для катода діаметром 0,06 м, при тому ж тиску, цей діапазон складає вже 0,8–33 А/м². Таку зміну можна пояснити тим, що в катоді з меншою апертурою порожнини, при рівних тисках газу, плазма розряду перебуває в більш стислому стані. У зв'язку з цим катодна частина розряду щільніше прилягає до стінок катода, що приводить до певного збільшення числа актів іонізації і зростання напруженості електричного поля на ділянці темного катодного простору. В свою чергу, це сприяє підвищенню загального струму розряду і його щільності.

Тиск газового середовища чинить суттєвий вплив на електричні параметри розряду. Експериментально отримані криві, представлені на (рис. 3.5) і (рис. 3.6), показують, що щільність струму розряду і напруга на розрядному проміжку мають значну залежність від цього параметра.

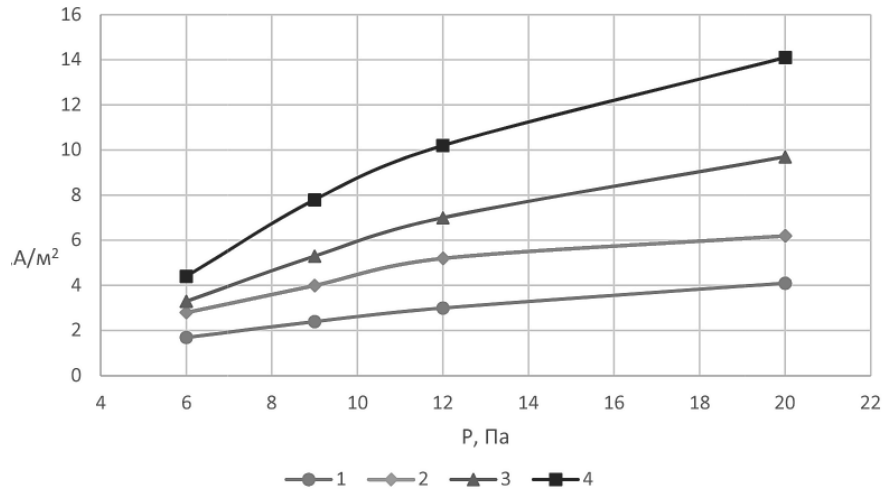


Рис. 3.5. Залежність щільності струму розряду  $j$  від тиску газового середовища  $P$ :

1 – катод 50 мм у середовищі аргону; 2 – катод 40 мм у середовищі аргону; 3 – катод 50 мм у середовищі азоту; 4 – катод 40 мм у середовищі азоту.

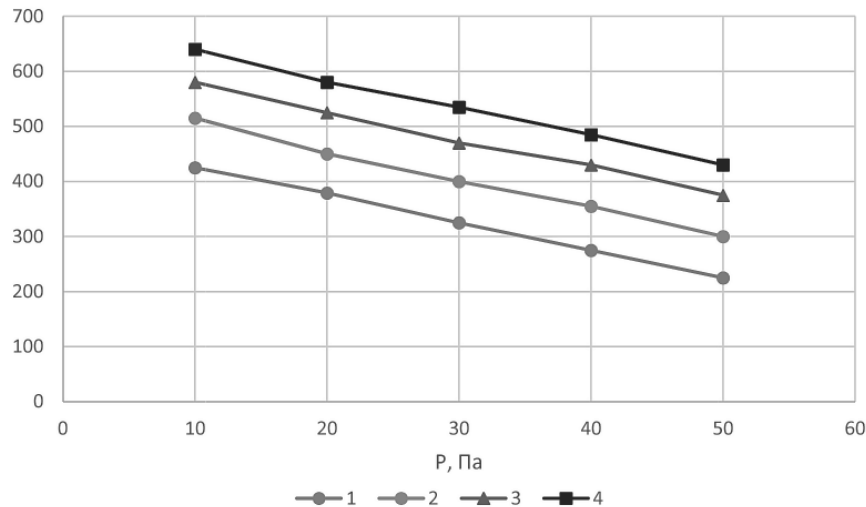


Рис. 3.6. Залежність напруги горіння розряду  $U$  від тиску газового середовища  $P$ : 1 – катод 40 мм у середовищі аргону; 2 – катод 50 мм у середовищі аргону; 3 – катод 40 мм у повітрі; 4 – катод 50 мм у повітрі.

Отримані залежності показують, що з підвищенням тиску від 6 Па до 20 Па щільність струму розряду збільшується більш ніж вдвічі, тоді як підвищення тиску від 10 Па до 50 Па призводить до зниження напруги більш ніж в 1,5 раза.

У всіх дослідах у середовищі азоту розряд існував при більш високих значеннях щільності струмів. Швидше за все, це впливає із властивостей самого газу, оскільки нормальна щільність струму розряду в азоті в кілька разів вища, ніж в аргоні [114].

### 3.2. ВИЗНАЧЕННЯ ПРОТЯЖНОСТІ ТЕМНОГО КАТОДНОГО ПРОСТОРУ $d_k$

Як відомо, ділянка темного катодного простору є найважливішою ділянкою тліючого розряду, без якої він існувати не може. На цій ділянці, що характеризується сильним електричним полем, відбувається лавиноподібне розмноження електронів, емітованих з поверхні катода під дією іонного бомбардування і їх прискорення внаслідок значної величини катодного падіння потенціалу в цій ділянці. Тому, на даному етапі, важливим є встановити залежність протяжності темного катодного простору від параметрів розряду, а саме: тиску в газорозрядній камері ( $P$ ) та густини розрядного струму ( $J$ ).

Як відомо з теорії газового розряду, особливістю нормального тліючого розряду є виконання умови: добуток тиску на протяжність ділянки ( $d_k$ ) постійний для даного газу і матеріалу катода [122]:

$$p \cdot d_k = \text{const}, \quad (3.1)$$

Зазначена закономірність тліючого розряду з плоским катодом підтверджується експериментально. Для тліючого розряду з порожнистим катодом залежності дещо складніші і висновки теорії гірше збігаються з експериментом.

Така розбіжність, крім усіх помилок теорії і експерименту, може бути обумовлена тим, що для різних значень ( $p \cdot d$ ) (де  $p$  – тиск у газорозрядному проміжку,  $d$  – відстань між протилежними ділянками катодної порожнини, (в нашому випадку діаметр катода)) має місце ко-

ливання (осциляція) електронів між протилежними ділянками катода, а це призводить до додаткової іонізації, що не враховується при розрахунку  $i$ , отже, до зменшення величини  $d_k$ . Представлені на *рис. 3.7* експериментальні залежності показують, що зниження тиску в розрядному проміжку від 20 Па до 6 Па призводить до збільшення протяжності ділянки темного катодного простору більш ніж в 2 рази.

Порівняння значень протяжності катодного шару нормального тліючого розряду і його різновиду – розряду в порожнистому катоді показують, що протяжність ділянки  $d_k$  тліючого розряду з порожнистим катодом у кілька разів менша, ніж у нормального тліючого розряду. Так, для нормального тліючого розряду в середовищі аргону ця величина складає 44 Па·см, а для розряду з порожнистим катодом 5 Па·см.

В свою чергу, зменшення протяжності темного катодного простору призводить до зростання густини струму розряду  $J$ . Оскільки зменшення довжини  $d_k$  призводить до посилення потоку іонів, що бомбардують катод і викликають емісію з нього електронів, це призводить до посилення (в порівнянні з розрядом з плоским катодом) струму розряду і відповідно його густини (*рис. 3.8*)

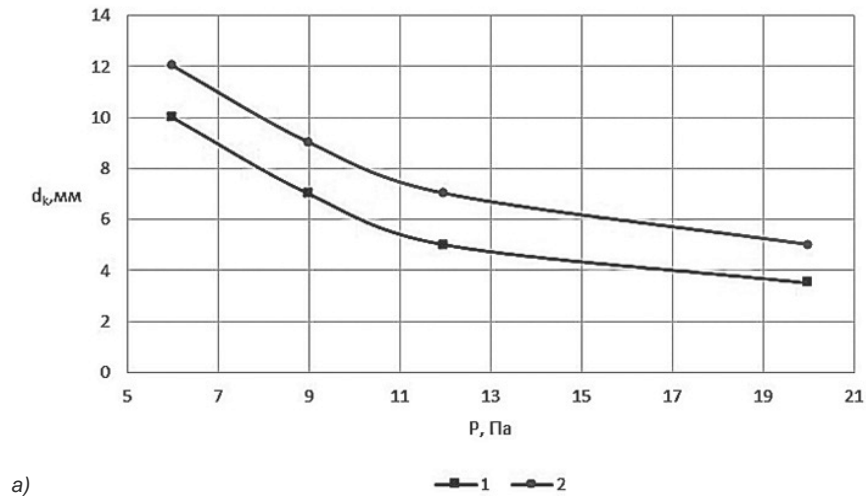


Рис. 3.7. Залежність протяжності темного катодного простору  $d_k$  від тиску газового середовища  $P$ : а) в середовищі азоту

У своїй роботі вчені Літл і Енгель [13] відзначали, що зростання густини струму при зменшенні протяжності ділянки  $d_k$  викликано не тільки підвищеною інтенсивністю іонізації, а й виробленням іонами вторинних електронів. Останнє обумовлено тим, що градієнт електричного поля зростає, при цьому різниця потенціалів на останньому

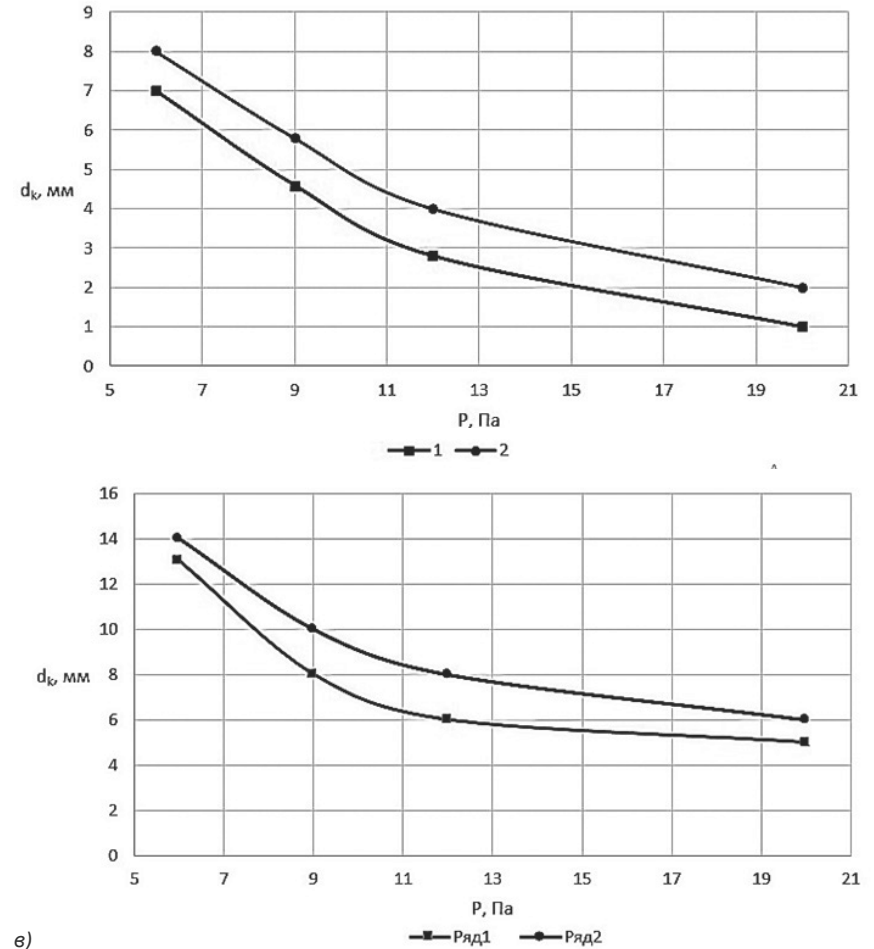
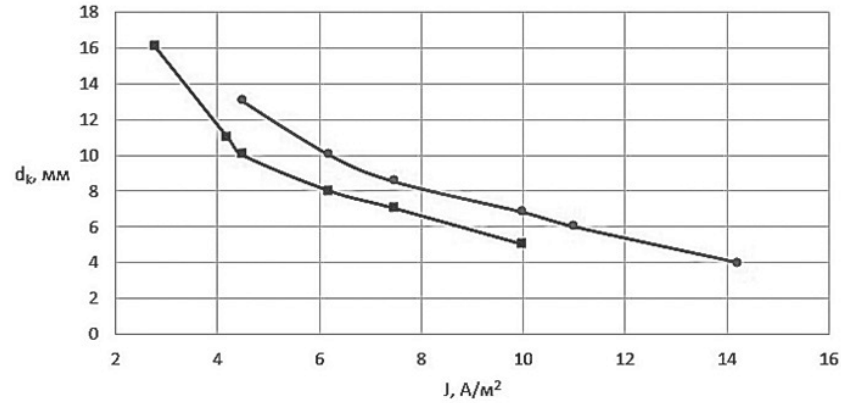
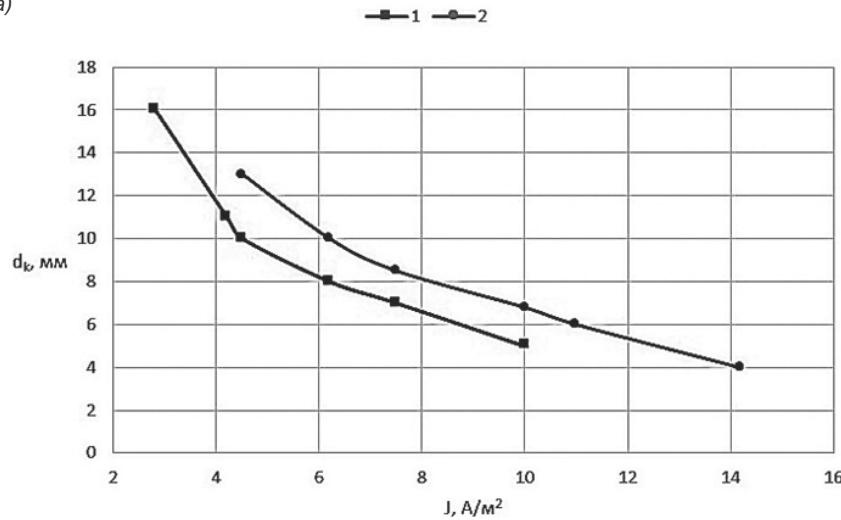


Рис. 3.7. Залежність протяжності темного катодного простору  $d_k$  від тиску газового середовища  $P$ : б) в середовищі аргону; в) на повітрі: 1 – діаметр катода 40 мм; 2 – діаметр катода 50 мм при напрузі на електродах 500 В.

вільному пробігу іонів, що досягають катод, збільшується і також збільшується їх швидкість біля поверхні катода. В свою чергу, це призводить до стрімкого збільшення коефіцієнту вторинної електронної емісії ( $\sigma$ ) з поверхні катода.

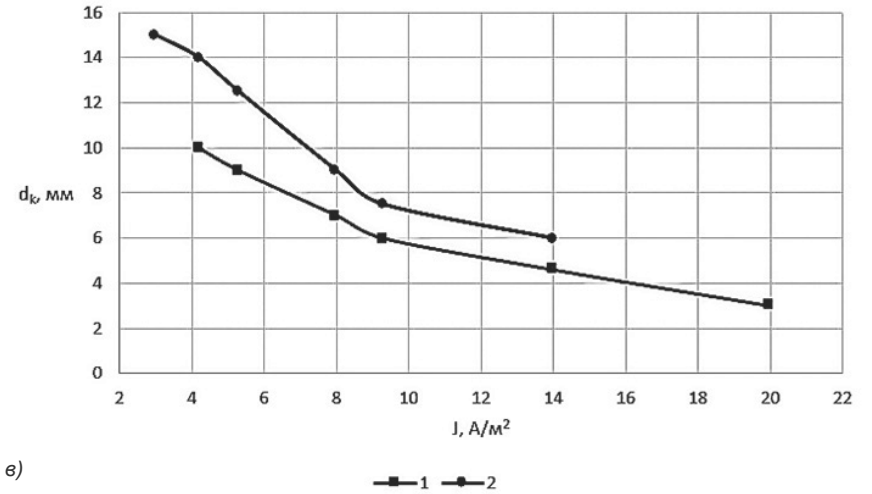


а)



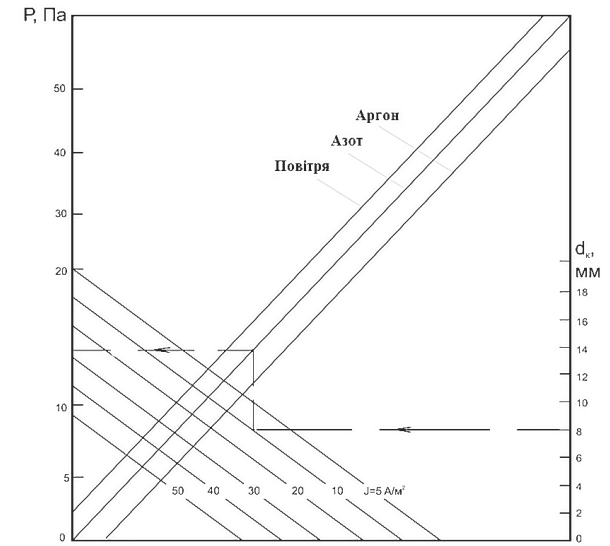
б)

Рис. 3.8. Залежність протяжності темного катодного простору  $d_k$  від густини струму  $J$ : а) в середовищі азоту; б) в середовищі аргону.



в)

Рис. 3.8. Залежність протяжності темного катодного простору  $d_k$  від густини струму  $J$ : в) на повітрі: 1 – катод діаметром 50 мм; 2 – катод діаметром 40 мм.



Ключ номограми:  $d_k \rightarrow J \rightarrow$  газове середовище  $\rightarrow P$

Рис. 3.9. Номограма визначення тиску газу при нагріванні в тліючому розряді з порожнистим катодом.

Отже, можна сказати, що процес високотемпературного нагріву в плазмі тліючого розряду, що горить у порожнистому катоді, є складною системою, яка характеризується тісним взаємозв'язком декількох параметрів ( $P, d_k, J$ ), що визначають існування ефекту порожнистого катода. На практиці визначення величини цих параметрів пов'язано з певними труднощами, головним чином обумовленими візуальною недоступністю зони нагріву. У зв'язку з цим, нами була запропонована номограма, що дозволяє визначити необхідну величину тиску газового середовища в залежності від конструктивних характеристик системи катод – деталь, у першу чергу відстані між ними ( $L_{к-д}$ ), і щільності струму розряду, що визначають енергетичні характеристики процесу нагріву. Оскільки деталі, для збереження електронейтральності, повинні розташовуватися у ділянці негативного тліючого світіння, величина  $L_{к-д}$  повинна дещо перевищувати величину протяжності  $d_k$ . Тобто величину  $d_k$  слід задавати, виходячи з умови:  $d_k \approx (0,7-0,8) L_{к-д}$ .

### 3.3. ДОСЛІДЖЕННЯ УМОВ СТІЙКОГО ІСНУВАННЯ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ З ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ В УМОВАХ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО НАГРІВУ

Як відомо, стійке існування газового розряду визначається його здатністю зберігати свою форму в умовах дії зовнішніх збурень. Внутрішній електричний опір нормального тліючого розряду ( $R$ ), що знайшов найбільше поширення в процесах дифузійного зварювання, паяння та поверхневої обробки матеріалів, при струмах розряду  $I_p = 1-10$  А і напрузі на електродах  $U = 300-600$  В відносно незначний і складає  $R = 50-1000$  Ом. Тому коливання провідності розрядного кола, внаслідок дії зовнішніх збурень і внутрішніх фізичних процесів у плазмі розряду, здатні призводити до значних стрибків струму. В свою чергу, зростання струму в розрядному колі з одночасним зниженням його опору на 1-2 порядки призводить до лавиноподібного наростання швидкості іонізації в газорозрядній плазмі і супроводжується подальшим зростанням струму і, врешті-решт, переходом тліючого розряду в дуговий режим. Останній характеризується зниженою напруженістю електричного поля [2, 6, 38].

Задля обмеження негативного впливу цього ефекту живлення нормального тліючого розряду, що має статичну ВАХ, близьку до жорсткої, здійснюють від джерела з падаючою або крутопадаючою зовнішньою характеристикою, створеною падінням напруги джерела на активному опорі, ввімкненому послідовно в коло розряду  $R_0$  [34, 40, 41]. В свою чергу, це стає причиною марних витрат енергії на цьому опорі і, відповідно, зниження енергетичної ефективності джерела і процесу нагрівання в цілому.

Оскільки стійкість системи "джерело живлення – розряд" значною мірою визначається належною узгодженістю вольт-амперної характеристики розряду і зовнішньої характеристики джерела живлення, то, в першу чергу, дослідним шляхом нами встановлено вид статичної вольт-амперної характеристики (ВАХ) самого розряду.

Статичні ВАХ розряду були отримані в залежності від струму розряду як шляхом зміни напруги холостого ходу джерела, так і зміною опору в розрядному колі.

Результати досліджень, наведені на (рис. 3.10) і (рис. 3.11), свідчать про те, що в дослідженому діапазоні режимів тліючий розряд з порожнистим катодом має зростаючу ВАХ з позитивним нахилом у межах 3-5 В/мА.

Дослідження статичних ВАХ тліючого розряду шляхом зміни опору в ланцюзі розряду здійснювали для катода діаметром 0,04 м у середовищі азоту і залишкової атмосфери повітря при тисках газу 26 Па і 53 Па. Варіювання опору при цьому відбувалося в межах від 0 до 20 кОм.

Отримані результати свідчать (рис. 3.12), що і в даному випадку характеристики розряду, ініційованого в порожнистому катоді, є зростаючими з позитивним нахилом 2-4 В/мА.

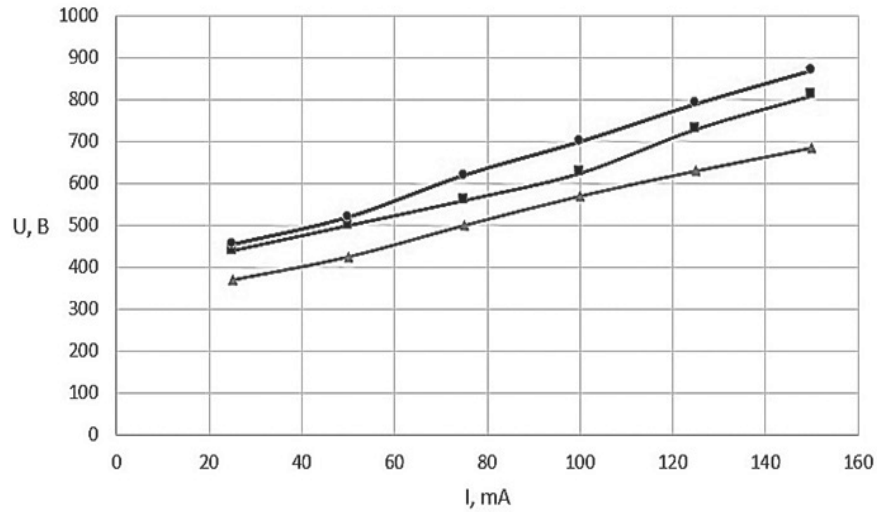
Відома умова стійкості системи "джерело – розряд":

$$\frac{\partial U_p}{\partial i} > \frac{\partial U_{дж}}{\partial i}, \quad (3.2)$$

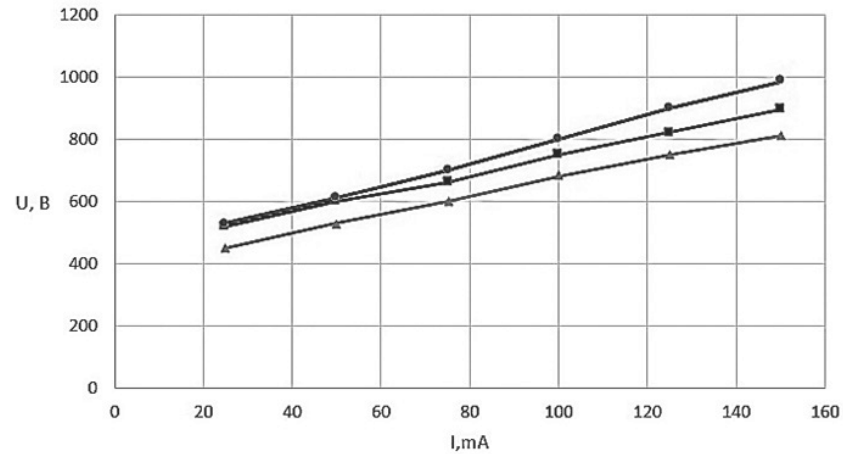
де  $\frac{\partial U_p}{\partial i}$  – динамічний опір розряду;  $\frac{\partial U_{дж}}{\partial i}$  – опір джерела живлення,

з якої випливає, що для забезпечення стійкого існування розряду його динамічний опір має дещо перевищувати динамічний опір джерела живлення [64].





а)  1  2  3



б)  1  2  3

Рис. 3.10. Вольт-амперні характеристики тліючого розряду з порожнистим катодом для різних газових середовищ при тисках газу: а) 53 Па; б) 26 Па: 1 – у середовищі аргону; 2 – в середовищі азоту; 3 – в середовищі повітря.

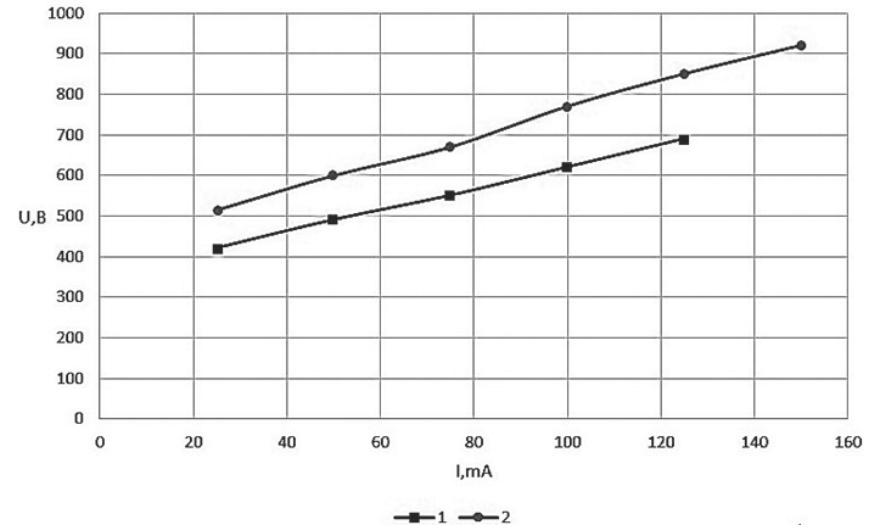


Рис. 3.11. Вольт-амперні характеристики тліючого розряду з порожнистим катодом для різних його діаметрів у середовищі повітря при тиску 26 Па: 1 – діаметр катода 20 мм; 2 – діаметр катода 40 мм.

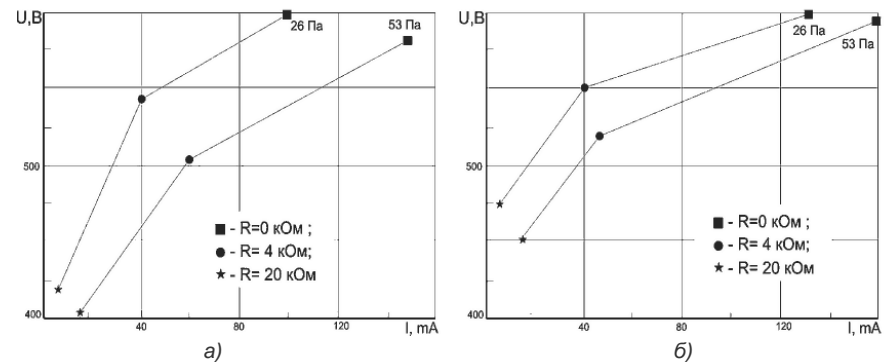


Рис. 3.12. Вольт-амперні характеристики тліючого розряду з порожнистим катодом: а) на повітрі; б) в середовищі азоту.

Оскільки, відповідно до отриманих ВАХ, динамічний опір тліючого розряду з порожнистим катодом  $dU_p/di > 0$  і складає  $10^3-10^4$  В/А, то, згідно з рекомендаціями Г. І. Лескова, зовнішня характеристика джерела, що задовольняє умови стабільного існування розряду, повинна

займати проміжне положення між зовнішньою характеристикою розряду і граничною вертикальною характеристикою джерела, оскільки тангенс кута нахилу ВАХ розряду  $tg\alpha = 104$ , значення кута  $\alpha$  наближається до  $270^\circ$ , що відповідає стрімко зростаючій характеристиці. У зв'язку з цим, для стабільного існування тліючого розряду з порожнистим катодом його живлення можливо здійснювати від економічних джерел з жорсткими або пологопадаючими зовнішніми характеристиками [7, 8].

Другий етап досліджень полягав у визначенні стійкого існування розряду з порожнистим катодом у сукупності з джерелами із зазначеними зовнішніми характеристиками. В якості такого джерела було використано промисловий блок живлення постійного струму БП – 150, у вихідний ланцюг якого включено активний опір незначної величини  $47\text{ Ом}$ , завдяки чому зовнішня характеристика джерела, при струмах розряду менше  $I_p < 1\text{ А}$ , наближається до жорсткої.

Експериментальна перевірка стійкого існування розряду здійснювалася шляхом його реакції на ступеневе збурення за опором у розрядному колі величиною  $R_b = 4\text{ кОм}$  і  $R_b = 20\text{ кОм}$ .

Отримані осцилограми (рис. 3.13) свідчать, що раптове шунтування включеного в коло розряду зовнішнього опору  $20\text{ кОм}$ , величина якого наближається до внутрішнього опору самого розряду, супроводжується зростанням струму в ланцюзі майже втричі без спотворення вихідної форми кривих струму і напруги і різного роду викидів або піків.

Небажані спотворення і піки не спостерігалися також і при запису динамічних характеристик системи "розряд – джерело" за допомогою двокоординатного самописця ПДС-021 (рис. 3.14) в умовах раптового шунтування і подальшого включення зовнішнього опору величиною  $4\text{ кОм}$  і  $20\text{ кОм}$ .

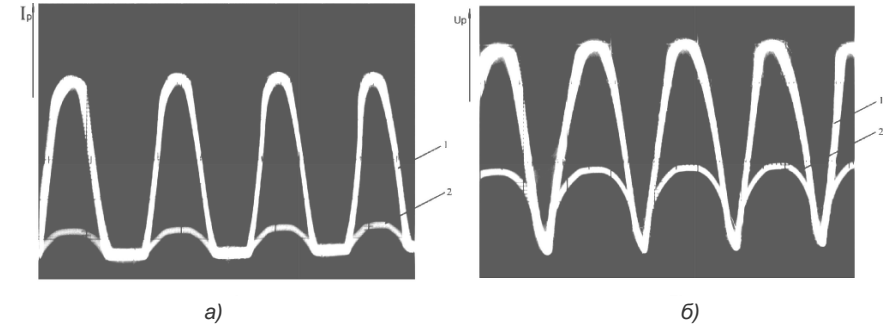


Рис. 3.13. Осцилограми струму (а) і напруги (б) на розряді при стрибкоподібному зниженні опору в його колі (1 – осцилограми після введення збурення; 2 – вихідні осцилограми розряду).

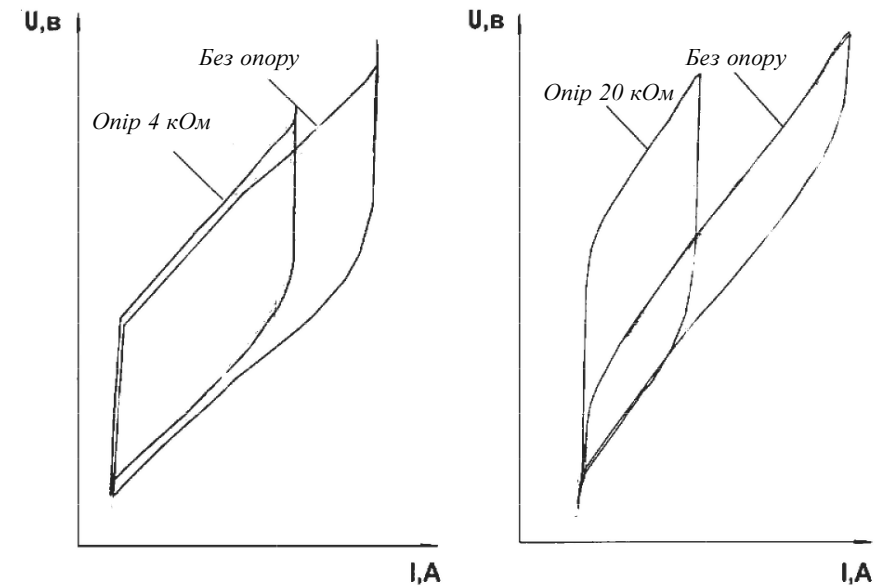


Рис. 3.14. Динамічні характеристики струму в досліді зі стрибкоподібною зміною опору в колі розряду: а) опір  $R = 4\text{ кОм}$ ; б) опір  $R = 20\text{ кОм}$ .

### 3.4. ДОСЛІДЖЕННЯ ЛОКАЛЬНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ З ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ

Як уже зазначалося вище, існування ефекту порожнистого катода пов'язано з осциляцією всередині катодної порожнини значної кількості швидких електронів, емітованих з поверхні катода і прискорених у ділянці катодного падіння потенціалу ( $d_k$ ). Величина електронного струму розряду обумовлює інтенсивність нагріву і залежить від концентрації і рухливості вільних електронів. У зв'язку з цим, з метою подальшого вивчення особливостей нагріву тліючим розрядом у порожнистому катоді постає питання про визначення локальних характеристик плазми розряду, що, перш за все, пов'язано зі встановленням характеру розподілу концентрації швидких електронів по поверхнях деталей, що нагріваються.

В якості інструменту діагностики властивостей плазми тліючого розряду застосовувався метод електричного зонду. Методика вимірювань полягала в наступному: в катодну частину розряду вводився допоміжний електрод, виконаний з тонкого дроту вольфраму діаметром  $0,5$  мм, покритий керамічною ізоляцією, що має оголену частину довжиною  $5$  мм. Зондовий струм замикався через анод, тому полярність джерела напруги обрана так, щоб потенціал зонда був нижче потенціалу анода, а точніше, проміжним між потенціалами анода і катода, щоб не викликати збурення в розрядній плазмі. Дослідження плазми розряду здійснювалися згідно зі схемою, наведеною на (рис. 3.15).

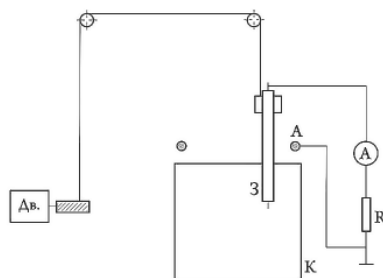


Рис. 3.15. Схема зондових вимірювань: Дв – електродвигун; З – електричний зонд; К – катод; А – анод.

Експеримент полягав у вимірі електричного струму, що проходить через зонд.

Зондову вольт-амперну характеристику знімали в середовищі залишкових атмосферних газів при тиску  $26$  Па. Струм розряду підтримувався постійним на рівні  $I_p = 0,05$  А.

Оскільки свою рухливість емітовані з поверхні катода електрони набувають у ділянці катодного простору, що характеризується ви-

соким падінням напруги, тому для отримання ВАХ плазми у цій ділянці на зонд подавався змінний потенціал від  $0$  В до  $-100$  В.

Як видно з представлених на (рис. 3.16) кривих, зондові ВАХ тліючого розряду з порожнистим катодом мають помітну схожість з ідеальною зондовою ВАХ, отриманою Ленгмюром у 1923 р. [12, 114, 126].

На ВАХ слід виділити ділянку від  $-40$  В до  $0$  В, на якій зонд фіксує стрімке зростання електронного струму. Тут через просторовий заряд проходять не тільки швидкі, але і менш рухливі електрони, енергія яких достатня для подолання різниці потенціалів між плазмою розряду і зондом.

Далі зонд насичується усіма доступними електронами. У зв'язку з цим просторовий розподіл концентрації електронів визначали при потенціалі на зонд  $-20$  В, при якому на поверхню зонда надходять електрони, що володіють ще досить високою енергією, як шляхом занурення зонда вглиб порожнини, так і при радіальному переміщенні зонда щодо порожнини катода.

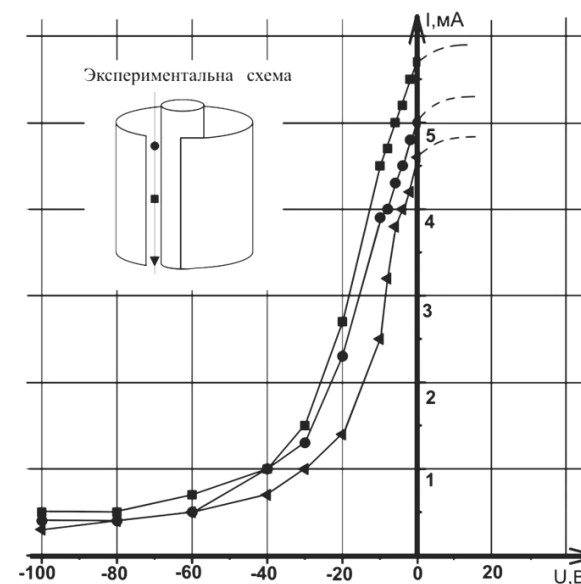


Рис. 3.16. Зондова вольт-амперна характеристика плазми тліючого розряду з порожнистим катодом.

Розподіл концентрації електронів по висоті катода досліджувався в умовах, коли всередині катода перебувала сталева деталь діаметром  $0,008\text{ м}$ . Зонд занурювався углиб катода на відстань  $0,005\text{ м}$ ,  $0,01\text{ м}$ ,  $0,02\text{ м}$ ,  $0,03\text{ м}$  і  $0,04\text{ м}$  як показано на (рис. 3.17а).

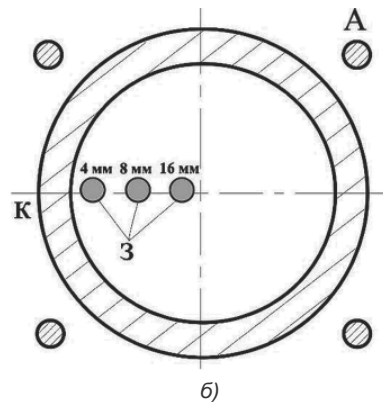
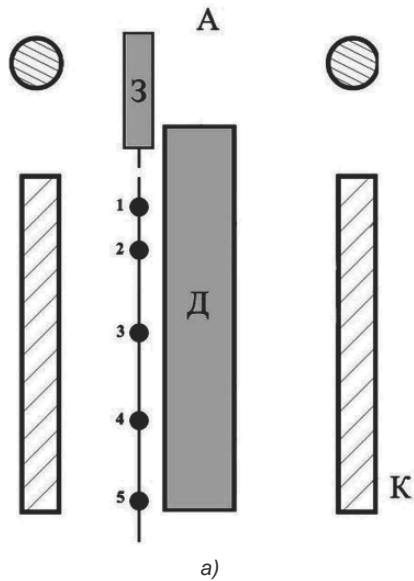


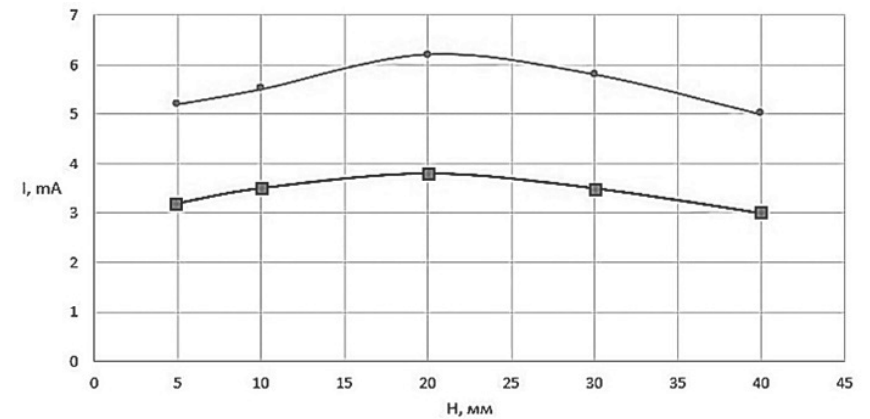
Рис. 3.17. Схема зондових вимірювань в аксіальному (а) та радіальному (б) напрямках: К – катод; Д – деталь; 3 – зонд (опис у тексті).

У другому випадку записувався електронний струм при радіальному переміщенні зонда щодо порожнини на відстань  $0,004\text{ м}$ ,  $0,008\text{ м}$  і  $0,016\text{ м}$  (рис. 3.17б). У кожній точці вимірювання проводилися кілька разів, а потім результати усереднювалися.

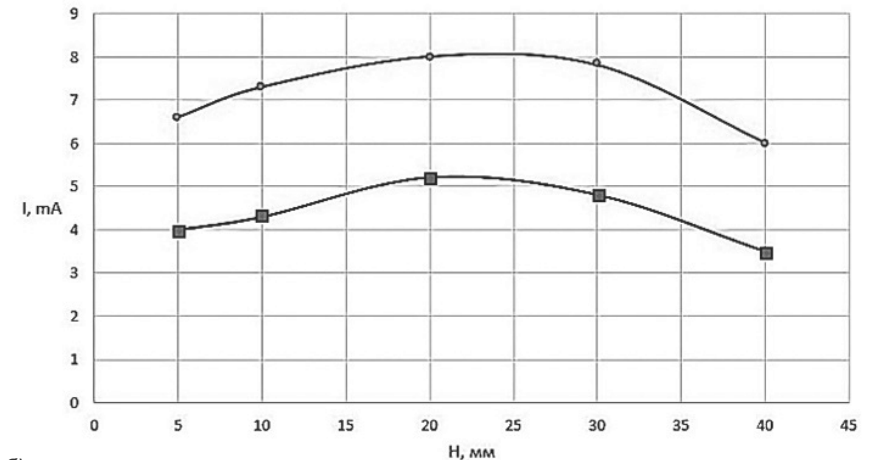
Експериментально отримані залежності, представлені на (рис. 3.17), показують, що концентрація електронів по висоті катодної порожнини змінюється незначно, що обумовлює рівномірність нагріву тліючим розрядом у порожнистому катоді. Найбільша частина електронів припадає на середину деталі, яка відповідає точці 3 на (рис. 3.18). При подальшому зануренні зонда величина електронного струму незначно знижується. Це пов'язано з тим, що траєкторія руху емітованих з поверхні катода електронів під дією значної сили електричного поля спрямована в бік найближчого до анода відкритого торця катодної порожнини [47].

Результати досліджень електронного струму  $I_e$  при радіальному переміщенні зонда відносно стінки катода представлені на (рис. 3.19).

Криві показують, що з віддаленням зонда від стінки катода на відстань від  $0,004\text{ м}$  до  $0,016\text{ м}$  величина електричного струму зро-

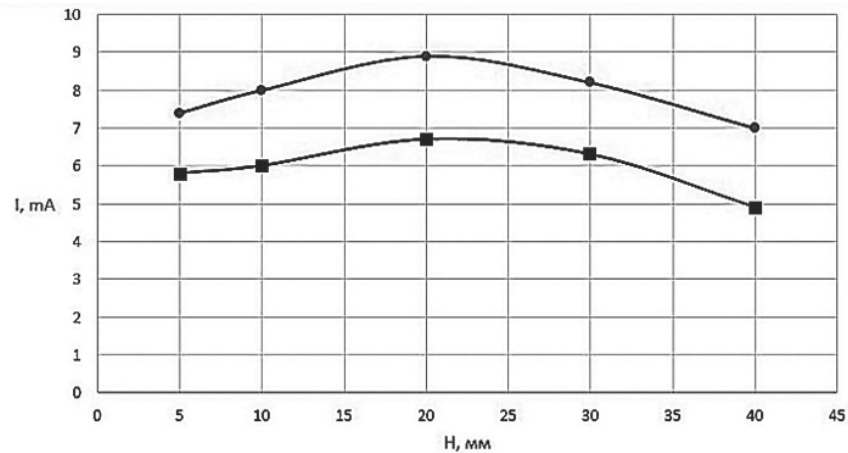


а)



б)

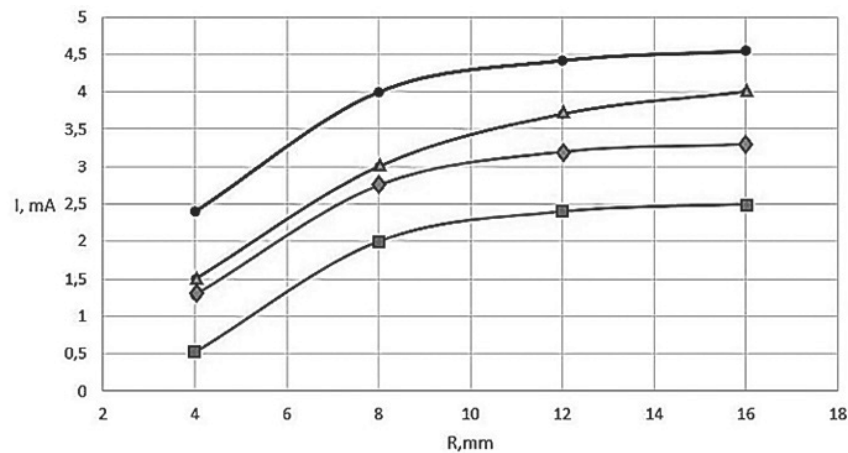
Рис. 3.18. Результати вимірювання електронного струму  $I$  по висоті катодної порожнини  $H$  у випадку, коли зонд перебуває поблизу деталі при тисках газу: а)  $19\text{ Па}$ ; б)  $26\text{ Па}$ .



е)

■ 1 ● 2

Рис. 3.18. Результати вимірювання електронного струму  $I$  по висоті катодної порожнини  $H$  у випадку, коли зонд перебуває поблизу деталі при тисках газу: е) 53 Па: 1 – у середовищі повітря; 2 – в середовищі азоту.

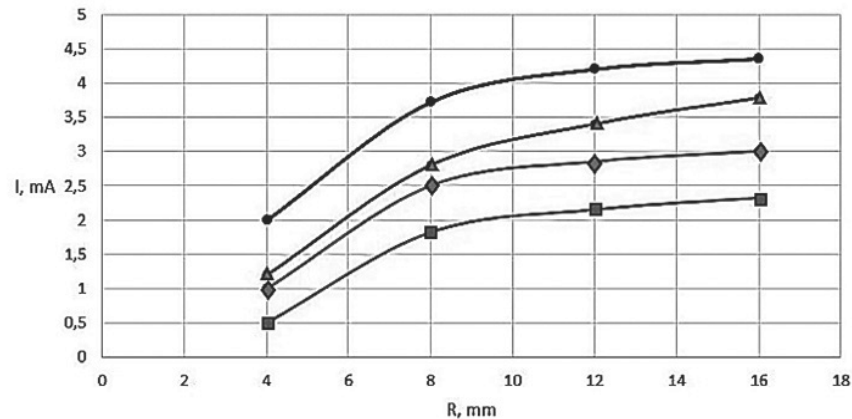


а)

■ 1 ◆ 2 ▲ 3 ● 4

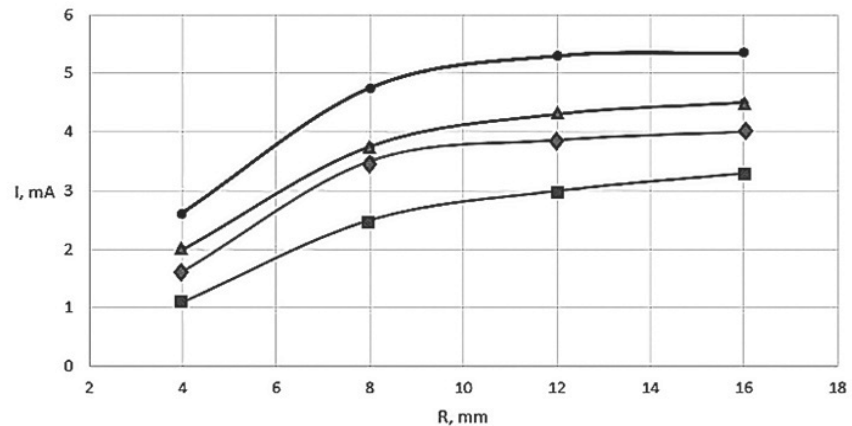
Рис. 3.19. Результати вимірювання електронного струму  $I$  при радіальному переміщенні зонда  $R$  у випадку, коли зонд перебуває на відстані від стінки катода: а) 0,016 м.

стає більш ніж у 2 рази. Це пов'язано з тим, що електрони, емітовані з поверхні катода, внаслідок значного падіння потенціалу в ділянці  $d_k$  з деяким прискоренням рухаються у напрямку до ділянки



б)

■ 1 ◆ 2 ▲ 3 ● 4



в)

■ 1 ◆ 2 ▲ 3 ● 4

Рис. 3.19. Результати вимірювання електронного струму  $I$  при радіальному переміщенні зонда  $R$  у випадку, коли зонд перебуває на відстані від стінки катода: б) 0,008 м; в) 0,004 м; 1 – у середовищі аргону при тиску  $P=19$  Па; 2 – в середовищі аргону при тиску 26 Па; 3 – в середовищі азоту 19 Па; 4 – в середовищі азоту 26 Па.

тліючого світіння, що є, свого роду, електронним стоком, де вони починають втрачати свою енергію на іонізацію газу.

Внаслідок фокусування потоку електронів увігнутою поверхнею порожнини катода концентрація електронів біля поверхні деталі значно перевищує їх концентрацію біля поверхні катода. Тому, розташовуючи деталь у ділянці негативного тліючого світіння, можна здійснювати інтенсивний нагрів як металевих, так і неметалевих вузлів.

Слід зазначити, що в дослідях із вимірюванням концентрації електронів по висоті катода, коли всередині порожнини перебувала деталь, значення електронного струму були дещо вищі, приблизно в 1,3–1,5 раза, ніж при радіальних вимірах плазми без деталі. Це пов'язано з тим, що деталь, перебуваючи всередині катода, призводить до певного стиснення плазми, що супроводжується зменшенням протяжності катодної частини розряду  $d_k$ .

Внаслідок такого щільного прилягання  $d_k$  до стінок порожнини збільшується інтенсивність іонізації, що, в свою чергу, призводить до підвищення емісії з катода і, отже, до збільшення електронного струму  $I_e$  розряду. Вплив тиску газового середовища на величину електричного струму розряду з порожнистим катодом показують залежності, що наведені на (рис. 3.20).

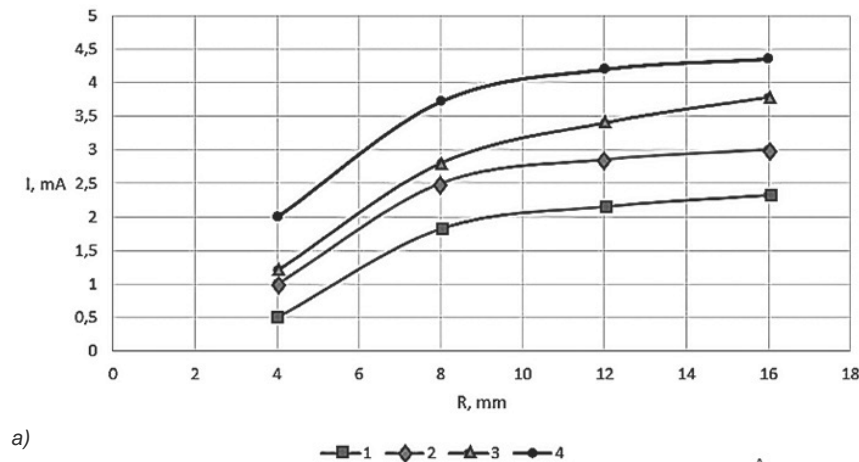


Рис. 3.20. Залежність електричного струму розряду  $I$  від тиску газової середовища  $P$  за умови коли: а) всередині катода перебувала деталь у середовищі повітря.

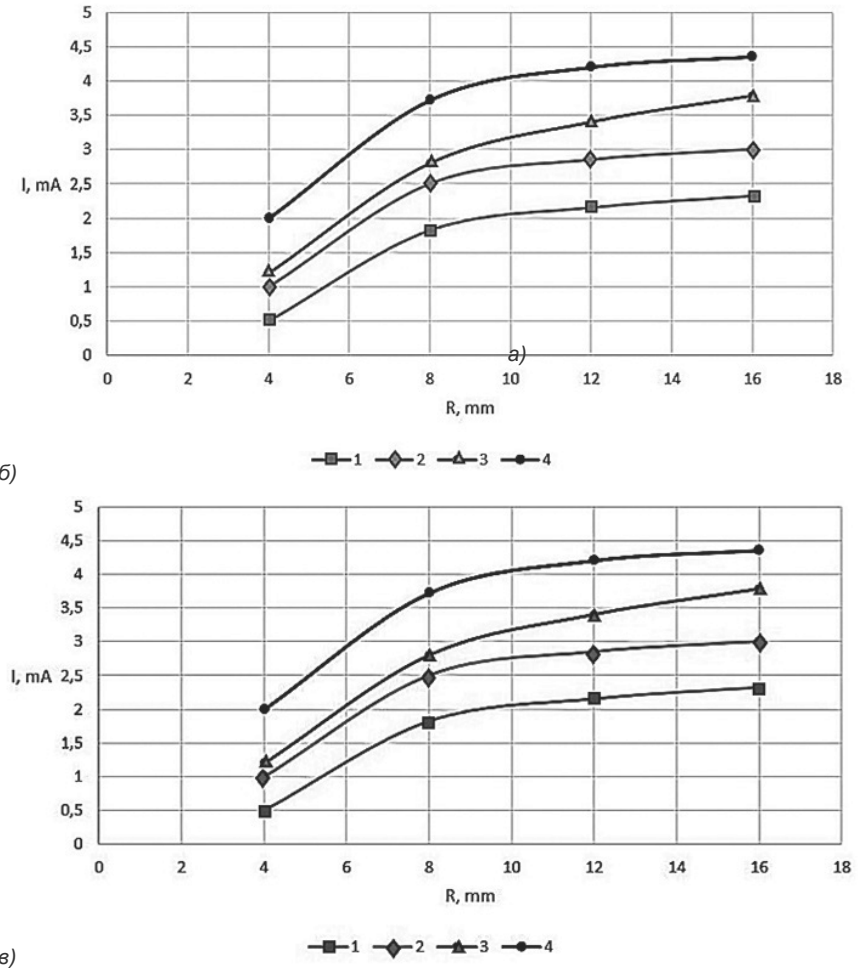


Рис. 3.20. Залежність електричного струму розряду  $I$  від тиску газової середовища  $P$  за умови коли: б, в) без деталі всередині порожнини в середовищі азоту та повітря відповідно; 1 – на глибині 40 мм; 2 – на глибині 5 мм; 3 – на глибині 20 мм.

Отримані криві ілюструють, що в дослідженому діапазоні зміни параметрів залежність величини електронного струму від тиску в розрядній камері носить практично лінійний характер. Підвищення тис-

ку від  $19 \text{ Па}$  до  $53 \text{ Па}$  призводить до зростання значення електронного струму. Це пов'язано з підвищенням загального струму розряду. Оскільки підвищення тиску в газорозрядному проміжку призводить до зменшення напруги горіння розряду, то при постійній напрузі на виході джерела струм розряду буде зростати.

Отже, результати проведених досліджень дають підстави вважати тліючий розряд, ініційований у порожнистому катоді, рівномірно розподіленим джерелом теплової енергії.

## **4. ЕНЕРГЕТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ З ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ ТА УПРАВЛІННЯ НИМИ У ПРОЦЕСАХ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО НАГРІВУ**

---

### **4.1. ЕФЕКТИВНІСТЬ НАГРІВАННЯ В ТЛІЮЧОМУ РОЗРЯДІ З ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ**

Як показано в роботах [38, 42], у нормальному тліючому розряді здійснюється прямий нагрів деталей, що одночасно слугують катодом розряду в результаті безпосереднього перетворення на їх поверхні електричної енергії, що виділяється в розряді, в теплову в процесі бомбардування їх поверхні прискореними позитивними іонами газу і передачею через тонкий білякатодний шар частини енергії (до 60 %) позитивного стовпа розряду. Сумарна дія на катоді двох джерел теплоти забезпечує нагрів з досить високим ефективним ККД, що досягає значень 0,7–0,85.

Механізм нагрівання в тліючому розряді з порожнистим катодом істотно відрізняється і визначається, перш за все, особливостями існування ефекту порожнистого катода.

Деталі, що піддаються високотемпературному нагріванню, розміщують у ділянці негативного тліючого світіння, шари якого частково перекриваються. В результаті перекриття катодних ділянок протяжність їх зменшується, що призводить до підвищення напруженості електричного поля в зоні темного катодного простору  $d_k$ . Зростання напруженості поля на ділянці  $d_k$  пов'язане із певним підвищенням інтенсивності іонізації в темному катодному просторі і, отже, з посиленням потоку іонів, що бомбардують катод і викликають вторинну електронну емісію з нього електронів, які, в свою чергу, бомбардують поверхню деталі. Це призводить до посилення, в порівнянні з норма-

льним тліючим розрядом, електронної складової струму в порожнистому катоді.

В ході розряду іони приходять до катода не одні, а разом з квантами променевої енергії (фотонами), що виділяються в процесі рекомбінації у ділянці тліючого світіння. Віддача усіма частинками своєї потенційної і кінетичної енергії катода підвищує результуючу емісію в порівнянні з емісією, створюваною тільки іонами. Оскільки кількісно врахувати число фотонів, що досягають катода, не є можливим, то, зазвичай, прийнято все число електронів, емітованих катодом, відносити умовно тільки до дії іонів.

Стосовно до розряду, ініційованого в порожнистому катоді, таке припущення є тим більш справедливим, оскільки він існує при порівняно низькому тиску газу, що не перевищує 0,1 кПа, а, як показано в роботі [73], при зниженні тиску газу фотонна складова на катоді стає

мало суттєвою і нею можна знехтувати.

Отже, можна вважати, що нагрів деталей у тліючому розряді з порожнистим катодом здійснюється в результаті бомбардування їх поверхні електронами, що вилітають з поверхні катодної порожнини внаслідок іонно-електронної емісії під дією іонного бомбардування (рис. 4.1).

Величина коефіцієнта іонно-електронної емісії  $\gamma$ , що характеризує число вибитих електронів, що припадають на один бомбардуючий катод іон, становить у тліючому розряді, в залежності від роду газу, матеріалу катода і енергії, що бомбардують іони, в загальному випадку,  $\gamma = 10^{-2} - 10^{-1}$  [71].

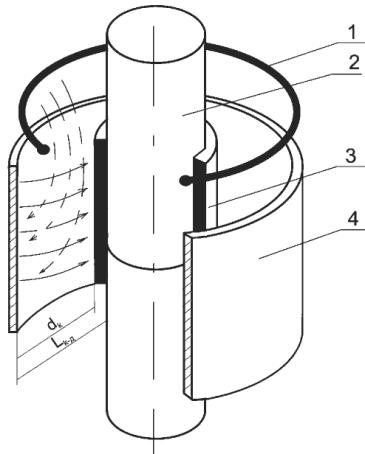


Рис. 4.1. Схема високотемпературного нагріву деталей у тліючому розряді з порожнистим катодом: 1 – анод; 2 – деталі, що нагріваються; 3 – шар негативного тліючого світіння; 4 – порожнистий катод;  $d_k$  – довжина темного катодного простору;  $L_{к-0}$  – відстань катод – деталь.

Для розряду з порожнистим катодом такі дані відсутні. Оскільки експериментальне визначення величини  $\gamma$  досить складне, можливо орієнтовно пов'язати його величину з величиною ефективного ККД  $\eta_0$  нагріву розрядом потужністю  $q_p$ :

$$\eta_0 q_p \approx \gamma q_p, \quad (4.1)$$

Величину ефективного ККД визначаємо експериментально. При цьому корисною вважали теплоту, акумульовану деталлю за час нагрівання, і теплоту, втрачену деталлю за допомогою різних механізмів тепловідведення.

Теплота, акумульована деталлю, визначається її геометричними і теплофізичними характеристиками і може бути знайдена зі співвідношення:

$$q_o = c \rho v \frac{\partial T}{\partial \tau}, \quad (4.2)$$

де  $c$  – питома теплоємність матеріалу деталі,  $\frac{дж}{кг \cdot K}$ ;  $\rho$  – щільність матеріалу,  $\frac{кг}{м^3}$ ;  $v$  – об'єм деталі,  $м^3$ ;  $T$  – зміна температури деталі за час нагрівання,  $K$ ;  $\Delta \tau$  – тривалість нагрівання,  $с$ .

Теплові втрати в системі катод-деталь складаються з тепловіддачі з поверхні деталі шляхом випромінювання і теплообміну між цією поверхнею і нагрітим газом у проміжку між деталлю і катодом за допомогою конвекції або теплопровідності газу.

Для оцінки ролі цих втрат, одночасно з нагріванням деталі здійснювали контроль температури катода і температури газу в ділянці темного катодного простору. Для вимірювання температури катода до нього конденсаторним зварюванням приварювалася ХА (хромель-алюмелева) – термопара. Така ж термопара встановлювалася посередині проміжку катод-деталь для визначення температури газового середовища. Термопара закріплювалася в керамічній оболонці і розміщувалася, як показано на (рис. 4.2), для того, щоб уникнути впливу на неї потоку електронів, здатних привести до створення на термопарі заряду і спотворення результатів вимірювань.

Результати вимірювань показали, що температури і катода, і газу в процесі нагрівання деталей зростають, проте залишаються при цьо-



му помітно нижчими за температури деталі. Так, при максимальній температурі деталі (граничний стан) 1073–1123 К температура катода не перевищує 470–520 К, а температура газу в контрольній точці досягає 773–873 К. Очевидно, температура газу в проміжку поступово знижується від температури деталі до температури катода [43].

Радіаційні втрати випромінюванням з бічної поверхні деталей визначали згідно із законом Стефана – Больцмана:

$$q_u = \varepsilon \sigma_0 \left[ \left( \frac{T}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_0}{100} \right)^4 \right] S_0, \quad (4.3)$$

де  $\varepsilon$  – коефіцієнт чорноти тіла, величину якого брали відповідно до окислених матеріалів згідно з [112],  $\varepsilon \approx 0,8$ ;  $\sigma_0 = 5,76$  – постійна Стефана – Больцмана;  $T$  – температура нагріву деталі, К;  $T_0$  – температура навколишнього середовища, в даному випадку це температура поверхні порожнього катода, що становить у процесі нагрівання  $T_0 \approx 470$ –520 К.

Повну енергію втрат внаслідок випромінювання з поверхні заготовки, що нагрівається за період нагріву, можна обчислити, беручи до уваги деяку середню температуру заготовок за цей період. Однак таке припущення заздалегідь зумовлює помітну помилку, в порівнянні з фактичними втратами, оскільки ці втрати залежать від температури суттєво не лінійно.

Для підвищення точності розрахунків весь часовий інтервал нагріву умовно розбили на 3–4 відрізки, для кожного з яких визначали середню за цей період температуру і відповідну їй потужність втрат. Результуючу потужність знаходили підсумовуванням отриманих значень.

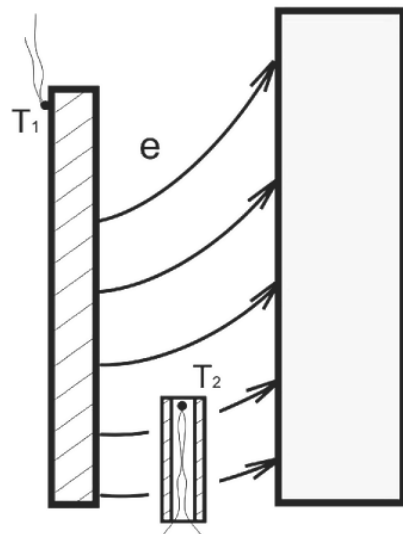


Рис. 4.2. Схема контролю температурного стану катода  $T_1$ , і газового середовища  $T_2$ .

Оскільки в процесі нагрівання і температура порожнистого катода, і середня температура газу в проміжку катод-деталь істотно нижча за температуру самої деталі, можливі втрати теплоти з її поверхні за допомогою теплопровідності газу, що визначається, як:

$$q_T = \lambda \frac{T - T_0}{L} S_0, \quad (4.4)$$

де  $\lambda$  – коефіцієнт теплопровідності газу,  $\frac{Bm}{m \cdot K}$ ;  $T$  і  $T_0$  – відповідно, температури деталі і полого катода, К;  $L$  – протяжність проміжку катод – деталь, м;  $S_0$  – площа бічної поверхні деталі,  $m^2$ .

Розрахунки, виконані згідно із виразами (4.3) і (4.4), свідчать, що внаслідок низької теплопровідності газів (при середній температурі газу  $T \approx 773$  К коефіцієнт теплопровідності аргону  $\lambda = 0,0038 \frac{Bm}{m \cdot K}$ , азоту  $\lambda = 0,055 \frac{Bm}{m \cdot K}$ , [104]) останні втрати при температурі деталі  $T = 973$ –1073 К не перевищують 2–4 Вт, що становить менше 10 % від потужності радіаційних втрат.

Величину ефективного ККД нагріву тліючим розрядом у порожнистому катоді визначали за результатами нагріву сталевих і мідних зразків у вигляді стрижнів діаметром 0,008 м і довжиною 0,04 м, розташованих у вільно підвішеному стані всередині порожнистого катода з апертурою (діаметром) порожнини 0,02; 0,04; 0,05; і 0,06 м і співвідношенням довжини катода до його діаметру  $L / D \approx 5$ –2.

Температурний стан деталей контролювали також хромель-алюмелевою термопарою, розміщеною поблизу одного з торців деталі. Вимірювання температури проводили через кожні 30 с нагріву до досягнення граничного стану. Останнім вважали за такий, при якому температура зростала не більше ніж на 10 К за контрольний проміжок часу.

Струм розряду в експериментах варіювали в межах 35–110 мА, тиск газу (азоту, аргону або залишкової повітряного середовища) встановлювали на рівні 10 Па, 26 Па і 52 Па.

Величину ефективного ККД визначали як відношення:

$$\eta_0 = \frac{q_d + q_T + q_u}{q_p}, \quad (4.5)$$

Результати досліджень представлені на (рис. 4.3).

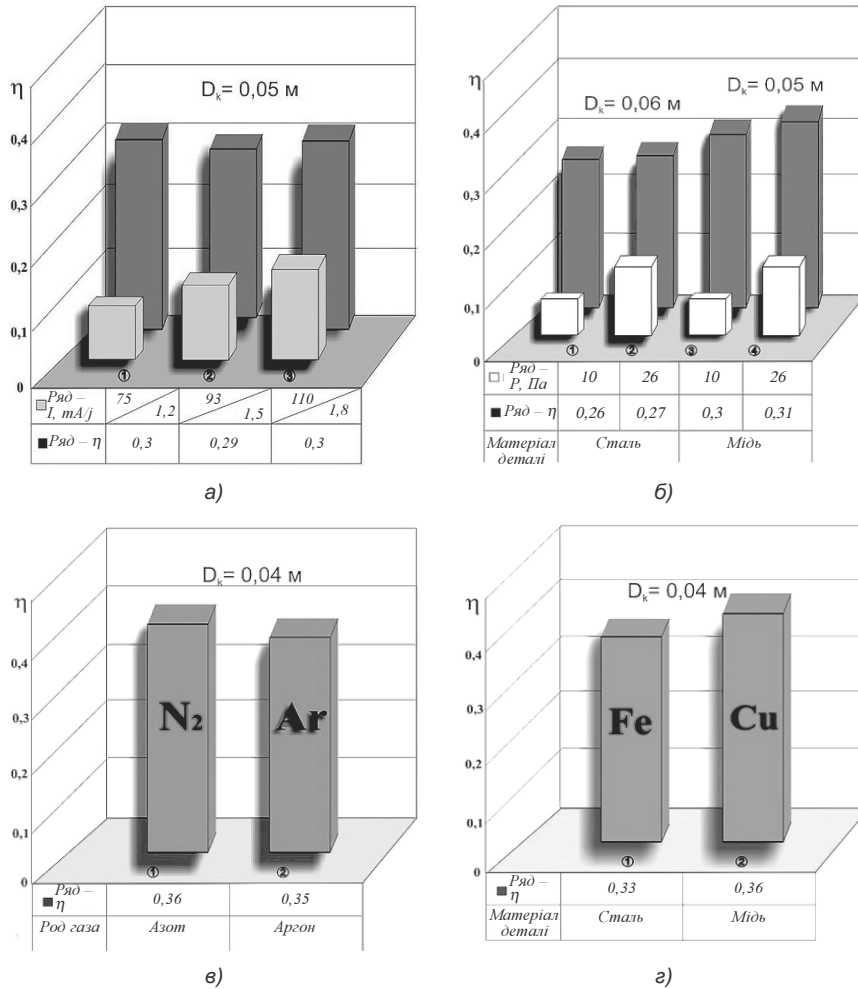


Рис. 4.3. Характер впливу різних параметрів режиму нагріву тліючим розрядом у катоді на ефективний ККД розряду (опис у тексті).

Експериментально отримані результати показують, що при незмінних геометричних характеристиках катода величина ефективного ККД практично не залежить від значення розрядного струму  $i$ , відповідно, щільності струму на ньому (рис. 4.3а), незважаючи на те, що зі збільшенням струму помітно зростає як температура нагріву деталей, так і швидкість нагріву. Це пов'язано з тим, що внаслідок зростаючої статичної вольт-амперної характеристики тліючого розряду з порожнистим катодом збільшення струму супроводжується підвищенням напруги на розряді  $i$ , відповідно, зростанням його потужності.

Так само несуттєво величина  $\eta_0$  залежить від тиску газу в робочій камері, незважаючи на те, що швидкість нагріву і абсолютні значення температур деталі мають певну кореляцію з цим параметром режиму (рис. 4.3б).

Зокрема, при зниженні тиску в камері  $i$ , відповідно, в порожнині катода при постійному струмі розряду інтенсивність нагріву зростає. Однак це може бути пояснено певним підвищенням напруги на розряді при зниженні тиску газу. Так, у наших дослідах зміна тиску газу від  $53 \text{ Па}$  до  $10 \text{ Па}$  призводила до підвищення напруги в  $1,4-1,5$  раза з відповідним підвищенням потужності розряду.

Малий вплив на ККД нагріву тліючим розрядом з порожнистим катодом спричиняє і рід газового середовища. Оскільки і азот, і аргон мають близькі значення потенціалів іонізації ( $14,5 \text{ В}$  і  $15,7 \text{ В}$  відповідно), слід вважати, що і величина коефіцієнта іонно-електронної емісії у них буде практично однаковою. У зв'язку з цим, при рівних інших умовах нагріву потужність розряду в азоті і аргоні змінюється мало і ККД залишається постійним (рис. 4.3в).

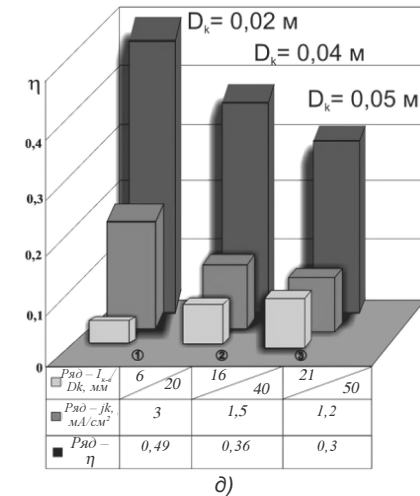


Рис. 4.3. Характер впливу різних параметрів режиму нагріву тліючим розрядом у катоді на ефективний ККД розряду (опис у тексті).

На (рис 4.3є) представлена залежність величини ефективного ККД нагріву тліючого розряду в порожнистому катоді від виду матеріалу деталі, що нагрівається. Нагрівання сталеві і мідної деталей однакових габаритів здійснювали в однакових умовах при одних і тих самих режимах. Отримані результати свідчать, що величина ефективного ККД при нагріванні сталеві деталі дещо нижча. Це може бути пов'язано з тим, що об'ємна теплоємність сталі, що характеризує кількість теплоти, необхідної для нагрівання одиниці об'єму на  $1\text{ К}$ , становить  $c\rho = 4,35 \cdot 10^6 \text{ Дж/К}$  і перевищує аналогічний параметр для міді  $c\rho = 3,6 \cdot 10^6 \text{ Дж/К}$ . Це ускладнює нагрів сталі і вимагає підвищення потужності джерела. Експериментально отримані результати показують, що величина ефективного ККД для розглянутих випадків відрізняється на 3–4 %, тобто порівняно несуттєво.

Найбільш помітно, як показують результати, ефективність нагріву залежить від геометричних характеристик вузла катод-деталь, а саме – від протяжності проміжку катод-деталь ( $l_{к-д}$ ), яка визначається внутрішнім діаметром катодної порожнини. Зі збільшенням цього проміжку величина ефективного ККД істотно знижується, причому ця залежність має близький характер як у разі незмінного струму розряду, так і при незмінній щільності струму на катоді (рис. 4.3д). Це може бути пов'язано зі збільшенням втрат електронів через відкриті торці катодної порожнини в напрямку анода під дією сильного електричного поля в проміжку катод-анод [109], що діє практично перпендикулярно до початкового напрямку руху електронів, емітованих з катода.

Для визначення величини викривлення траєкторії електронів, що вилітають з катода по нормалі до його поверхні, розглянемо їх рух у проміжку катод-деталь під дією електростатичних полів, що діють у цьому проміжку. Потенційна іонно-електронна емісія має місце лише для іонів таких елементів і таких мішеней (катод), для яких виконується умова [114, 121].

$$U_i \geq 2e\phi, \quad (4.4)$$

де  $U_i$  – потенціал іонізації атомів (молекул) газу;  $e\phi$  – робота виходу електронів мішені.

Електрони, що вилітають, будуть мати кінетичну енергію, яка дорівнюватиме:

$$\frac{1}{2}mV^2 = e(U_i - 2\phi), \quad (4.5)$$

де  $m$ ,  $V$ ,  $e$  – маса, швидкість і заряд електрона відповідно.

На емітовані з катода електрони буде діяти сила  $F$ , яка визначається напруженістю електричного поля  $E$ , існуючого в проміжку катод-анод:

$$F = eE, \quad (4.6)$$

Під дією цієї сили траєкторія руху електрона буде викривлятися, при цьому електрон буде зміщуватися з прискоренням:

$$a = \frac{F}{m} = \frac{eE}{m} = \frac{eU}{md}, \quad (4.7)$$

де  $U$  – напруга на розрядному проміжку катод-анод;  $d$  – середня величина проміжку катод-анод.

У зв'язку з цим електрон одночасно рухається в сторону деталі, в проміжку катод-деталь і в сторону анода під дією сил електричного поля. В результаті цього рух електронів відбувається по параболі.

Зсув електронів до анода в проміжку катод-деталь протяжністю  $l_{к-д}$ :

$$h = \frac{at^2}{2}, \quad (4.8)$$

де, в свою чергу, час  $t$  руху електрона в цьому проміжку:

$$t = \frac{l_{к-д}}{V}, \quad (4.9)$$

Отже, величина зсуву складе, з урахуванням (4.7), (4.8), (4.9),

$$h = \frac{eU}{2md} \left( \frac{l_{к-д}}{V} \right)^2 = \frac{Ul_{к-д}^2}{4d(U_i - 2\phi)}, \quad (4.10)$$

Розрахунки, виконані згідно з виразом (4.10), показують, що якщо для катода діаметром  $0,02\text{ м}$  і деталі діаметром  $0,008\text{ м}$ , тобто для  $l_{к-д} = 0,006\text{ м}$  при напрузі розряду  $U = 1000\text{--}1500\text{ В}$  величина

зміщення електронів становить  $h = 0,025-0,04$  м, то для катода діаметром  $0,05$  м і тієї ж деталі величина зміщення зростає більш ніж на порядок, що істотно полегшує умови виходу електронів з порожнини катода (рис. 4.4). Такий вихід електронів візуально спостерігається при зниженому тиску газу на катодах більшого діаметру у вигляді стовпа фіолетового світіння, спрямованого в бік до анода (рис. 4.5). Для орієнтовної оцінки впливу такого механізму втрат на величину ефективного ККД були додатково проведені дослід з конструктивною зміною схеми нагріву для катодів одного і того ж діаметру [52].

У першому випадку використовували порожнистий катод з прорізом уздовж осі і розташуванням анода вздовж прорізу (рис. 4.6а). В цьому випадку, аналогічно розглянутому вище, утворювався один канал виходу електронів з викривленням траєкторії електронів також у сторону анода, але вже перпендикулярно поверхні катода і деталі. Величина ефективного ККД для цієї схеми нагріву складала  $\eta_0 = 0,35-0,37$ , що відповідає попередньому випадку ( $\eta_0 = 0,34-0,36$ ).

У наступних дослідках використовували схеми нагріву з двома каналами виходу електронів. В одному з варіантів використовували пе-

рвісну схему, але з розташуванням додаткового анода з іншого відкритого торця катода (рис. 4.6б). В іншому варіанті використовували порожнистий катод, що складається з двох неповних кільцевих сегментів (рис. 4.6в), що міститься під одним і тим самим потенціалом.

Результати експериментів показали, що величина ефективного ККД в обох крайніх випадках складала  $\eta_0 = 0,32-0,33$ , що на 3-4 % нижче, ніж за наявності одного каналу втрат електронів. Однак, оскільки збільшення діаметра катода від  $0,04$  до  $0,05$  м або збільшення проміжку катод-деталь від  $0,016$  до  $0,021$  м призводить до більш істотного зниження  $\eta_0$  на 7-8 %, такий механізм втрат не можна вважати єдиним.

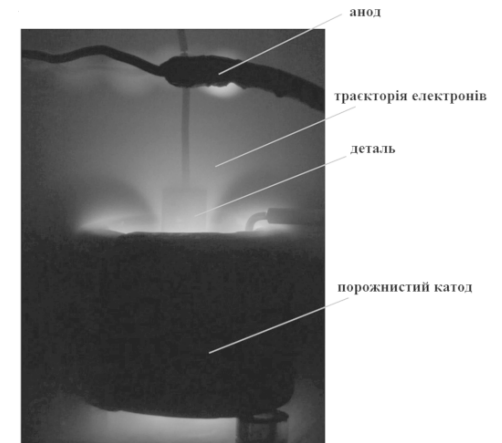


Рис. 4.5. Траєкторія електронів.

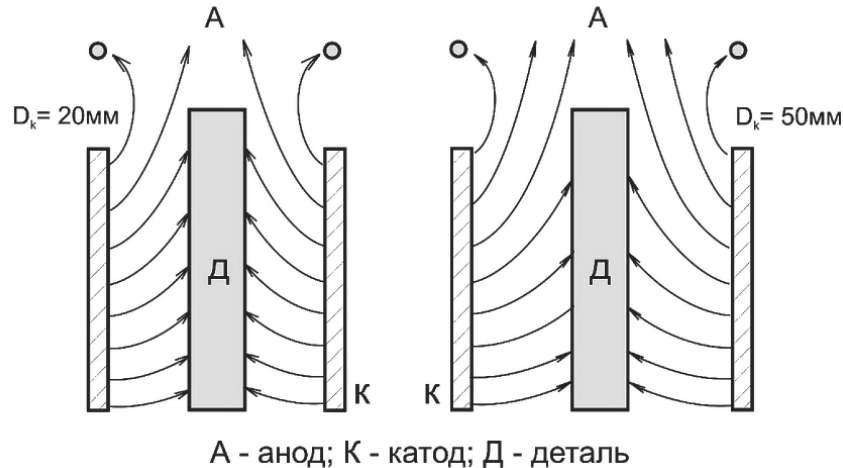


Рис. 4. 4. Схема зміщення траєкторії електронів для діаметрів катода: а)  $D_k = 20$  мм; б)  $D_k = 50$  мм.

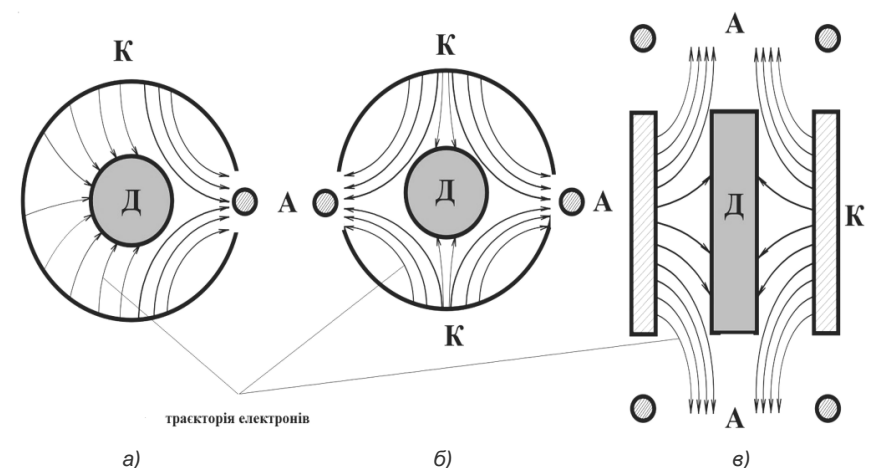


Рис. 4.6. Схеми нагріву тліючим розрядом у порожнистому катоді: а) з одним каналом виходу електронів; б, в) з двома каналами виходу електронів; А – анод розряду; К – катод розряду; Д – деталь.

Іншою складовою втрат енергії електронів може бути їх зростання за рахунок збільшення числа акту зіткнень електронів з атомами і іонами газу при збільшенні відстані катод-деталь при більшому діаметрі катода.

Згідно з кінетичною теорією газів, довжина вільного пробігу електронів у газі становить [77, 121]:

$$\lambda_e = 4\sqrt{2}\lambda_a, \quad (4.11)$$

де  $\lambda_a$  – довжина вільного пробігу атома, яка, згідно з тією ж теорією, становить:

$$\lambda_a = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n}, \quad (4.12)$$

де, в свою чергу,  $\sqrt{2}\pi d^2 n = Q$  – газокінетичний перетин атомів (молекул), що становлять для аргону  $Q = 59 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$ , азоту  $Q = 62 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$ ;  $n$  – щільність атомів (молекул) газу,  $\text{м}^3$ .

Вважаючи, що  $n = P/kT$ , де  $P$  – тиск газу, Па;  $k$  – постійна Больцмана ( $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ );  $T$  – температура газу, що становить у нашому випадку  $T \approx 573\text{--}873 \text{ К}$ , можна перетворити вираз (4.11) до вигляду:

$$\lambda_e \approx 4\sqrt{2} \frac{kT}{PQ}, \quad (4.13)$$

Розрахунки, виконані згідно з (4.13) для аргону, показали, що довжина вільного пробігу електронів при тисках газу  $26\text{--}53 \text{ Па}$  становить  $\lambda_e = 0,004\text{--}0,002 \text{ м}$ . Тобто при збільшенні діаметру катода від  $0,02$  до  $0,05 \text{ м}$  кількість актів зіткнень електронів зростає в 3–4 рази, що, безумовно, має відбитися на їх кінцевій швидкості і, відповідно, енергії зіткнення з поверхнею деталі.

Зі збільшенням апертури порожнистого катода зростає, очевидно, роль і інших механізмів втрат енергії, таких як втрати енергії за рахунок теплопровідності газу і конвекції. Однак, внаслідок дуже низької величини коефіцієнта теплопровідності газу і досить високого ступеня його розрідження, вони не можуть бути істотними.

Також у роботі досліджено вплив роду струму на величину ефективного ККД тліючого розряду з порожнистим катодом. Здійснювали нагрів постійним струмом за традиційною (діодною) схемою, анод –

циліндричний порожнистий катод, у центрі якого розташована деталь і нагрів змінним струмом.

Нагрівання змінним струмом здійснювали при використанні розрізного двосекційного порожнистого циліндричного катода, до секцій якого підключені виводи джерела змінного струму. В цьому випадку зовнішній анод відсутній, а секції катода по черзі виконують функції анода і катода (рис. 4.7).

Встановлено, що при нагріванні змінним струмом величина ефективного ККД розряду нижча, ніж на постійному, приблизно на 6–8 %, внаслідок періодичності (не одночасного) нагрівання всієї деталі. Однак цей спосіб забезпечує можливість використання джерел живлення меншої складності і вартості [50].

Отже, отримані результати показують примітну особливість нагріву деталей тліючим розрядом у порожнистому катоді, а саме: залежність, що визначає ефективність нагріву від одного параметра – протяжності проміжку між поверхнею катода, що емітує електрони, і поверхнею деталі, на якій виділяється тепла енергія в результаті бомбардування її цими електронами. Це істотно полегшує і спрощує визначення оптимальних умов і режимів нагріву.

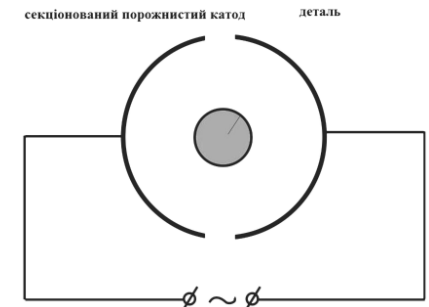


Рис. 4.7. Схема нагріву змінним струмом.

## 4.2. РОЗРАХУНКОВЕ ВИЗНАЧЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ НАГРІВУ ДЕТАЛЕЙ ПРИ ЗВАРЮВАННІ І ПАЯННІ В НИЗЬКОТЕМПЕРАТУРНІЙ ПЛАЗМІ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ З ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ

Спосіб дифузійного з'єднання однорідних і різнорідних матеріалів широко використовується в різних галузях промисловості. Тому питання якості з'єднань, виконаних дифузійним зварюванням, є важливим і актуальним.

Найважливішим параметром дифузійного зварювання, що визначає властивості зварного з'єднання, є температура нагріву в зоні зварного контакту. При зниженій температурі зварювання сповільнюються процеси дифузії атомів у зоні з'єднання, ускладнюються умови деформації мікроступів на етапі формування фізичного контакту, в недостатній мірі розвиваються процеси рекристалізації, що призводять до утворення загальних зерен у зоні з'єднання матеріалів, що є необхідною умовою отримання якісного з'єднання. У той же час надмірне підвищення температури, прискорюючи швидкість дифузії, спричинює зростання зерна з погіршенням механічних властивостей з'єднань, а також призводить до помітних пластичних деформацій деталей, що зварюються. Оптимальна температура дифузійного зварювання, згідно з [76], повинна дещо перевищувати температуру рекристалізації з'єднуваних матеріалів або сплавів [77] і складати певну частину від температури їх плавлення, тобто  $T_{зв} / T_{пл} = const$ . Оптимальна величина цього співвідношення, для більшості поєднань з'єднань конструкційних матеріалів і сплавів, до теперішнього часу експериментально встановлена і наведена у літературних джерелах [31, 58].

Звідси випливає, що при дифузійному зварюванні для забезпечення високої якості з'єднань необхідний ретельний контроль і управління тепловим режимом зони з'єднання деталей.

При дифузійному зварюванні у вакуумі для контролю температури деталей, що з'єднуються, ефективно використовують як контактні (за допомогою термопар), так і безконтактні технології (оптичними і фотоелектричними пірометрами) способи. При зварюванні в тліючому розряді застосування термопар обмежується тим, що вони розта-

шовуються в зоні дії тліючого розряду, що може призводити до перегріву і обгорання тонких провідників. Використання оптичних методів при зварюванні в тліючому розряді з порожнистим катодом не можливе, оскільки зона з'єднання недоступна для візуального контролю (рис. 4.8). У зв'язку з цим, більш доцільним є застосування непрямих методів прогнозування теплового стану деталей, що зварюються, на основі математичної моделі теплового процесу, що перебігає в часі.

Для побудови такої моделі необхідно, в першу чергу, визначити ділянку для її застосування і встановити основні особливості і умови нагріву деталей тліючим розрядом у порожнистому катоді, що відповідають цій ділянці.

Як уже було продемонстровано в розділі 3, тліючий розряд з порожнистим катодом має зростаючу статичну вольт-амперну характеристику, коли зі збільшенням струму розряду одночасно зростає падіння напруги на розрядному проміжку. При цьому при тисках газу  $1-100 \text{ Па}$  і токах розряду більш ніж  $0,5-1,0 \text{ А}$  напруга на розряді сягає  $3000-5000 \text{ В}$  і більше. Це суттєво ускладнює конструкцію джерела живлення і управління розрядом, оскільки висока напруженість електричного поля в цьому випадку спричиняє утворення мікродугових пробів, що порушують стійкість розряду.

У зв'язку з цим є доцільним застосування тліючого розряду з порожнистим катодом як джерела нагрівання при дифузійному зварюванні виробів обмежених

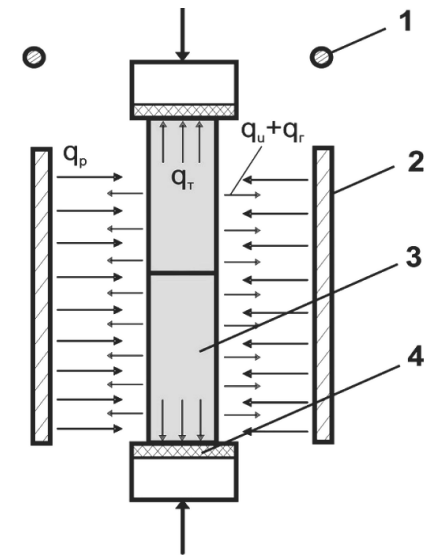


Рис. 4.8. Схема нагріву деталі в тліючому розряді з порожнистим катодом, де:  
1 – анод; 2 – порожнистий катод;  
3 – деталь; 4 – електро- і теплоізоляційна прокладка;  $q_p$  – потужність розряду;  $q_u + q_r$  – втрати внаслідок випромінювання і теплопровідності газу відповідно;  $q_m$  – тепловідвід у притискні пристрої.

розмірів при токах розряду, приблизно до  $0,5 A$  і, відповідно, напруги на розрядному проміжку до  $1000-3000 B$  [41, 51].

На практиці до таких виробів, що отримуються за допомогою дифузійного зварювання, крім компактних і пустотілих з'єднань з однорідних і різнорідних металів, можна віднести також зварні вузли чутливих елементів датчиків різного призначення, а саме: датчиків тиску, сили, прискорення й інших параметрів різних технологічних процесів.

Робочий вузол таких датчиків складається з різнорідних матеріалів, що включають, у залежності від призначення датчика, з'єднання метал-п'єзокераміка, метал-скло, метал-напівпровідник, метал-скло-напівпровідник і ін., що отримуються зварюванням у твердій фазі.

Габарити таких виробів, як у радіальному, так і в аксіальному напрямках, досить обмежені і не перевищують, як правило, одиниць сантиметрів.

Для забезпечення електронейтральності зварного вузла, що є необхідною умовою при нагріванні в розряді з порожнистим катодом, його ізолюють від корпусу камери, яка перебуває під позитивним потенціалом щодо катода, для чого між деталями і притискним пристроєм поміщають електроізолюючі прокладки (сльода, кераміка). Ці прокладки виконують одночасно і теплоізолюючі функції внаслідок їх низької теплопровідності. Це необхідно для того, щоб усунути або істотно обмежити теплові втрати із зони нагріву в деталі притискного пристрою, яка має контакт з корпусом камери.

Оскільки деталі, що складають зварний вузол, можуть мати істотно різне значення коефіцієнта лінійного розширення (ТКЛР), необхідно, щоб нагрівання та охолодження вузла відбувалися рівномірно, в іншому випадку в зоні з'єднання можливе утворення кристалізаційних тріщин.

Звідси можна сформулювати основні вихідні умови для розробки математичної моделі процесу нагрівання деталей при зварюванні в тліючому розряді з порожнистим катодом.

Виріб, що зварюється, може бути представлено у вигляді стрижня, що складається з двох або більше заготовок з однорідних або різнорідних матеріалів. Нагрівання стрижня повинно здійснюватися рівно-

мірно по всій бічній поверхні постійним у часі тепловим потоком. Поперечний переріз стрижня досить малий і величина критерію Біо незначна:  $Bi = \frac{\alpha r}{\lambda} < 0,1$  (де  $\alpha$  – коефіцієнт поверхневої тепловіддачі з поверхні стрижня,  $r$  – радіус стрижня,  $\lambda$  – коефіцієнт теплопровідності). В цьому випадку тіло, що нагрівається, може бути розглянуто як добре турбулізована рідина, що має дуже велику теплопровідність і, отже, однакову по всьому об'єму температуру. В результаті задача розрахунку температури в тілі зводиться до визначення температури його поверхні або будь-якої іншої точки тіла [112].

Для досягнення адекватності розрахункової теплової моделі необхідно взяти до уваги можливі енергетичні втрати в процесі нагрівання.

Оскільки інтенсивність нагріву при дифузійному зварюванні порівняно мала (велика тривалість нагріву), бокова поверхня заготовок для прийнятого типу виробів розвинена (велика в порівнянні з площею поперечного перерізу), то втрати випромінюванням з поверхні деталей, що нагріваються, можуть становити значну частину теплових втрат, особливо при температурах понад  $973-1073 K$ .

Конвективні потоки в камері внаслідок значного розрідження газу незначні і тому охолодження деталей у результаті конвекції можна не враховувати.

Як уже було зазначено, між протилежними торцями деталі і притискними пристроями розміщуються теплоізолюючі прокладки, тому в першому наближенні можна вважати ці границі адіабатичними, тобто такими, що не пропускають тепло. У той же час, у більш точних розрахунках слід враховувати, що товщина цих прокладок відносно невелика і тому вони володіють кінцевим тепловим опором, на якому можливі деякі теплові втрати.

Середня температура газу в проміжку деталь-порожнистий катод нижче температури нагріву деталі і тому можливе деяке перенесення теплоти за допомогою теплопровідності газу від поверхні деталі до поверхні порожнистого катода, температура нагріву якого в процесі зварювання порівняно невелика і, як було показано в п. 4. 1, не перевищує  $473-573 K$ .

У загальному вигляді рівняння теплового балансу при нагріванні в порожнистому катоді однорідного стрижня можна записати у вигляді:

$$c\rho v \frac{\partial T}{\partial \tau} = q_p - q_n, \quad (4.14)$$

де в лівій частині представлена енергія, акумульована деталлю, що нагрівається, а в правій – різниця між енергією розряду  $q_p$  і енергією теплових втрат  $q_n$ .

У виразі (4.14):  $c\rho$  – об'ємна теплоємність матеріалу деталі;  $v$  – обсяг деталі;  $T$ ,  $\tau$  – температура і тривалість нагрівання.

Потужність джерела нагріву (розряду) з урахуванням ефективного ККД  $\eta_o$ :

$$q_p = \eta_o I_p U_p, \quad (4.15)$$

де  $I_p$  і  $U_p$  – струм і напруга розряду.

Теплові втрати випромінюванням визначають за законом четвертих ступенів, однак у роботі [124] показано, що для розрахунку нагріву і охолодження тіл зручно зв'язати потік променистого теплообміну з перепадом температур на поверхні простим співвідношенням:

$$q_u = \alpha_r (T - T_c) S_o \approx \alpha_r T S_o, \quad (4.16)$$

де  $\alpha_r$  – коефіцієнт променистого теплообміну, значення якого залежить від температури і в діапазоні температур 473–1273 K зростають від 20 до 140  $W/m^2 K$  [80];  $T_c$  – температура навколишнього середовища, в даному випадку температура поверхні катода, яка, як уже було зазначено, порівняно невисока;  $S_o$  – площа бічної поверхні деталей, що зварюються.

У разі, коли тепловий опір теплоізолюючих прокладок між торцями деталі і притискним пристроєм не є нескінченним, можливий деякий відтік теплоти за допомогою теплопровідності із зони нагріву стрижня площею поперечного перерізу  $S_c$  через прокладку товщиною  $\delta$  і коефіцієнтом теплопровідності  $\lambda$ :

$$q_u = 2\lambda \frac{T - T_{np}}{\delta} S_c \approx 2\lambda \frac{T}{\delta} S_c, \quad (4.17)$$

де  $T_{np}$  – температура деталей притискного пристрою, що не перевищує в процесі зварювання 373–473 K.

Теплові втрати від деталі до поверхні катода за допомогою теплопровідності газу можуть бути враховані аналогічною залежністю:

$$q_u = \lambda_r \frac{T - T_c}{L} S_o \approx \lambda_r \frac{T}{L} S_o, \quad (4.18)$$

де  $\lambda_r$  – коефіцієнт теплопровідності газу;  $L$  – протяжність проміжку деталь-катод.

З урахуванням (4.16), (4.17), (4.18) вираз (4.14) може бути представлено у вигляді лінійного диференціального рівняння:

$$c\rho v \frac{\partial T}{\partial \tau} + T(\alpha_r S_o + 2\lambda \frac{S_c}{\delta} + \lambda_r \frac{S_o}{L}) = q_p, \quad (4.19)$$

Рішення цього рівняння має вигляд:

$$T(t) = \frac{q_p}{K} (1 - e^{-\frac{Kt}{c\rho v}}), \quad (4.20)$$

де  $K$  – являє собою суму, яка міститься в дужках у виразі (4.19).

Перевірку адекватності виразу (4.20) проводили шляхом порівняння з отриманими експериментально результатами нагріву сталевих і мідних стрижнів діаметром 0,008 м і довжиною 0,04 м, що перебуває у вільно підвішеному стані з урахуванням радіаційних втрат і втрат внаслідок теплопровідності газу [120]. Величину коефіцієнта радіаційних втрат визначили для температури, яка становить 0,75 від максимальної температури нагріву, отриманої експериментально відповідно до рекомендацій [119].

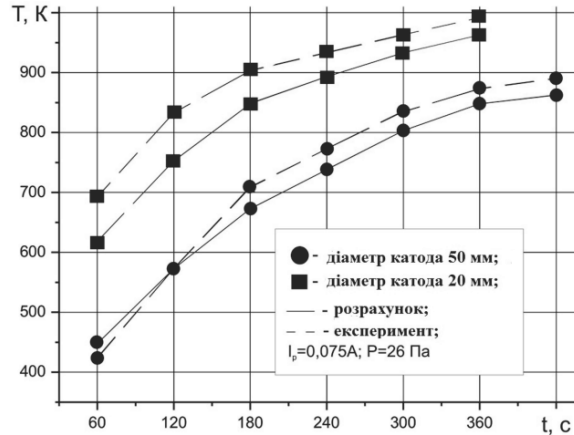
Тепловий стан зразків контролювали хромель-алюмелевою термопарою, закріпленою всередині одного з торців деталі.

Результати, наведені на *рис. 4.9*, показують, що розрахункові значення температур наближаються до встановлених в умовах експерименту, що дає підставу для використання залежності (4.20) для прогнозування температурного стану зварного вузла в часі або після відповідних перетворень застосовувати її для орієнтовного визначення тривалості нагріву до заданої температури в вигляді:

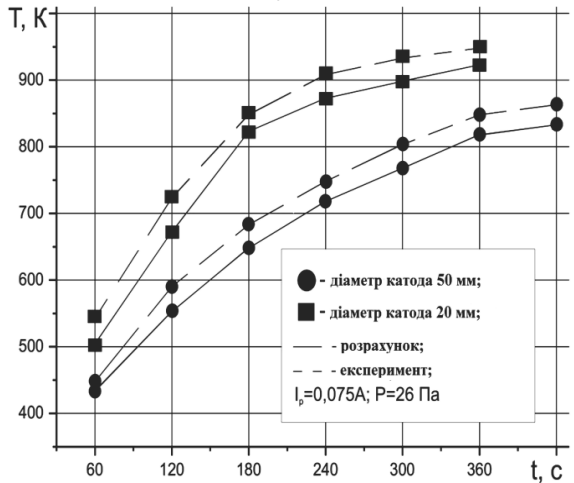


$$\tau = -\frac{c\rho v}{K} \ln\left(1 - \frac{KT}{q_p}\right), \quad (4.21)$$

При прийнятій схемі нагрівання, коли зварний вузол нагрівається одночасно по всій бічній поверхні рівномірним тепловим потоком,



а)



б)

Рис. 4.9. Порівняльний графік розрахункових значень температури нагріву з експериментальними: а) для мідної деталі; б) для сталеві деталі.

нагрів вузла, що складається з деталей, які мають помітно різні теплофізичні або геометричні характеристики, буде здійснюватись із різною швидкістю. Однак, оскільки в зоні контакту деталей, що зварюються, перехідний тепловий опір практично відсутній, то за умовами [83] на торцях деталей, що контактують, буде встановлена однакова температура  $T_1(0, t) = T_2(0, t) = T(0, t)$ .

Ця температура являє собою певну середню температуру між температурами нагріву деталей, що зварюються. Величина цієї температури визначається, згідно з [112], критерієм теплової активності одного з контактуючих тіл по відношенню до іншого:

$$\frac{\sqrt{\alpha_1 \cdot \lambda_2}}{\sqrt{\alpha_2 \cdot \lambda_1}} = \frac{\sqrt{\lambda_2 c_2 \rho_2}}{\sqrt{\lambda_1 c_1 \rho_1}} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}, \quad (4.22)$$

де  $\lambda$  – коефіцієнт теплопровідності деталей, а вираз являє собою коефіцієнт акумуляції теплоти, який характеризує здатність деталей поглинати теплоту.

У цьому випадку температура в зоні контакту двох тіл, що мають різну температуру, буде визначатися відповідно до [120], як:

$$T(0, t) = \frac{T_1(0, t) \cdot \epsilon_1 + T_2(0, t) \cdot \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}, \quad (4.23)$$

При цьому для визначення температури нагрівання кожної з деталей у виразі (4.20) слід враховувати ту частину потужності джерела енергії, яка витрачається на нагрів цієї деталі. Оскільки нагрів усього вузла здійснюється рівномірним тепловим потоком (рис. 4.10), потужність розряду, що витрачається на нагрів кожної з деталей вузла, може бути визначена з простого співвідношення:

$$q_i = q_p \frac{L_i}{L}, \quad (4.24)$$

По досягненню заданої температури в зоні з'єднання потужність джерела нагріву повинна бути знижена до значення, яке відповідає граничному тепловому стану вузла зі стабілізацією цього температурного стану на етапі ізотермічної витримки (зварювання).

Потужність джерела, яка відповідає цьому етапу, можна визначити, поклавши у вираз (4.20) час  $\tau \rightarrow \infty$ . З урахуванням величини ефективного ККД джерела нагріву ця потужність буде складати:

$$q = \frac{kT}{\eta_0}, \quad (4.25)$$

де значення коефіцієнта  $\eta_0$  задається відповідно до обраних умов зварювання.

Одночасно вираз (4.25) може бути використано для попереднього визначення мінімально допустимої потужності розряду, яка необхідна для нагрівання вузла до заданої температури.

При нагріванні тіл, форма яких відрізняється від правильної циліндричної (рис. 4.11а,б), щоб уникнути перегріву деталей на ділянках із найменшою протяжністю деталь-катод, слід відповідним чином змінити форму катода (рис. 4.11в), що не завжди можна здійснити практично, враховуючи необхідність електроізоляції зовнішньої стінки катода, або (це набагато простіше) застосувати катод більшого діаметру, щоб вирівняти відстань від катода до будь-якої точки на поверхні деталі.

При з'єднанні деталей, що мають помітно різні значення параметра  $crv$  або  $ct$  (де  $cr$  – об'ємна теплоємність,  $v$  – об'єм;  $t$  – маса деталі), тобто деталей, що мають різну масу або теплоємність, щоб уникнути перегріву деталі з меншим значенням цього параметра, необхідно зменшити тепловий потік на поверхню цієї деталі. Для цього, в свою чергу, необхідно зменшити на ділянці цієї деталі ефективну площу катода, емітувану

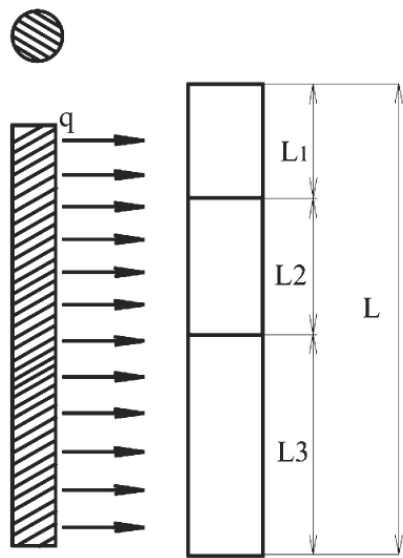


Рис. 4.10. Схема нагріву різномірних деталей у тліючому розряді з порожнистим катодом:  $q$  – напрямок теплового потоку.

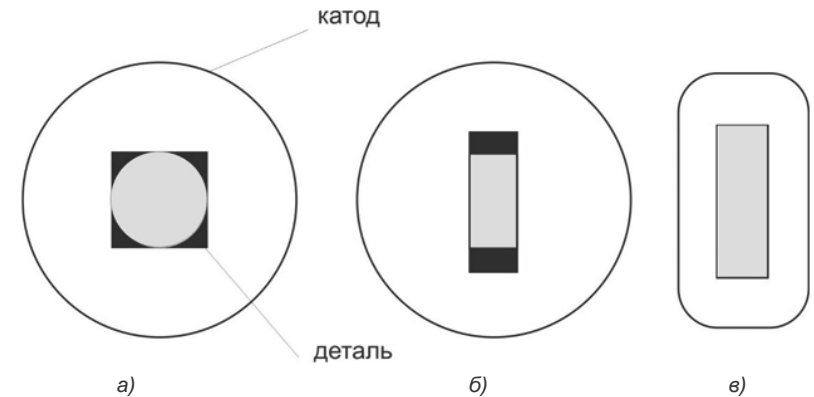


Рис. 4.11. Схеми нагріву деталей нециліндричної форми (заштриховані ділянки перегріву деталей).

ти електрони створенням отворів або виконанням прорізів на відповідну висоту катода (рис. 4.12). При цьому відповідно зменшується потужність розряду на цій ділянці.

Отже, запропонована методика розрахунку температури нагріву при дифузійному зварюванні в тліючому розряді з порожнистим катодом. Показана можливість застосування моделі для прогнозування температурного стану зварного з'єднання як з однорідних, так і різномірних матеріалів.

Порівняння розрахункових значень із встановленими експериментально показало, що похибка розрахунку не перевищує 6–7 %, що свідчить про адекватність моделі.

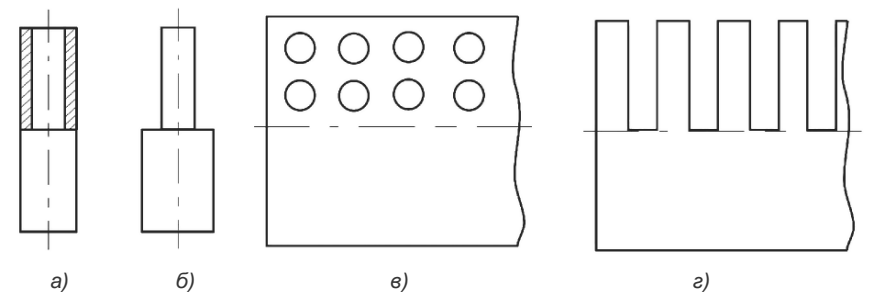


Рис. 4.12. Конструкції (розгортка) порожнистого катода (в, г) для тіл різних габаритів і маси (а, б).

### 4.3. ПАРАМЕТРИ КЕРУВАННЯ ПРОЦЕСОМ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО НАГРІВАННЯ В ТЛІЮЧОМУ РОЗРЯДІ З ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ

Традиційні методи досліджень, пов'язані з експериментами, які вимагають великих витрат, сил і засобів, оскільки є "пасивними", засновані на почерговому варіюванні окремих незалежних змінних в умовах, коли інші прагнуть зберегти незмінними. Експерименти при зварюванні в твердій фазі, як правило, багатofакторні та пов'язані з оптимізацією умов проведення технологічних процесів. Тому, в зв'язку з відсутністю реальної можливості в повній мірі вивчити значну кількість об'єктів такого дослідження, з'являється необхідність у застосуванні статистичних методів планування експерименту.

Температура зони нагрівання (включаючи процеси зварювання) залежить від багатьох факторів, що значно ускладнює процес нагріву тліючим розрядом з порожнистим катодом, внаслідок чого рішення цього завдання вимагає вибору з усієї сукупності параметрів режиму, найбільш оптимальних, тобто параметрів, найбільш тісно пов'язаних з температурою. Визначення цих параметрів традиційними способами в даному випадку ускладнено, тому їх вибір здійснювали за допомогою оцінки коефіцієнтів при відповідних факторах статичних моделей, побудованих за допомогою методів математичного планування експерименту [110, 116].

У модель заносили сукупність параметрів з урахуванням можливості визначення їх кількісної оцінки. Як параметр оптимізації визначили температуру в зоні нагріву. Варіюваними факторами обрали: величину тиску в розрядній камері  $P(x_1)$ , напругу на електродах  $U(x_2)$ , величину активного опору в ланцюзі розряду  $R(x_3)$  і діаметр катода  $D_k(x_4)$ . Відомості про їх вплив на процес нагріву тліючим розрядом у порожнистому катоді отримували експериментально, шляхом вимірювання температури зони нагріву в процесі її теплового насичення по закінченні кожних 60 секунд з моменту запалювання розряду і по досягненню граничного теплового стану [45].

Інтервали варіювання факторів і їх числові значення на верхньому і нижньому рівнях наведені в *табл. 4.1*.

Рівні та інтервали варіювання факторів

Рівні та інтервали	Фактори			
	$x_1, Па$	$x_2, В$	$x_3, КОМ$	$x_4, мм$
Основний рівень	30	1100	15	50
Інтервал варіювання $\Delta x$	10	300	10	10
Верхній рівень ( $x_1 = +1$ )	40	1400	25	60
Нижній рівень ( $x_1 = -1$ )	20	800	5	40
Функція відгуку – температура нагріву деталей				

Застосовували повний факторний експеримент, матриця якого має вигляд  $2^4$ .

Відповідна модель матиме вигляд:

$$y = b_0 + b_1 x_1 + b_2 x_2 + b_3 x_3 + b_4 x_4 \quad (4.26)$$

Коефіцієнти при відповідних факторах рівняння розраховувалися за формулою, рекомендованою в роботі [108]:

$$b_j = \frac{\sum_{i=1}^N x_{ji} y_i}{N}, \quad j=0, 1, \dots, k, \quad (4.27)$$

де  $\sum_{i=1}^N x_{ji}$  – алгебраїчна сума елементів вектор – стовпці кожного фактора;  $i$  – номер досвіду;  $j$  – номер фактора;  $N$  – число дослідів.

Коефіцієнт  $b_0$  знаходили як середнє арифметичне значення параметра оптимізації,  $b_0 = 258,125$ ;  $b_1 = 26,9$ ;  $b_2 = 79,4$ ;  $b_3 = -73,125$ ;  $b_4 = -23,125$ .

Оскільки коефіцієнти при незалежних змінних вказують на силу впливу фактору, тобто чим більш чисельна величина коефіцієнта, тим більший вплив чинить фактор, то можна зробити висновок, що найбільш впливовим параметром є напруга на електродах. Зі збільшенням чисельного значення цього чинника параметр оптимізації (температура в зоні зварювання) збільшується. Найбільш негативно на процес нагріву тліючим розрядом у порожнистому катоді впливає опір у колі розряду, оскільки зі збільшенням цього параметра температура зменшується, про що свідчить від'ємне значення даного коефіцієнта.

Результати експериментів

Номер досліджу	Рівні факторів				Експериментальне значення параметра оптимізації у, К	Розрахункове значення параметра оптимізації у', К	Значення параметра оптимізації з урахуванням парних взаємодій чинників у'', К
	x <sub>1</sub> , Па	x <sub>2</sub> , В	x <sub>3</sub> , кОм	x <sub>4</sub> , мм			
1	20	800	4	60	443	476	437
2	40	800	4	40	543	576	546
3	20	1400	4	40	683	680	697
4	40	1400	20	60	483	490	487
5	20	800	4	40	473	522	467
6	40	800	20	40	453	428	454
7	20	1400	20	40	503	532	495
8	20	1400	4	60	663	634	660
9	40	1400	4	40	813	734	799
10	20	800	20	60	383	328	394
11	20	800	20	40	423	374	422
12	40	1400	20	40	543	586	594
13	40	800	4	60	483	530	489
14	40	1400	4	60	733	688	734
15	40	800	20	60	413	328	399
16	20	1400	20	60	463	486	454

Отже, з урахуванням розрахунків, виконаних за формулою (4.27), регресійна модель набуває наступного вигляду:

$$y = 258 + 27x_1 + 79x_2 - 73x_3 - 23x_4, \tag{4.28}$$

Розрахунок параметрів оптимізації у' в даному рівнянні показав значну похибку щодо експериментальних (табл. 4.2). Це означає, що аналізований процес є складною системою, яку не можна описати лінійною моделлю. Тому для чистоти розрахунків необхідно враховувати не тільки лінійні члени b<sub>i</sub>x<sub>i</sub>, але й парні взаємодії факторів.

З урахуванням парних взаємодій чинників модель набуває такого вигляду:

$$y = b_0 + b_1x_1 + b_2x_2 + b_3x_3 + b_4x_4 + b_{12}x_{12} + b_{13}x_{13} + b_{14}x_{14} + b_{23}x_{23} + b_{24}x_{24} + b_{34}x_{34} \tag{4.29}$$

Розрахунок парних коефіцієнтів моделі здійснювали згідно з (4.26), b<sub>12</sub> = 5,625; b<sub>13</sub> = - 11,875; b<sub>14</sub> = - 6,875; b<sub>23</sub> = - 39,375; b<sub>24</sub> = - 1,875; b<sub>34</sub> = 0,688.

Розрахункові значення параметра оптимізації з урахуванням парних взаємодій факторів у'' наведені в табл. 4.3.

Для перевірки гіпотези про адекватність моделі використовували критерій Фішера, який базується на порівнянні двох дисперсій залишкової і дисперсії неадекватності [116].

Обчислення залишкової дисперсії, що характеризує розкид вимірних у<sub>u</sub> щодо середньої арифметичної у<sub>u</sub><sup>-</sup>, здійснювали за формулою:

$$S_0^2 = \frac{\sum_{i=1}^N |y_u - y_u^-|^2}{N - 1}, \tag{4.30}$$

де N - I - число ступенів свободи дисперсії S<sub>0</sub><sup>2</sup>, N-1 = 16 - 1 = 15; у<sub>u</sub><sup>-</sup> визначається як:

$$y_u^- = \frac{1}{N} (y_1 + y_2 + y_3 + \dots + y_{16}), \tag{4.31}$$

Далі визначаємо дисперсію неадекватності, що характеризує розкид експериментальних значень у<sub>u</sub> щодо у<sub>u</sub><sup>^</sup>:

$$S_I^2 = \frac{\sum_{u=1}^N |y_u - y_u^{\wedge}|^2}{N - d}, \tag{4.32}$$

де у<sub>u</sub><sup>^</sup> - розрахункові значення параметра оптимізації; d - кількість факторів.

Адекватність моделі визначали, як:

$$F_0 = \frac{S_0^2}{S_1^2}, \quad (4.33)$$

Порівняння розрахункового значення критерію Фішера з табличним [129] показало, що гіпотеза про адекватність моделі не відкидається.

Незалежну оцінку значущості кожного коефіцієнта проводили шляхом побудови довірчого інтервалу. У нашому випадку довірчі інтервали для всіх коефіцієнтів будуть рівні один одному.

Перш за все, знаходимо дисперсію коефіцієнта регресії:

$$S_{(bj)}^2 = \frac{S^2(\hat{y})}{N}, \quad (4.34)$$

З формули видно, що дисперсії всіх коефіцієнтів дорівнюють один одному, тому що вони залежать тільки від помилки досвіду і числа дослідів.

Довірчий інтервал знаходимо за формулою:

$$\Delta b_j = \pm t S_{(bj)}, \quad (4.35)$$

де  $t$  – табличне значення критерію Стьюдента [24];  $S_{(bj)}$  – квадратична помилка коефіцієнта регресії визначається, як:

$$S_{(bj)} = +\sqrt{S_{(bj)}^2}, \quad (4.36)$$

Підставляючи отримані значення у формулу (4.34), визначили, що абсолютна величина всіх коефіцієнтів більша за величину довірчого інтервалу, тобто всі коефіцієнти значимі.

Отже, встановлено, що серед досліджуваних параметрів на процес нагріву в тліючому розряді із порожнистим катодом найбільший вплив чинять напруга на електродах і опір розрядного кола. Причому, зі збільшенням опору в колі розряду температура нагріву суттєво знижується. Оскільки введення опору в коло розряду не є обов'язковим, як було показано в розділі 3, він має достатню стійкість і при жорсткій характеристиці джерела живлення, то доцільним є управління розрядом шляхом зміни напруги холостого ходу джерела. Це значно спрощує керування процесом нагріву в тліючому розряді і усуває появу втрат на зовнішньому стабілізуючому опорі.

## 5. ЗАСТОСУВАННЯ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ ІЗ ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ У РІЗНИХ ТЕХНОЛОГІЧНИХ ПРОЦЕСАХ

### 5.1. ДОСЛІДЖЕННЯ ЕНЕРГЕТИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ З ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ В УМОВАХ ОЧИЩЕННЯ ДОВГИХ ТРУБ МАЛОГО ДІАМЕТРУ

Очищення внутрішніх поверхонь труб є обов'язковою операцією, що передує нанесенню покриття з використанням методів вакуумного напилення.

Суттєві недоліки традиційно застосованих методів хімічної та електрохімічної очистки таких поверхонь обумовлені наявністю залишків активних миючих речовин на поверхні, які є джерелами газо-виділення у вакуумі, насичення воднем поверхні, що обробляється електролітами, велика кількість шкідливих відходів виробництва призвели до розробки нових екологічно чистих електрофізичних методів та процесів, пов'язаних, у першу чергу, з впливом на поверхню, що обробляється, потоків заряджених частинок.

В останні роки неухильно зростає використання плазми низького тиску у сфері обробки матеріалів трубчастих виробів.

Зокрема, на сьогоднішній день найбільш поширеним способом очищення поверхонь від різного роду забруднень є іонне розпилення з використанням газорозрядної плазми тліючого розряду. Такий спосіб очищення дозволяє ефективно видаляти основні види забруднень, як жири, адсорбовану воду, гази, окисли, та дозволяє обробляти поверхні різної конфігурації (у тому числі і внутрішні порожнини) і різної площі (від одиниць до десятків тисяч квадратних сантиметрів). Крім того, при іонному очищенні на поверхні виробу виникають мікродефекти структури у вигляді вакансій, які при пода-

льшому осадженні покриття будуть ставати центрами його конденсації [36].

В роботі [103] показана можливість застосування тліючого розряду в процесах очищення і нанесення покриттів на внутрішню поверхню труб діаметром 56 мм довжиною 120 мм із застосуванням прикладеного поперечного магнітного поля. Однак при цьому виникає ряд труднощів, головним чином пов'язаних з низькою продуктивністю процесу, оскільки очищення внутрішньої поверхні таких труб здійснювалося протягом 60 хвилин.

Задача суттєво ускладнюється при очищенні внутрішніх поверхонь у довгих трубах малого діаметру ( $d = 10-20$  мм при  $L \gg d$ ), необхідному, наприклад, для подальшого нанесення покриття.

Аналіз процесів, що перебігають при горінні тліючого розряду з осциляцією електронів всередині катодної порожнини, дає підстави для дослідження доцільності застосування ефекту порожнистого катода з метою очищення внутрішніх поверхонь таких виробів.

Як уже відмічалось раніше, існування ефекту порожнистого катода в усіх випадках пов'язано з осциляцією швидких електронів у середині катодної порожнини. Причиною виходу таких електронів за межі холодного катода є позитивні іони, що бомбардують катод і викликають вторинну емісію електронів з його поверхні. Ці електрони, в свою чергу, прискорюючись у проміжку темного катодного простору, збуджують нейтральні атоми і молекули та іонізують частинки газу, які, потрапляючи під дію сильного електричного поля в ділянці катодного падіння потенціалу, знову спрямовуються на поверхню катода [106].

Внаслідок такого бомбардування внутрішньої поверхні виробу іонами робочого газу відбувається розпилювання матеріалу катода, що приводить до вивільнення його поверхні від різного роду забруднень з утворенням поверхневих дефектів, тобто відбувається активація поверхні виробу. Таке розпилювання буде тим інтенсивніше, чим більша кількість бомбардуючих внутрішню поверхню катода часток та вища їх енергія.

Отже, дослідження очищення таких поверхонь тліючим розрядом, ініційованим у порожнистому катоді, складається з вивчення проце-

сів, традиційних для даної технології, але вони мають свою специфіку, обумовлену геометрією виробу, оскільки зміна геометрії катода неминуче призведе до зміни конфігурації розподілу потенціалу всередині нього.

Характерною рисою низькотемпературної газорозрядної плазми, як фізичного об'єкта з великою концентрацією енергії, є наявність у ній різного роду високоактивних часток, таких, як іони, електрони, радикали, збуджені частки та фотони, але головну роль у процесах розпилення катодного матеріалу відіграють саме інтенсивні потоки іонів, які бомбардують поверхню катода, та швидкі електрони, емітовані катодом під впливом іонів, викликаючи вторинну електронну емісію з катода [45].

Таким чином діагностування плазми, поширюваної від катода, полягає в вимірюванні розподілу саме іонного та електронного струмів по поверхні катодної порожнини.

Для визначення співвідношення струмів іонів і електронів, що перебігають до прикатодної ділянки, застосовували метод ленгмюрівського електричного зонду [46]. Зонд являє собою допоміжний електрод, виконаний з тонкого прутика вольфраму діаметром 0,5 мм, покритий керамічною ізоляцією задля виключення можливості пробігу і електричного контакту між зондом і електродом. Довжина збираючої (оголеної) частини зонду складає 5 мм. Довжина збираючої (оголеної) частини зонду складає 3 мм. Розмір та форма перерізу зонду були вибрані таким чином, щоб мінімізувати можливості утворення плазмових збурень з урахуванням наступних вимог: радіус Дебая для досліджуваної плазми повинен бути набагато меншим за радіус зонду,  $R_D \ll R_p$ ; довжина вільного пробігу часток повинна бути набагато більша за розмір збираючої частини зонду  $\lambda \gg R_p$  [17].

Визначення величини дебаєвського радіусу здійснювали за наступною формулою:

$$R_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2}}, \quad (5.1)$$

де  $\epsilon_0$  – діелектрична проникність вакууму,  $k$  – постійна Больцмана,  $T_e$  – електронна температура,  $n_e$  – концентрація плазми.

Розрахунок показав, що радіус екранування в наших умовах наближається до значення  $R_D \sim 10^{-6}$  м, що набагато менше за радіус зонду. Це обумовлює правомірність застосування нашого зонду.

Дослідження плазми проводилося відповідно до наведеної схеми (рис. 5.1).

У наших дослідах катод являв собою порожнисту трубку, виконану з алюмінію АД1 діаметром 10 мм та довжиною 110 мм. Фіксування розподілу іонної та електронної температури біля поверхні катода здійснювали шляхом занурення зонду вглиб катодної порожнини в осьовому напрямку з кроком у 10 мм.

Зонд приводився в рух реверсивним електродвигуном, розміщеним у середині розрядної камери, за допомогою якого він міг опус-

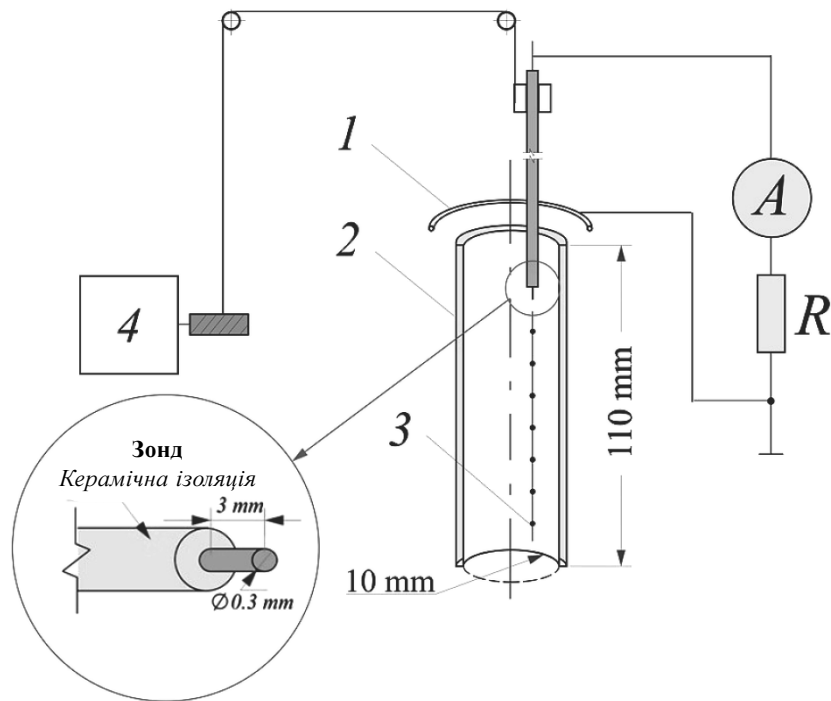


Рис. 5.1. Схема зондових вимірювань: 1 – анод; 2 – порожнистий катод; 3 – електричний зонд; 4 – електромагніт.

катися і підніматися. Живлення електродвигуна здійснювали від джерела ВС – 24. Швидкість руху зонду становила 0,5 см/с.

Дослідження здійснювали в середовищі аргону при тиску в газорозрядній камері 53 Па. Розрядний струм підтримувався постійним на рівні 0,075 А. Напруга запалювання розряду при цьому складала 400 В.

Значення максимальних іонного та електронного струмів фіксували дзеркальним міліамперметром типу М502 класу 0,1.

Зондові потенціали змінювалися в межах від -20 В до -200 В. При цьому вважалось, що при потенціалі в -20 В на зонд будуть потрапляти лише швидкі, так звані  $\gamma$ -електрони, які, прискорюючись у прикатодній ділянці, набувають енергії, що відповідає величині катодного падіння потенціалів. Кількість таких часток обмежена, але їх вклад в іонізацію є основним, у той час як вклад вторинних електронів, що виникають у результаті іонізації швидкими частками, не є суттєвим, оскільки вони не отримують необхідної кількості енергії. При потенціалі в -200 В зонд буде насичуватися лише позитивними іонами, оскільки, в даному випадку, такий значний негативний потенціал буде служити бар'єром для потрапляння на зонд емітованих катодом швидких електронів [11].

Просторовий розподіл газорозрядної плазми вздовж внутрішньої стінки катодної порожнини досліджували при зміні міжелектродної відстані ( $L_{к-а}$ ) і за умови наявності додаткового анода в розрядному проміжку. В першому випадку фіксували розподіл іонного та електронного струмів при віддаленні аноду на відстань 20 мм, 30 мм та 40 мм від апертури катода. В другому в розрядне коло вводився допоміжний анод, що розміщувався з протилежного торця катодної порожнини. Міжелектродна відстань для обох анодів складала 40 мм.

Вимірювання в кожному з дослідів здійснювалися у вигляді серії з 4–5 знімків, після чого результати усереднювалися з відкиданням випадючого значення, поява яких, на нашу думку, була пов'язана із перенасиченням зонду.

Слід зазначити, що протягом деякого часу після запалювання розряду на внутрішній поверхні катодної порожнини спостерігались характерні для алюмінію мікродугові пробої, очевидно, пов'язані з

наявністю на його поверхні шару оксидної плівки. З часом частота таких спалахів дещо зменшується і розряд переходить у більш стабільну фазу горіння.

Сутність методу електричних зондів полягає в отриманні зондової вольт-амперної характеристики певної ділянки плазми та визначенні за її допомогою основних величин, що характеризують процеси, які в ній перебігають.

Температуру електронного газу визначали по куту нахилу зондової ВАХ, побудованої в напівлогарифмічному масштабі, круто падаючої її ділянки (рис. 5.2).

$$T_e = 11600 \frac{\Delta U_p}{\Delta \ln I_p}, \quad (5.2)$$

де  $\Delta \ln I_p$  – приріст логарифма електронного струму;  $\Delta U_p$  – зміна потенціалу зонду, що викликало це прирощення.

Концентрацію заряджених часток у плазмі розряду визначали за формулою:

$$n_e = \frac{I_e}{eS} \sqrt{\frac{8 k T_e}{\pi m_e}}, \quad (5.3)$$

де  $I_e$  – електронний струм на зонд при потенціалі плазми,  $e$ ,  $m_e$  – заряд та, відповідно, маса електрона,  $S$  – площа робочої поверхні зонду.

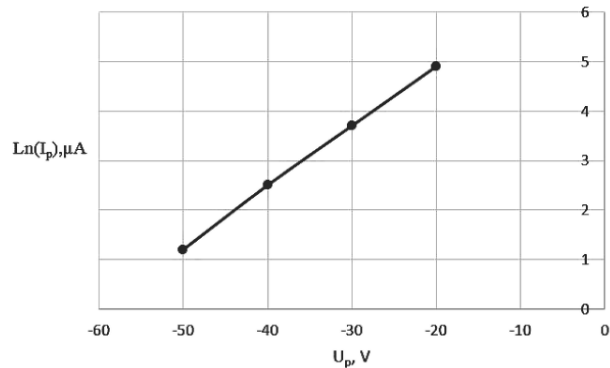
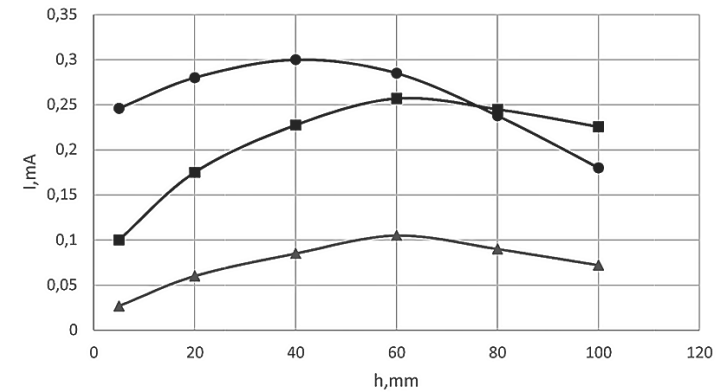


Рис. 5.2. Вольт-амперна характеристика ділянки плазми в напівлогарифмічному масштабі, на відстані 20 мм всередині катода при зміні зондового потенціалу в межах -20 до -100 В, тиску аргону  $P = 53$  Па.

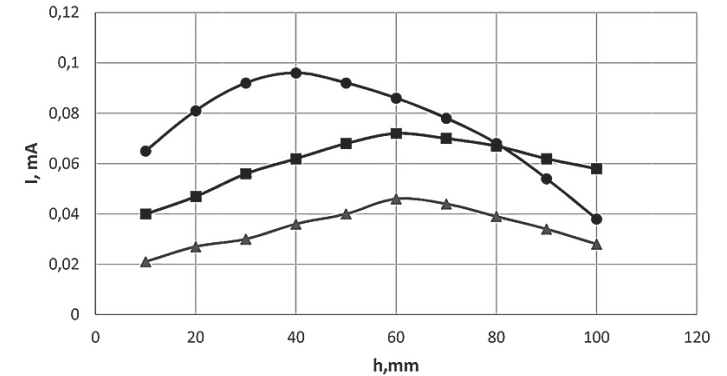
Проведені розрахунки показують, що при електронній температурі, рівній  $T_e = 8$  eV, і зондовому струмі, що відповідає потенціалу плазми  $I_e = 0,045$  mA, маємо досить щільну плазму із концентрацією електронів у середині порожнини, що складає  $n_e = 1,6 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>.

Результати зондових вимірювань зі зміною міжелектродного проміжку представлені на рисунку 5.3.



а)

● 40 мм ■ 30 мм ▲ 20 мм



б)

● 40 мм ■ 30 мм ▲ 20 мм

Рис. 5.3. Результати вимірювань: електронного струму (а), іонного струму (б) по висоті катодної порожнини  $h$  із міжелектродною відстанню в 20 мм, 30 мм та 40 мм.



Експериментально отримані залежності показують, що характер зміни іонної та електронної температури по висоті катодної порожнини ідентичний, але значення струмів дещо відрізняються в сторону збільшення електронного струму. Це обумовлено особливостями низькотемпературної нерівноважної плазми, оскільки енергія електронів у такій плазмі значно перевищує енергію іонів.

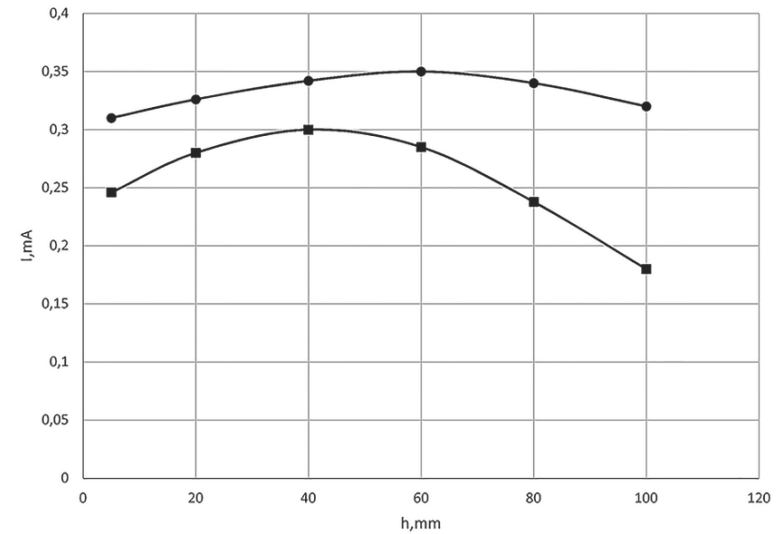
В обох випадках збільшення міжелектродної відстані від 20 мм до 40 мм призводить до незначного посилення іонного та електронного струмів, при цьому спостерігається зсув піку наростання концентрації заряджених часток у напрямку ближчого до анода вихідного отвору катодної порожнини. Отже, при віддаленні анодного кільця від апертури порожнини відбувається незначне висування плазми в бік до анода, що підтверджується різким спадом концентрації заряджених часток на периферії системи.

Зовнішній вигляд кривих з яскравим максимумом у центрі катода та стрімким спадом на віддаленій його ділянці обумовлюється, скоріше за все, неоднорідністю плазми в середині порожнини, викликаної нерівномірним розподілом потенціалу по його висоті. Це спричинює те, що плазма проникає в катод на певну глибину і може не досягати його основи.

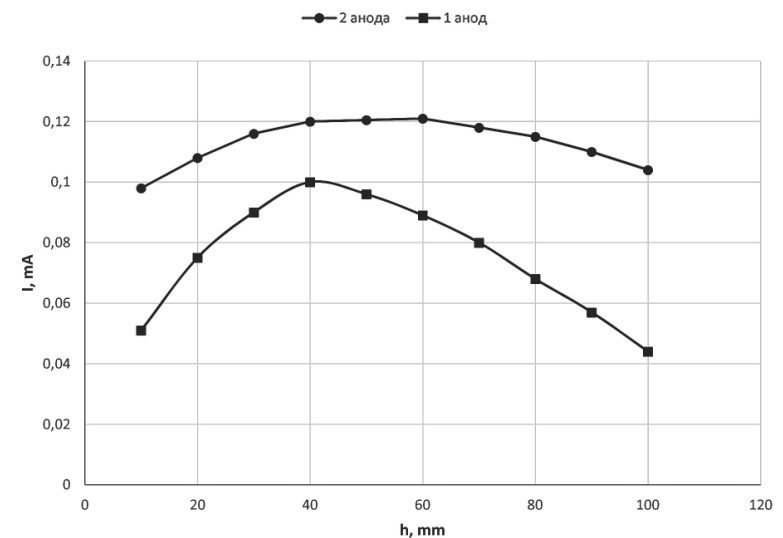
Задля досягнення однорідного розподілення плазми по висоті катодної порожнини було проведено ряд досліджень із введенням у газорозрядну систему допоміжного анода з метою підвищення іонізаційних та емісійних процесів на периферії катода.

Залежності, отримані в досліді із двома анодами, представлені на *рисунку 5.4*.

Вид кривих розподілу іонного та електронного струмів по катоду показує, що введення в коло розряду додаткового анода призводить до деякого перерозподілу плазми в середині порожнини з характером, близьким до лінійного, свідченням чого є верхня крива на графіках. Такий розподіл пов'язаний зі збільшенням генерації заряджених часток на віддалених ділянках катода, оскільки розміщення другого анода з протилежного катодного торця ініціює там появу емісійних процесів зі зростанням числа іонів, що бомбардують поверхню (*рис. 5.5*). Це призводить і до деякого підвищення як іонної, так і електронної температури в системі з двома анодами.



а)



б)

Рис. 5.4. Результати вимірювань: електронного струму (а), іонного струму (б) по висоті катодної порожнини  $h$  із додатковим анодом у газорозрядній системі.

Також з метою підсилення іонізації на периферії газорозрядної системи були проведені дослідження з визначення впливу зовнішнього прикладеного магнітного поля на поведінку заряджених часток у газорозрядному проміжку.

В цих дослідках катодна трубка розміщувалася в середині порожнини електромагніту, виконаного у вигляді мідної котушки з латунним осердям шириною 60 мм, що відповідає половині довжини катода. Живлення електромагніту забезпечували від джерела ВС-24, від якого на обмотки електромагніту подавався постійний струм величиною 2 А та 4 А. Струм розряду підтримувався на рівні  $I_p = 0,075 \text{ А}$ . При цьому напруга горіння розряду складала  $U_p = 400 \text{ В}$ .

Передбачалося, що зовнішнє магнітне поле, прикладене до катода в площині, повздовжній до дії розряду, можна використовувати в якості керуючого параметра для регулювання локального розподілу плазми всередині порожнини.

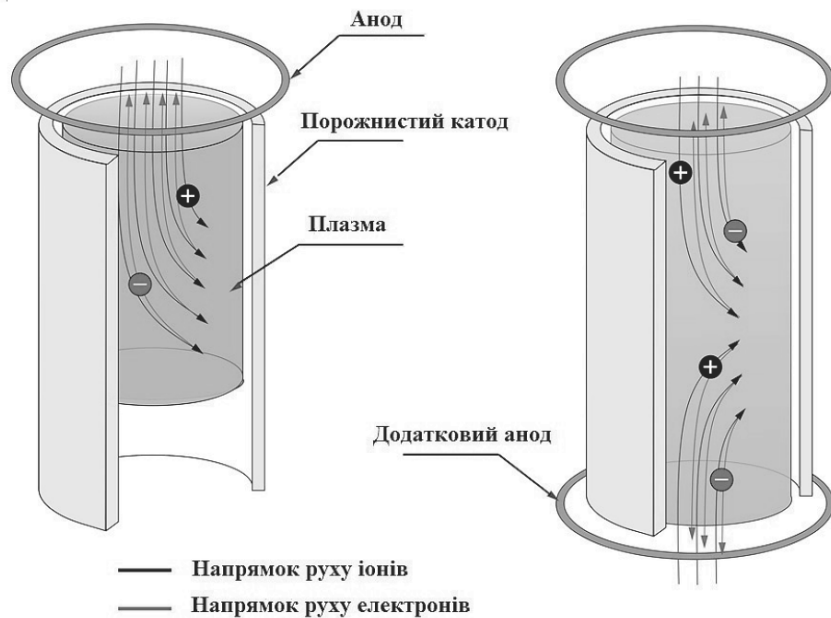


Рис. 5.5. Розподілення плазми в порожнистому катоді в системі з одним (а) та двома (б) анодами.

В ході досліджень визначали вплив повздовжнього магнітного поля на концентрацію швидких  $\gamma$ -електронів у середині порожнини, впливом магнітного поля на рух іонів можна знехтувати, оскільки теплова швидкість іонів досить мала в порівнянні з електронною.

Результати експериментів наведені на *рисунку 5.6*.

Залежності, отримані в ході експериментів, показують, що при прикладенні зовнішнього магнітного поля вид розподілу заряджених частинок різко трансформується з максимумом електронної концентрації біля ближчого до анода торця порожнини. Такий перерозподіл електронів по висоті катода пов'язаний з тим, що поява магнітного поля в газорозрядному проміжку призводить до відхилення кривизни руху емітованих катодом електронів у сторону зменшення траєкторії, внаслідок чого електрони швидко покидають порожнину, майже не здійснюючи актів зіткнень. Це обумовлює різкий спад електронного струму і майже нульові його значення на периферії катода.

Для повного розуміння картини розрядних явищ, що відбуваються в зовнішньому магнітному полі, були проведені візуальні спо-

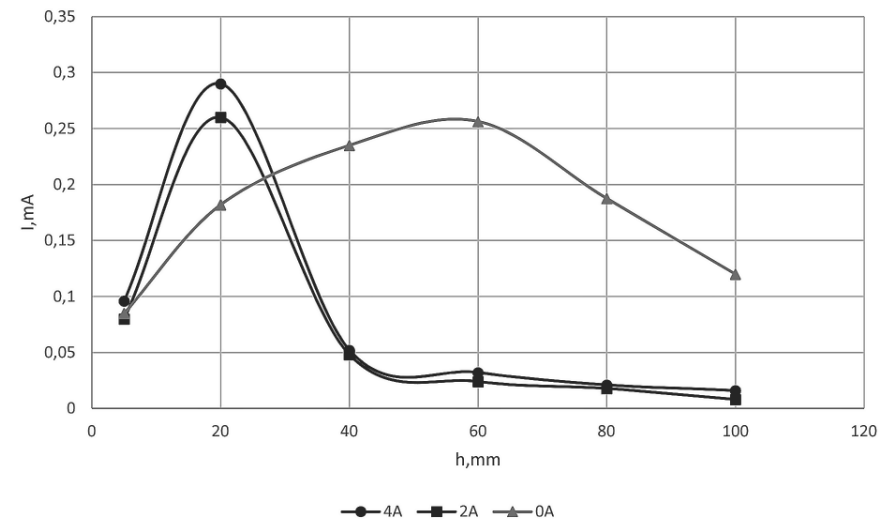


Рис. 5.6. Повздовжні залежності концентрації швидких електронів на зонд у розряді із порожнистим катодом у магнітному полі.

стереження, які дозволили прояснити ситуацію і зробити наступні висновки. Введення зовнішнього магнітного поля в газорозрядний проміжок призводить до зникнення ефекту порожнистого катода. Картина явищ, що спостерігалася, більш характерна для плоскопаралельного проміжку, коли плазма розряду перебуває в притиснутому до стінок катода стані, при цьому суттєво скорочується ефективна довжина темного катодного проміжку  $d_k$ , що бере участь в енергонасиченні електронів, а стінки катода поводяться, як незалежні електроди.

Все це призводить до зниження рівня іонізації і генерації заряджених частинок у газорозрядному проміжку в цілому.

Отримані нами результати задовільно узгоджуються з результатами, наведеними в роботі [117], у якій показано, що в ділянці досліджуваних тисків при накладанні зовнішнього магнітного поля на газорозрядний проміжок підтримання самостійної форми існування розряду не можливе внаслідок недостатньої іонізації, викликані відхиленням траєкторії руху електронів поперек магнітного поля.

## 5.2. ОТРИМАННЯ ТОНКОПЛІВКОВИХ МЕТАЛОПОКРИТТІВ У НИЗЬКОТЕМПЕРАТУРНІЙ ПЛАЗМІ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ ІЗ ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ

Тонкі металеві плівки знаходять широке застосування в різних галузях сучасної промисловості. Найбільшого поширення тонкоплівкові елементи отримали насамперед у технологічних процесах електроніки при виготовленні, наприклад, напівпровідникових приладів, у лазерній та нелінійній оптиці для надання поляризаційних, просвітлюючих або ж дзеркальних властивостей оптичним елементам, у механіці для отримання функціональних антикорозійних, зносостійких покриттів тощо [67, 68]. Проблема отримання структур у вигляді тонких металевих плівок є чи не найактуальнішою в мікроелектроніці при виготовленні інтегральних схем.

Відомі дві основні групи методів осадження тонких металоплівкових покриттів: хімічне осадження із парової фази (CVD) і фізич-

не осадження із парової фази (PVD), які відрізняються між собою способом отримання плівкоутворюючого потоку атомів, іонів або молекул. До першої групи відносяться методи, в яких металеві прошарки покриття утворюються в результаті хімічних реакцій, що перебігають у плазмі [1].

На сьогоднішній день велика увага приділяється саме PVD методам, у яких необхідні для синтезу покриттів атоми та молекули металу отримують у результаті процесів, пов'язаних з випаровуванням мішені, виготовленої з певного металу або ж її розпиленням. Основними представниками цієї групи методів є розпилення катодними плямами вакуумно-дугового розряду, електронним та іонним пучками, термічне вакуумне випаровування, магнетронне розпилення тощо. Досвід застосування таких технологій у виробничих умовах, поряд із перевагами, дозволив визначити і основні їх недоліки, головним чином пов'язані з низькою швидкістю осадження, поганою однорідністю покриття, незадовільною адгезією з поверхнею основи, обмеженістю оброблювальних поверхонь тощо.

Останнім часом для генерування необхідних потоків атомів і молекул з метою отримання металоплівкових прошарків застосування набула газорозрядна плазма аномального тліючого розряду із холодним катодом у схрещених електричному і магнітному полях при тисках, нижчих 1 Па.

Так, відомі роботи [62, 32] з генерації багатокомпонентних потоків часток для нанесення тонкоплівкових металопокриттів у тліючому розряді із порожнистим катодом у схрещених магнітному та електричному полях. В якості матеріалу для осадження було обрано мідь. Цей матеріал було обрано з метою моделювання осадження дорогоцінних металів, тому що адгезія мідних плівок до скляних субстратів, а також коефіцієнт розпилення міді атомами аргону можна порівняти з відповідними величинами для золота.

Параметри режиму осадження варіювались у наступних межах: відстань катод – підложка  $L_{c-s} = 0.05-0.15$  м, тиск робочого газу в камері складав  $P = 0.2-0.5$  Па, струм розряду  $I_p = 0.5-1.5$  А, при цьому напруга в розрядному проміжку змінювалась у межах  $U_p = 400-850$  В. Схема експериментальної установки наведена на рис. 5.7.

Результати досліджень показали, що застосування газорозрядної плазми низького тиску, ініційованої в схрещених магнітному та електричному полях, дозволяє отримувати металопокриття з товщиною, близькою до однорідної (неоднорідність таких покриттів не перевищувала  $\pm 8\%$ ), на субстратах з великою площею поверхні. Висока

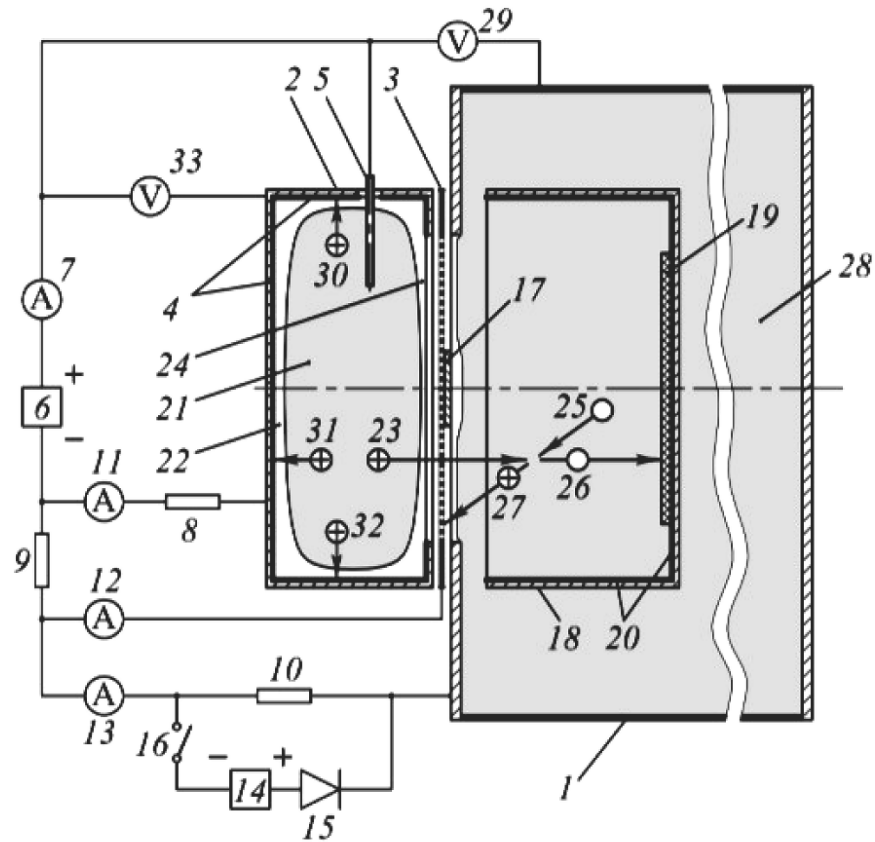


Рис. 5.7. Схема експериментальної установки. 1 – вакуумна камера; 2 – порожнистий катод; 3 – емісійна сітка; 4 і 20 – металеві фольги; 5 – стрижневий анод; 6 і 14 – джерела живлення; 7, 11, 12 і 13 – амперметри; 8, 9 і 10 – резистори; 15 – діод; 16 – ключ; 17 – диск; 18 – тримач; 19 – підкладка; 21 – плазмовий емітер; 22 – катодний шар; 23, 30, 31 і 32 – іони; 24 – сітковий шар; 25 – атом газу; 26 – швидкий атом; 27 – повільний іон; 28 – вторинна плазма; 29 і 33 – вольтметри.

швидкість розпилення, відсутність перегріву поверхні основи, відносно малий ступінь забрудненості плівок робить цей спосіб вельми ефективним джерелом спрямованих атомів і іонів металу, придатних для осадження покриттів.

У роботі [16] наведені результати одночасного використання низькотемпературної плазми тліючого розряду імпульсної форми, ініційованого в порожнистому катоді, для осадження покриттів та модифікації металевих поверхонь. При цьому деталь, що обробляється, розміщувалась у середині порожнини катода (рис. 5.8), виконаного із жароміцної нержавіючої сталі 20Х23Н18. Матеріал деталі – вуглецева сталь марки 08. Осадження здійснювалось у середовищі суміші газів аргону та азоту ( $80\% Ar + 20\% N_2$ ) при тиску  $P = 1 \cdot 20 \cdot 10^3 Pa$ , час осадження  $t = 60 xв$ , при напрузі на електродах  $U_p = 565 V$ , час пульсації розряду складав  $200 \mu s$ .

Результати осадження наведено на рис. 5.9.

Отримані результати свідчать про суттєву присутність легуючих компонентів, а саме  $15,5\% Cr$ ;  $16,2\% Ni$ , на поверхні сталеві деталі, обумовлених інтенсивним катодним розпиленням під дією іонного бомбардування.

Також відома робота [15] із застосування магнетронної системи в порожнистому катоді для осадження AlN плівок, у якій газорозрядна плазма ініціювалась між двома циліндричними алюмінієвими пластинами, що були катодом розряду і утворювали порожнину. Відстань між пластинами варіювалась від 2 до 9 см. Осадження здійснювали в середовищі азоту при тисках газу  $P = 0,08-0,7 Pa$ , напру-

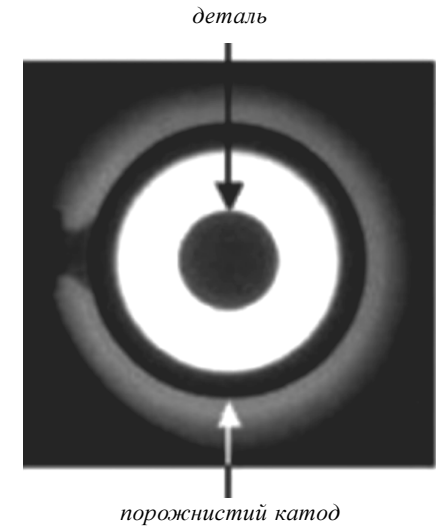


Рис. 5.8. Експериментальна схема осадження та модифікації металеві деталі в плазмі тліючого розряду із порожнистим катодом.

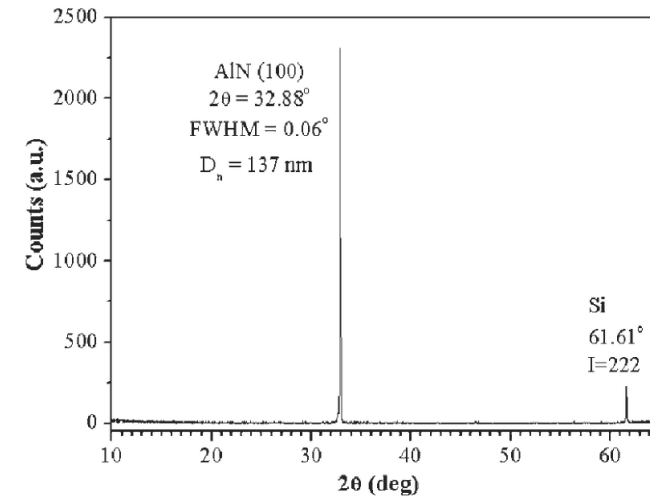
га на електродах змінювалася від 180 В до 380 В, при цьому струм розряду варіювався в межах  $I_p = 30\text{--}240$  мА.

На рис. 5.10 наведено рентгенографічну картину зразка AlN плівки (а) та морфологію отриманої плівки (б), осадженої в атмосфері Ar + N<sub>2</sub> при P = 0,7 Па та U<sub>p</sub> = 250 В.

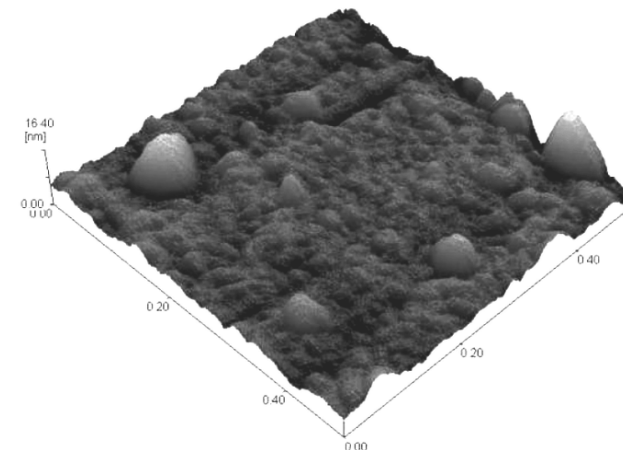
Отримані результати свідчать про наявність чітких кристалів AlN плівки, що ростуть у колонах паралельно до поверхні підкладки. Шорсткість такої поверхні не перевищує 2 нм при середньому радіусі зерна 10 нм.

В той же час практично відсутні дані стосовно застосування в якості джерела часток, що розпилюються для вирощування металевих плівок на діелектричних підложках низькотемпературної іонізованої плазми тліючого розряду із порожнистим катодом без прикладеного периферійного магнітного поля при традиційних для нього тисках 1–100 Па. Простота конструкції, великий термін роботи мішені (катода) між замінами, низька вартість обладнання, в порівнянні із магнетронними системами, обумовили економічну доцільність та актуальність до-

сліджень застосування тліючого розряду з порожнистим катодом для осадження тонких металевих плівок.

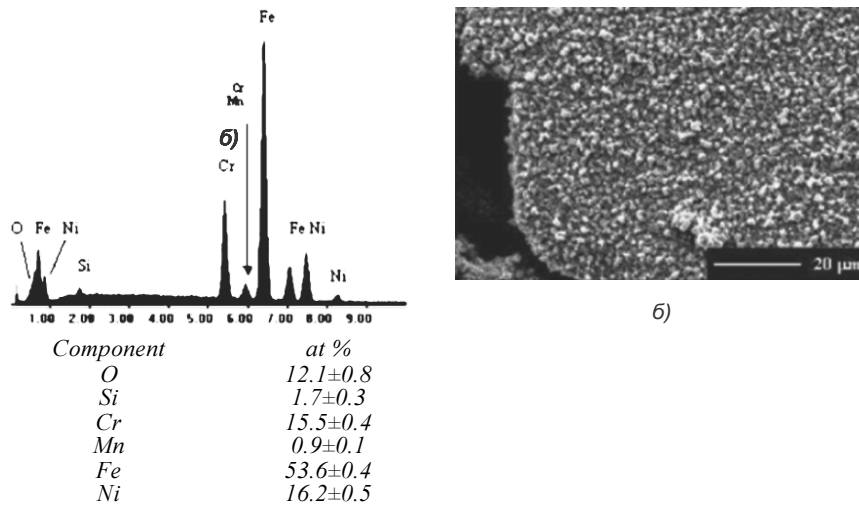


а)



б)

Рис. 5.10. Рентгенографічна картина AlN плівки (а) та її морфологія (б), осадженої в атмосфері Ar + N<sub>2</sub> при P = 0,7 Па та Vd = 250 В.



а)

Рис. 5.9. Поверхневий хімічний склад (а) та морфологія поверхні металеві деталі після осадження (б).

У якості джерела іонізованої плазми використовували тліючий розряд, що горить у порожнистому катоді. Реалізували діодну плазмоіонну схему розряду, при якій напруга прикладалася між порожнистим катодом (матеріалом майбутньої плівки) та анодом (рис 5.11). У якості мішені використовували мідний циліндр, виконаний у формі чаші, та мідний кільцевий анод, розміщений на відстані 40 мм від катода. Між електродами на ізольованому від камери тримачі розміщували скляну підложку (субстрат) розмірами 60x30 мм.

Процеси формування та росту тонкоплівкового металопокриття із використанням газорозрядних технологій визначаються узгодженістю цілого ряду факторів, головними з яких є форма, розміри і взаємне просторове положення мішені та поверхні субстрату, тиск у вакуумній камері, сила струму та напруга в розрядному проміжку, час осадження тощо. У зв'язку з цим, метою наших досліджень було встановлення впливу цих технологічних параметрів на товщину шару покриття, швидкість осадження та величину адгезії плівок зі скляною основою, а також визначення оптимальних їх значень в умовах

низькотемпературної плазми тліючого розряду, що горить у порожнистому катоді [48].

Визначення впливу розмірів вихідної апертури катодної порожнини на товщину тонкоплівкового шару здійснювали із застосуванням катодів діаметром 40 мм і 20 мм з площею поверхні, що розпилює, 5024 мм<sup>2</sup> та 2512 мм<sup>2</sup> відповідно. Висота мішені в обох випадках складала 40 мм. Діаметр анодного кільця протягом досліджень залишався незмінним і складав 50 мм. Таким чином площа поверхні анода складала 300 мм<sup>2</sup>.

Вплив параметрів технологічного режиму осадження визнача-

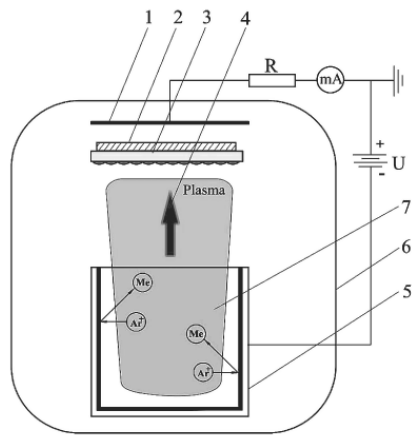


Рис. 5.11. Експериментальна схема:  
1 – анод; 2 – підложкотримач;  
3 – скляна підложка; 4 – напрямок випаруваного металу;  
5 – порожнистий катод; 6 – вакуумна камера; 7 – плазма тліючого розряду.

ли шляхом їх почергового варіювання в наступних межах: відстань катод-підложка  $L^{cs} = 5-30$  мм, струм розряду  $I_p = 25-100$  мА, при цьому напруга на електродах коливалася в межах  $U_p = 400-800$  В. Осадження здійснювали в середовищі аргону при тисках у газорозрядній камері  $P = 26-60$  Па. Час осадження змінювався від 15 до 60 хв. Перед початком процесу здійснювали тренування емітуючої поверхні катода на струмі 15 мА в середовищі аргону протягом 2 хвилин задля її очищення від різного роду забруднень і створення умов для безперешкодного вивільнення атомів мішені. Підложка перед осадженням піддавалася хімічному травленню в розчині плавикової кислоти HF протягом 1 хвилини, а потім декілька разів промивалася в дистильованій воді. Структуру отриманих металевих плівок досліджували за допомогою металографічного мікроскопа МИМ-8. Товщину шару металопокриття визначали індикатором часового типу з ціною поділки 0,001 мм. Міцність зчеплення мідних плівок зі скляним субстратом визначали методом інденування у відповідності до методики, наведеної в роботі [83]. Схему установки для визначення величини адгезії тонких плівок з поверхнею субстрату наведено на рис. 5.12.

В основі даної методики лежить припущення, що зчеплення покриття із субстратом забезпечують шари, що безпосередньо прилягають до нього. У зв'язку з цим необхідним є визначення наступних сил, що виникають при русі інденатора через металопокриття:

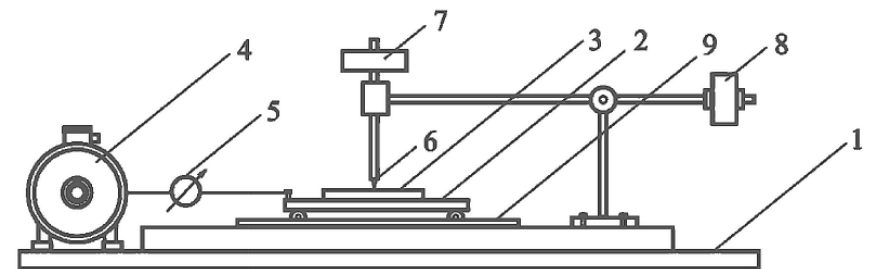


Рис. 5.12. Схема пристрою для визначення адгезійних властивостей покриттів:  
1 – стіл; 2 – рухома платформа; 3 – зразок; 4 – електромотор;  
5 – динамометричний прибор; 6 – інденатор; 7 – вертикальне навантаження;  
8 – протизвага; 9 – напрямлюючі рейки.

$F_{заг}$  – сила, яка необхідна для переміщення індентора через покриття при вертикальному навантаженні  $P_1$ , коли на сліді залишається покриття, кількість якого не перевищує 5 % від загальної площі сліду індентора.

$F_{си}$  – сила, яка необхідна для переміщення індентора через покриття при вертикальному навантаженні  $P_2$ , коли на сліді від індентора чисте скло складає не менше ніж 5 % від загальної площі сліду.

$F_{ск}$  – сила, що виникає при русі інденторної голівки по склу при вертикальному навантаженні  $P_1 - P_2$ .

Сила зчеплення мідного шару покриття зі скляною основою може бути розрахована за наступною формулою:

$$F_{зи} = F_{заг} - F_{си} - F_{ск}, \quad (5.4)$$

Міцність зчеплення визначається за формулою:

$$P_{зи} = \frac{F_{зи}}{S}, \quad (5.5)$$

де  $S$  – площа, що звільнюється індентором на склі при його проходженні за  $1$  сек.

$$S = d \frac{L}{t}, \quad (5.6)$$

де  $d$  – ширина сліду від голки індентора;  $L$  – загальна довжина сліду;  $t$  – час переміщення.

Ширину сліду від індентора визначали на мікроскопі МБС-9, на якому було встановлено окуляр із сіткою, ціна поділки якої дорівнює  $0,375$  мм. (Результати індентування наведено нижче по тексту).

На *рис. 5.13* наведено залежності товщини мідної плівки, отриманої при розпилюванні катодів діаметром  $20$  мм та  $40$  мм на скляний субстрат. Осадження проводили при фіксованих значеннях розрядного струму  $I_p = 100$  мА в середовищі аргону при тиску в розрядній камері  $26$  Па протягом  $30$  хв. Відстань катод-субстрат варіювалась у межах  $10$ – $30$  мм. Напруга на розрядному проміжку становила  $600$ – $800$  В відповідно.

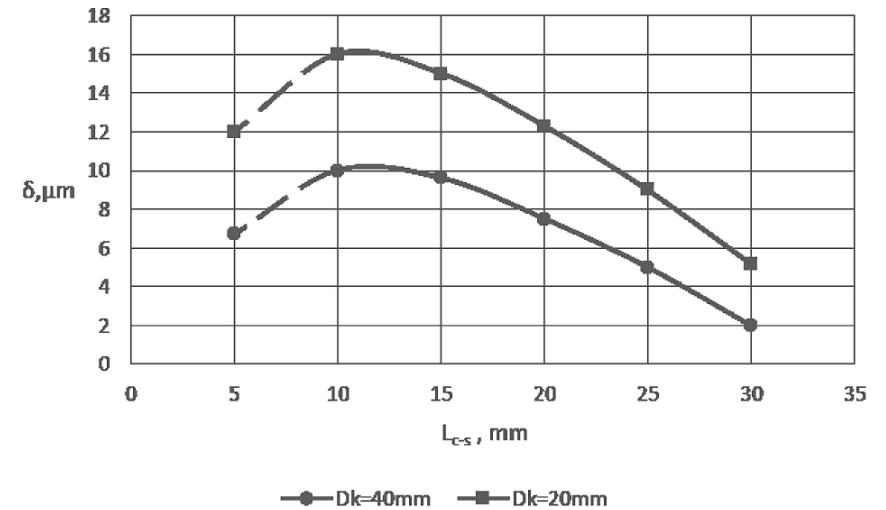


Рис. 5.13. Залежність товщини шару мідної плівки  $\delta$  від відстані катод-субстрат  $L_{c-s}$ , осадженої на скляних підложках.

Експериментально отримані залежності показують, що товщина конденсованого шару збільшується по мірі наближення до вихідного отвору катодної порожнини.

Так, зменшення відстані  $L_{c-s}$  від  $30$  мм до  $10$  мм у наших опитах призводило до збільшення товщини шару мідної плівки в  $3..5$  разів з помітним погіршенням її однорідності. Нерівномірність товщини плівок, отриманих на відстані  $30$  мм, не перевищує  $5$ – $8$  %, у той час як для плівок, отриманих на відстані  $10$  мм від катода, така однорідність зберігається лише на відстані  $10$ – $15$  мм від центру підложки і при віддаленні на відстань  $20$  мм досягає  $30$  %. На *рис. 5.14* наведено графіки радіального розподілу товщини шару металопокриття на скляному субстраті розмірами  $60 \times 30$  мм. Точка  $0$  на графіку є центром початку зародження плівки.

Зменшення відстані катод-субстрат, вочевидь, призводить до певного підвищення температури основи, що пов'язано насамперед із зростанням інтенсивності бомбардування її поверхні важкими атомами. Нагрів субстрату, в свою чергу, зумовлює збільшення часу ди-

фузійного переміщення часток та міграційних процесів на її поверхні, сприяючи тим самим росту товщини шару плівки. Однак у наших дослідах подальше зменшення відстані  $L_{c-s}$  до 5 мм призвело до значного уповільнення росту шару металопокриття. Товщина таких плівок приблизно на 3–4 мкм менша за товщину плівок, отриманих при  $L_{c-s} = 10$  мм. Такий ефект, на нашу думку, може бути пов'язаний із двома основними процесами: механічним відривом осаджених атомів металу на поверхні основи під дією ударів швидкими іонами газу і їх випаровуванням внаслідок локального нагріву іонним потоком атомів аргону (теплове розпилення), енергія яких, у міру віддалення від катода, стрімко втрачається.

На рис. 5.15 показані експериментальні залежності товщини шару конденсованих плівок від струму розряду, отримані при тиску в газорозрядній камері 26 Па протягом 30 хв. Величина розрядного струму варіювалася в межах від 25 мА до 100 мА, при цьому напруга горіння розряду коливалася в межах  $U_p = 350–900$  В. Відстань катод-субстрат була фіксованою і складала 10 мм.

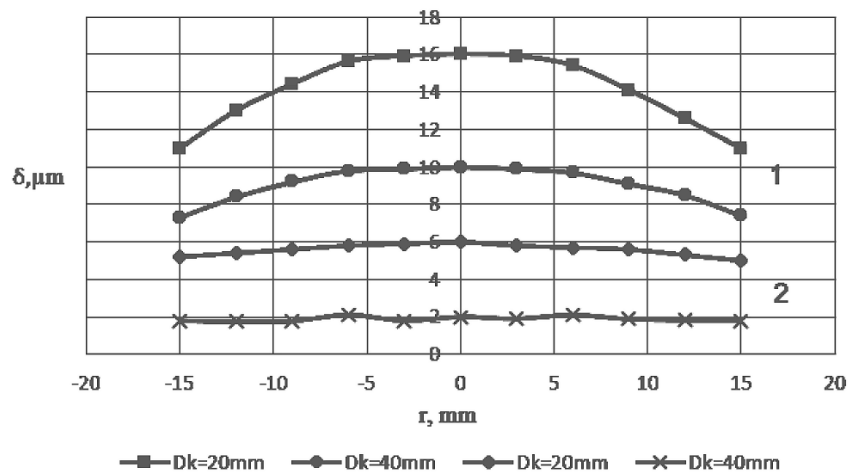


Рис. 5.14. Радіальний розподіл товщини мідних плівок на скляному субстраті, осаджених на відстані: 1) 10 мм від катодної порожнини; 2) 30 мм від катодної порожнини.

Отримані залежності показують, що збільшення величини розрядного струму призводить до стрімкого наростання товщини конденсованого шару металопокриття. Так, зростання величини  $I_p$  від 25 мА до 100 мА в наших дослідах призвело до зростання товщини мідної плівки в межах 0,5–10 мкм та 1–16 мкм для катодів діаметром 40 мм та 20 мм відповідно. Більша товщина мідної плівки, отримана при розпилюванні катода діаметром 20 мм, обумовлена, вочевидь, дещо інтенсивнішими іонізаційними та, відповідно, емісійними процесами у середині порожнини, ніж на катоді діаметром 40 мм. Це пов'язано з тим, що при постійному тиску в газорозрядній камері та інших рівних умовах зменшення діаметру порожнини призводить до певного зростання густини струму, обумовленої зменшенням протяжності ділянки темного катодного простору  $d_k$  [48]. Відповідно збільшується потік іонів, що бомбардує поверхню мішені, викликаючи тим самим інтенсифікацію процесу розпилення її матеріалу. В досліджуваному діапазоні зміни параметрів режиму осадження густина розрядного струму змінювала-

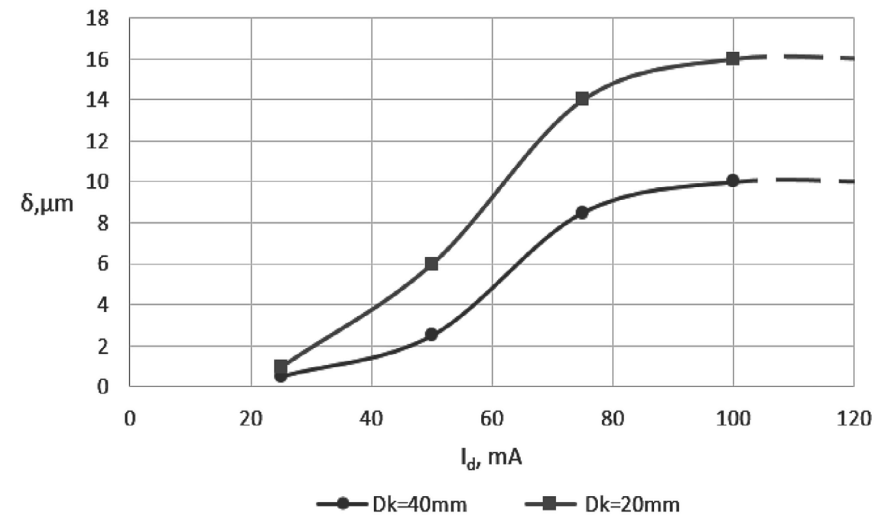


Рис. 5.15. Залежності товщини мідних плівок  $\delta$  від величини струму розряду  $I_p$ , отриманих при тиску аргону 26 Па та часу осадження 30 хв.



ся в межах  $5\text{--}20 \text{ А/м}^2$  для катода діаметром  $40 \text{ мм}$  та  $10\text{--}40 \text{ А/м}^2$  для катода з апертурою  $20 \text{ мм}$ .

На рис. 5.16 наведено залежності товщини мідних плівок від тиску аргону в розрядній камері, осаджених на струмі  $I_a = 100 \text{ мА}$  протягом  $30$  хвилин. Тиск у газорозрядній камері змінювався в межах  $26\text{--}66 \text{ Па}$ , при цьому напруга розряду складала  $U_p = 600\text{--}900 \text{ В}$ . Відстань катод-субстрат складала  $10 \text{ мм}$ .

Зміна тиску аргону в газорозрядній камері від  $26$  до  $66 \text{ Па}$  призводить до стрімкого зниження як товщини самої плівки, так і швидкості її осадження на скляному субстраті для обох досліджуваних катодів у  $8\text{--}10$  разів. Це дає підставу вважати даний параметр чи не найважливішим у процесах нарощування тонкоплівкових покриттів. У даному випадку вирішальним є довжина вільного пробігу як розпиленних атомів мішені, так і іонів робочого газу, величина якої зменшується із зростанням тиску. Оскільки в результаті збільшення числа зіткнень з молекулами залишкових газів вони втрачають свою енергію і змінюють траєкторію свого руху, це призводить до зменшення кое-

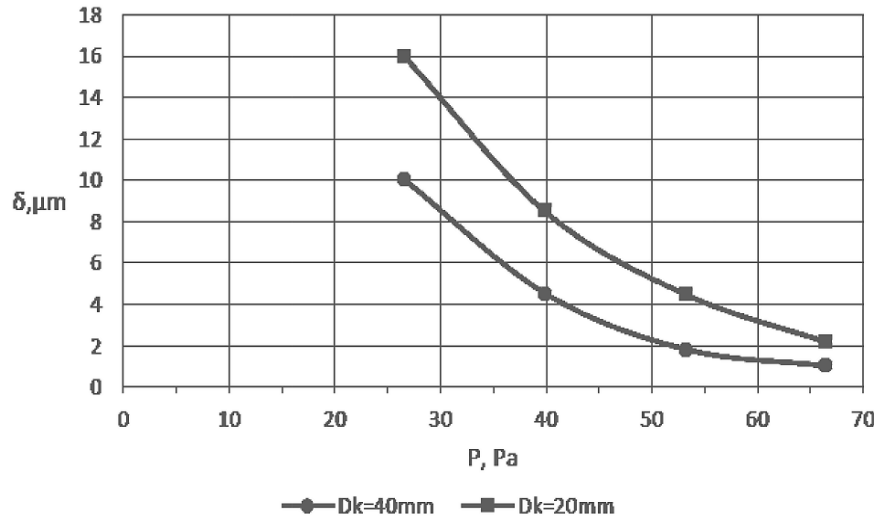


Рис. 5.16. Залежність товщини покриття  $\delta$  від тиску в газорозрядній камері  $P$  при струмі розряду  $I_p = 100 \text{ мА}$ , відстані  $L_{cs} = 10 \text{ мм}$  та часу осадження  $30 \text{ хв}$ .

фіцієнта розпилення матеріалу мішені і, відповідно, до зниження щільності потоку осаджуваних часток на поверхню субстрату. Разом із тим, зменшення тиску в газорозрядному проміжку призводить до збільшення протяжності ділянки темного катодного простору, яке, відділяючись від стінок порожнини, стискає катодну частину плазми таким чином, що вона починає нагадувати електронний пучок. Це призводить до зменшення ділянки конденсації на поверхні підложки. Однорідність таких плівок за товщиною не перевищує  $15\text{--}25 \%$  для катодів  $40$  та  $20 \text{ мм}$  відповідно.

Слід зазначити, що швидкість осадження і товщина шару металопокриття залежить також і від інтенсивності бомбардування та, відповідно, розпилювання матеріалу мішені позитивними іонами робочого газу, енергія яких визначається напругою на міжелектродному проміжку, а точніше, величиною катодного падіння потенціалів  $U_c$ . Це обумовлено тим, що майже вся напруга розряду концентрується саме в катодній його частині, оскільки анодне падіння потенціалу та стовпа розряду в сумі не перевищують  $15\text{--}20 \%$ .

В умовах тліючого розряду із порожнистим катодом визначення величини катодного падіння потенціалів  $U_c$  пов'язано з деякими складнощами, обумовленими, перш за все, геометрією катода, так як в умовах саме порожнистого катода не можливо забезпечити рівновіддаленість усіх точок його поверхні від анода. У зв'язку з цим щільність струму та катодне падіння потенціалів по поверхні порожнини не є постійною величиною [106].

У роботі [109] запропоновано методику, що дозволяє із урахуванням іонізаційних процесів у катодному шарі тліючого розряду з порожнистим катодом визначити величину  $U_c$  із задовільним узгодженням із експериментом. Запропонований вираз поєднує напругу розряду із тиском у газорозрядному проміжку і має такий вигляд:

$$\frac{U_c}{U_0} = -\frac{P}{P_0} \ln \left( 1 - \frac{P}{P_0} \right), \quad (5.7)$$

де  $U_c$  – катодне падіння потенціалів;  $U_0$  – напруга горіння розряду при тиску  $P$ ;  $P$  – тиск у камері;  $P_0$  – критичний тиск, при якому горіння розряду стає неможливим.

$$p_o = \frac{kTS_a}{4\gamma V\sigma_i}, \quad (5.8)$$

де  $k$  – постійна Больцмана;  $T$  – температура газу;  $S_a$  – площа анода;  $\gamma$  – коефіцієнт іонно-електронної емісії;  $V$  – об'єм порожнини;  $\sigma_i$  – переріз іонізації.

Напряга горіння розряду  $U_0$  визначається за формулою:

$$U_0 = -\frac{W}{e\gamma} + \frac{E_i}{e} \approx \frac{W}{e\gamma}, \quad (5.9)$$

де  $W$  – середня енергія, що втрачається на одну іонізацію;  $E_i$  – порогова енергія іонізації.

Виконані за даною методикою розрахунки в подальшому дозволили нам визначити енергію швидких атомів аргону, з якою вони падають на поверхню катода, викликаючи тим самим його розпилення. Швидкість осадження визначали як відношення товщини плівки до тривалості її отримання.

На *рис. 5.17* наведені залежності швидкості росту мідних плівок від енергії іонів аргону, отримані при тисках у вакуумній камері  $26 \text{ Па}$  та  $53 \text{ Па}$  протягом  $30$  хвилин для катодів діаметром  $20 \text{ мм}$  та  $40 \text{ мм}$ . Напряга розряду змінювалась у межах від  $400$  до  $800 \text{ В}$ .

Отримані залежності показують, що зі збільшенням величини  $eU$  від  $192 \text{ eV}$  до  $384 \text{ eV}$  швидкість осадження металопокриття збільшується майже лінійно для катодів обох діаметрів. Різний нахил кривих також вказує на істотний вплив тиску аргону в газорозрядній камері на швидкість осадження плівки. Так, підвищення тиску в камері з  $26 \text{ Па}$  до  $53 \text{ Па}$  призводить до значного уповільнення процесу конденсації плівок, що обумовлено частковою втратою кінетичної енергії як розпилених атомів матеріалу мішені, так і швидких іонів аргону внаслідок їх співударянь. Як уже було сказано вище, це призводить і до певного зниження коефіцієнту розпилення  $K^p$  внаслідок уповільнення емісійних процесів на катоді.

На *рис. 5.18* наведено мікроструктуру  $\text{Cu}$  плівок, нанесених на скляну підложку при енергії атомів  $192 \text{ eV}$  протягом  $30 \text{ хв}$  при тиску газу  $53 \text{ Па}$  та  $26 \text{ Па}$ .

Аналіз мікроструктури мідних плівок, осаджених при тиску газу в газорозрядній камері в  $53 \text{ Па}$ , показав, що такі покриття характеризуються меншою гомогенністю в порівнянні із плівкою, отриманою при

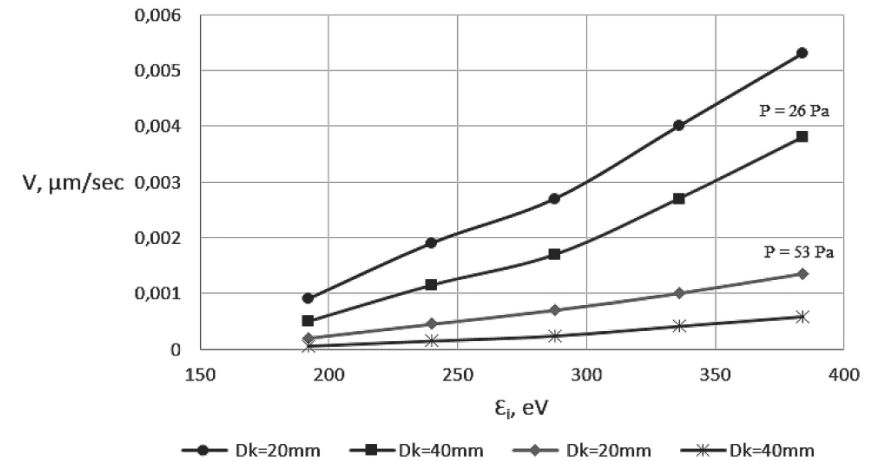


Рис. 5.17. Залежності швидкості осадження мідних плівок на скляному субстраті від енергії іонів, що бомбардують поверхню катода при тисках аргону в газорозрядній камері  $26 \text{ Па}$  та  $53 \text{ Па}$ .

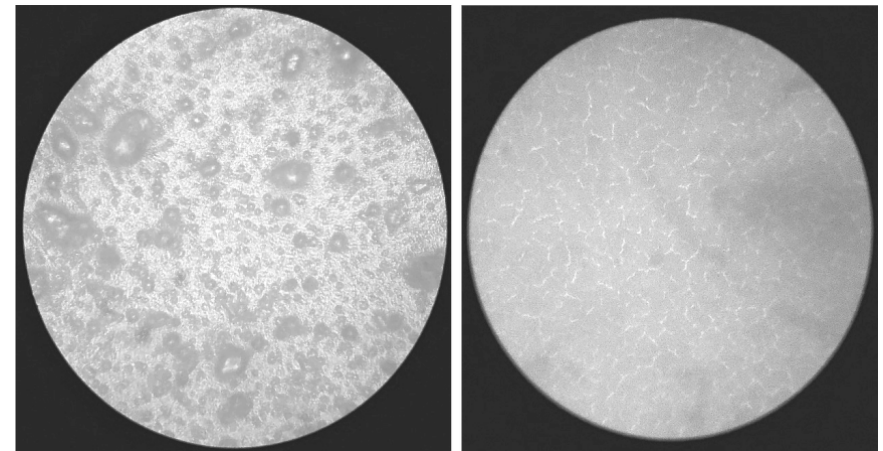


Рис. 5.18. Мікроструктура мідних плівок, нанесених на скляний субстрат при енергії атомів  $192 \text{ eV}$  протягом  $30 \text{ хв}$  при тиску газу  $53 \text{ Па}$  (а) і  $26 \text{ Па}$  (б).

тиску 26 Па. Отже, при тиску 53 Па швидкі атоми аргону утворюють структурні дефекти, так звані "островці" на поверхні субстрату, які в подальшому стають центрами конденсації майбутньої плівки.

Також було встановлено, що підвищення тиску в газорозрядній камері з 26 Па до 53 Па призводить до значного уповільнення процесу конденсації плівки, що, на нашу думку, обумовлено частковою втратою кінетичної енергії як випаровуваних атомів матеріалу мішені, так і швидких іонів аргону через їх зіткнення.

На рис. 5.19 наведено залежність адгезії мідних плівок від їх товщини, отриманих при швидкості осадження 0,0053  $\mu\text{m}/\text{сек}$  і щільності струму 15  $\text{A}/\text{m}^2$  та 29  $\text{A}/\text{m}^2$  для катодів діаметром 40 мм та 20 мм відповідно. З отриманих графіків випливає, що в інтервалі товщин 0,5–1,2  $\mu\text{m}$ , отриманих при осадженні з катода діаметром 40 мм, міцність зчеплення змінюється в межах від 38–32 МПа. При подальшому збільшенні товщини осаджених плівок їх адгезія зі скляною поверхнею основи різко погіршується. Так, в інтервалі товщин 1,5–9  $\mu\text{m}$  для обох діаметрів катодів міцність зчеплення знижується з ~17 МПа до 1 МПа, а при  $\delta = 12\text{--}16 \mu\text{m}$  міцність зчеплення падає

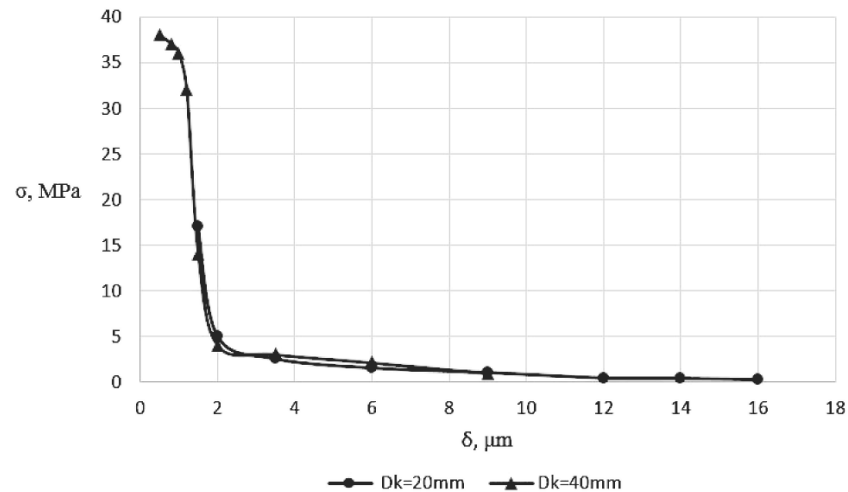


Рис. 5.19. Залежність міцності зчеплення мідних покриттів від їх товщини.

майже до нуля і складає приблизно 0,41–0,24 МПа. Така залежність, на нашу думку, пояснюється зростанням внутрішніх напружень у тілі покриття із підвищенням товщини плівки.

Характер руйнування мідних плівок після індетування наведено на рис. 5.20.

Аналіз характеру руйнування мідної плівки, осадженої на скляному субстраті після індетування, також свідчить про кращу адгезію плівок з меншою товщиною. Вивчення особливостей руйнування мідної плівки товщиною 1,2  $\mu\text{m}$  показує наявність окремих залишків плівки на місці проходження голчастого індетору, що свідчить про задовільну якість зчеплення покриття з поверхнею основи (рис. 5.20 а), у той час, як для плівки товщиною 9  $\mu\text{m}$  таких залишків не спостерігається (рис. 5.20 б).

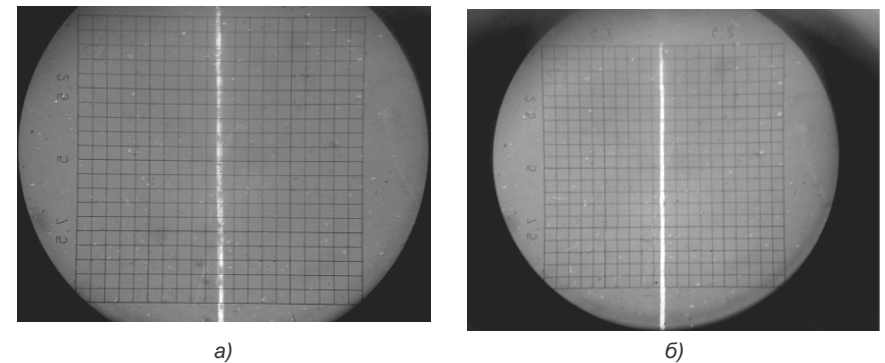


Рис. 5.20. Топологія мідних плівок товщиною 1,2  $\mu\text{m}$  (а) та 9  $\mu\text{m}$  (б), отриманих у процесі індетування.

### 5.3. ЗАСТОСУВАННЯ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ З ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ У ПРОЦЕСАХ ПОВЕРХНЕВОЇ ОБРОБКИ МЕТАЛІВ

Працездатність деталей машин та механізмів у значній мірі визначається станом робочої поверхні, а саме здатністю поверхонь у сполучених парах тертя протистояти зносу.

У даний час для підвищення твердості, міцності та зносостійкості деталей машин та механізмів широкого застосування в промисловості набули методи термічної та хіміко-термічної обробки із застосуванням газорозрядної плазми (іонна обробка в тліючому розряді, обробка дуговим розрядом) [26, 99]. Однак застосування того чи іншого способу не завжди дозволяє забезпечити необхідні властивості поверхневого шару, і техніко-економічна доцільність їх використання викликає значні сумніви.

Застосування дугового розряду в процесах поверхневої обробки металів знайшло широке впровадження внаслідок ряду технологічних особливостей, а саме – низької напруги горіння дуги, високого значення розрядних струмів та широкого діапазону тисків, при яких він запалюється та стабільно горить. Однак наявність у плазмі, що генерується дуговим розрядом, значної кількості мікрокрапель матеріалу, що розпилюється розжареним катодом, дещо обмежує використання його в процесах модифікування поверхонь.

В останній час усе більший розвиток та застосування отримують методи іонної обробки в тліючому розряді, які дозволяють регулювати технологічні параметри процесу в широкому інтервалі режимів, володіють досить високою швидкістю насичення, мають високий клас чистоти поверхні та велику економічність процесу за рахунок значного скорочення часу обробки тощо [29, 100]. Однак процес перебігає при досить високих тисках  $10\text{--}1000\text{ Па}$  і тому, внаслідок значного теплового впливу на деталі, що обробляються, може спостерігатися зміна мікроструктури, значний ріст зерна і, як наслідок, зменшення міцності основи зразків, що в багатьох випадках неприпустимо.

В той же час є доцільним використання в якості джерела нагріву для поверхневої обробки металів тліючого розряду, що генерується в порожнистому катоді. Це дозволяє значно підвищити енергетичну ефективність процесу, знизити робочий тиск, знизити напругу запалювання та стабільного горіння розряду, скоротити загальний час процесу нагріву та охолодження деталей, що обробляються, знизити витрати робочого газу тощо [54, 56, 97].

Як уже зазначалося в розділі 1, уперше можливість нагрівання тліючим розрядом з порожнистим катодом була показана англійським ученим В. Круксом ще в 1879 році. Він виявив, що від катода

тліючого розряду поширюються частки (електрони), що володіють великою енергією. Він також показав, що їх можна концентрувати, використовуючи для цього не плоский, а порожній катод. У місці фокусування виділяється значна кількість тепла.

На основі експериментального приладу Крукса в 60-х роках минулого століття в Харуельській лабораторії термоядерних проблем (Велика Британія) було створено пристрій для теплової обробки металів на основі тліючого розряду, що горить у порожнистому катоді. В обох приладах тепловий ефект досягається при гальмуванні на зразку, що обробляється, швидких електронів, розігнаних у зоні темного катодного простору, що прилягає до напівсферичних сегментів катода [106]. Концентровані фокусуною системою пучки електронів, які несуть у собі велику енергію, гальмуючись на поверхні будь-якого твердого тіла, ефективно передають йому свою енергію у вигляді тепла. Цей процес лежить в основі застосування електронно-променевих гармат для різного роду термічної обробки матеріалів.

На сьогоднішній день тліючий розряд з порожнистим катодом досить широко застосовується в процесах поверхневої обробки.

Відомі роботи [115, 127] з іонного азотування високолегованих конструкційних сталей у неоднорідній плазмі тліючого розряду із порожнистим катодом. У роботах показано, що при азотуванні в неоднорідній плазмі тліючого розряду конструкційної сталі 13X11H2B2MФ-Ш при тиску  $P=300\text{ Па}$ ,  $I=600\text{ мА}$ ,  $U=650\text{ В}$  у суміші газів азоту, аргону та ацетилену ( $N_2, 50\% + Ar, 25\% + C_2H_2, 25\%$ ) протягом 4 годин температура поверхонь, що обробляється, не перевищує  $550\text{ }^\circ\text{C}$ . Зразки, що азотуються, також попередньо піддавалися іонному очищенню при тисках  $P=50\text{ Па}$ ,  $I=0,2\text{ А}$ ,  $U=650\text{ В}$ , у процесі катодного розпилення поверхні температура не перевищувала  $T=250\text{ }^\circ\text{C}$ . Час очистки складав 15 хвилин.

У результаті, крім загального зміцнення поверхні сталі (вихідна мікротвердість сталі складала  $Hv=4730\text{ МПа}$ , після азотування величина мікротвердості зросла до  $Hv=11500\text{ МПа}$ ), відбувається також зонне зміцнення, на поверхні формується характерний макрорельєф з вираженою границею розділу (рис. 5. 21).

У роботі [27] наведені результати азотування технічного титану ВТ1-0 в несамостійному тліючому розряді із порожнистим катодом

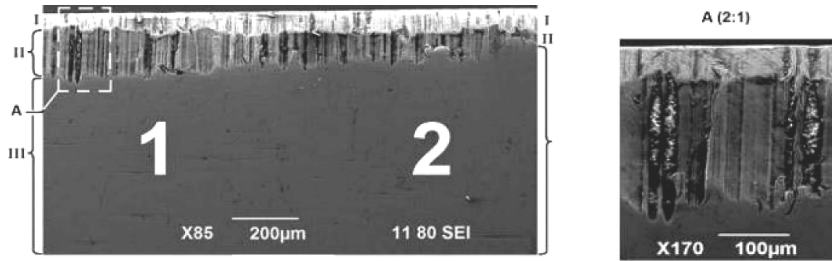


Рис. 5.21. Мікроструктура сталі 13X11H2B2MФ-Ш після азотування у тліючому розряді з порожнистим катодом: I – шар нитридів, II – дифузійний шар, III – основа.

у суміші робочих газів ( $N_2$ -Ar,  $N_2$ -He,  $N_2$ -Ne). Експериментальна схема наведена на *рисунку 5.22*.

Експериментально показано, що процес азотування технічного титану в плазмі несамостійного тліючого розряду з порожнистим катодом здійснюється з високою ефективністю при відносно низьких температурах (до 600 °C) та низьких тисках (2–4 Па), що приблизно в 3–4 рази менше в порівнянні з азотуванням у тліючому розряді з одним плоским катодом. Встановлено, що величина мікротвердості зразків зростає з підвищенням щільності катодного струму, напруги горіння розряду та температури зразків. Так, підвищення температури азотування на 300 °C призвело до підвищення показників мікротвердості більш ніж удвічі.

Параметри режиму обробки та результати наведені в *таблиці 5.1*.

Таблиця 5.1

Значення параметрів азотування та величини мікротвердості поверхонь зразків

$P_{\text{суміші}}, \text{Па}$	$T, ^\circ\text{C}$	$U_p, \text{Вк}$	$j, \text{мА/см}^2$	$HV_{0,5}, \text{ГПа}$	$HV/HV_0$
3,9	850	1,4	4,0	14	4,7
2,8	650	1,4	3,9	8,2	2,7
2,1	550	1,0	1,9	6,4	2,1

У роботі [3] наведено результати азотування сталі 38ХМЮА, що знайшла широке поширення у виготовленні деталей машин, що пра-

цюють в умовах тертя та циклічних навантажень. Обробка здійснювалась у суміші газів (Ar – 70 %,  $N_2$  – 25 %,  $C_2H_2$  – 5 %) при тиску 60 Па протягом 12 годин. Задля запобігання небажаному осіданню часток ділянка виробу була вкрита відбиваючою сіткою, як показано на *рис. 5.23*. Процес обробки здійснювався при температурі, що не перевищувала 550 °C.

Мікроструктура зразків 38ХМЮА після іонного азотування показана на *рис. 5.24*. В результаті термічної обробки спостерігається деяке загартування троститу у вигляді темної голкоподібної струк-

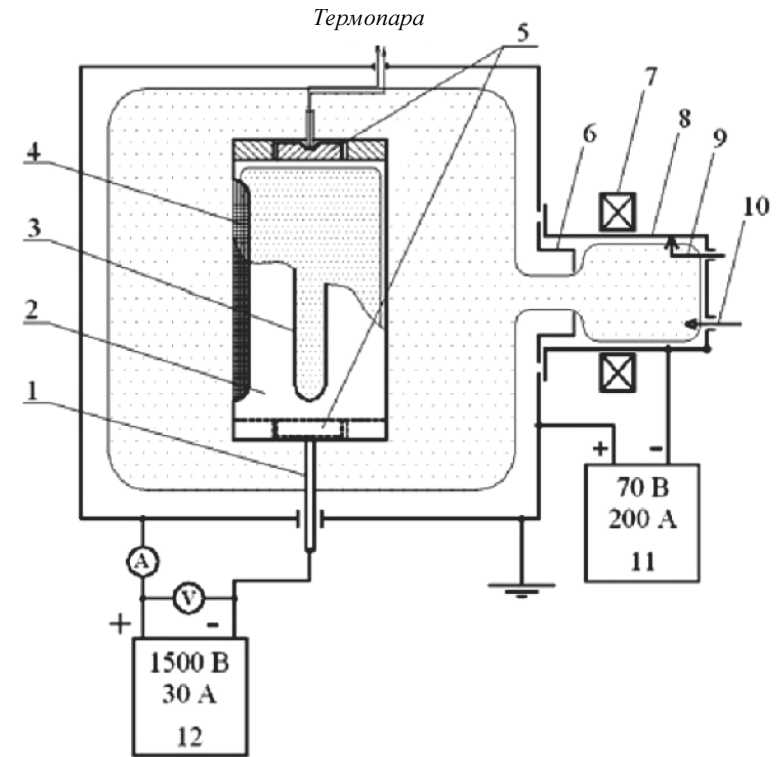


Рис. 5.22. Експериментальна схема азотування технічного титану VT1-0 в плазмі несамостійного тліючого розряду з порожнистим катодом: 1 – тримач; 2 – порожнистий катод; 3 – вікно; 4 – вікно з дрібно структурною сіткою; 5 – зразки, що обробляються; 6 – дугогасник; 7 – магнітна котушка; 8 – порожнистий катод; 9 – підпалюючий пристрій; 10 – ввід газу; 11 – джерело живлення дугового розряду; 12 – джерело живлення тліючого розряду.

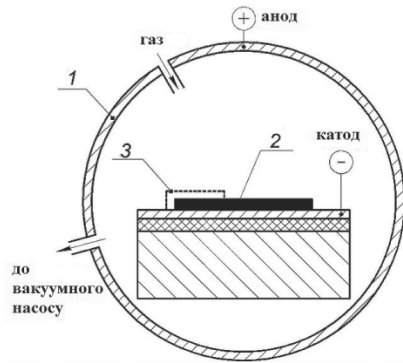


Рис. 5.23. Експериментальна установка: 1 – вакуумна камера, 2 – зразок, 3 – екрануюча сітка.

спостерігається поява  $\epsilon$ -фази  $Fe_{2-3}(N)$ ,  $Fe_{2-3}(N, C)$ ,  $\gamma$ -фази  $Fe_4N$ ,  $Fe_4(N, C)$ , а також фази нітридів хрому та карбонітридів  $CrN$ ,  $Cr(C, N)$ .

тури на світлих полях мартенситу. Поверхнева мікротвердість сталі 38ХМЮА після загартування становить  $370 \pm 20 HV_{100}$ .

Дослідження мікроструктури азотованого зразка показало існування трьох зон: зона, на яку впливає ефект порожнистого катода (поверхня, що піддавалася обробці); зона без обробки та перехідна (дифузійна) зона (рис. 5.20).

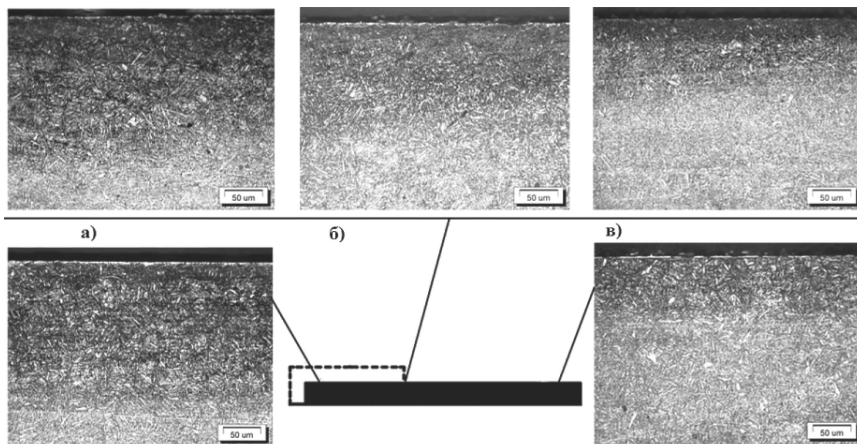


Рис. 5.24. Мікроструктура зразка зі сталі 38ХМЮА після іонного азотування: а) зона, на яку впливає ефект порожнистого катода (поверхня, що піддавалася обробці); б) зона без обробки; в) перехідна (дифузійна) зона.

## 5.4. ЗАСТОСУВАННЯ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ З ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ В УМОВАХ ДИФУЗІЙНОГО ЗВАРЮВАННЯ І ПАЯННЯ

Розвиток сучасних галузей промисловості тісно пов'язаний із застосуванням великої групи неметалів (скло, кераміка, ситали, кварц і ін.). Вони створюються на основі оксидів, нітридів, карбідів, фторидів та інших з'єднань елементів, що являють великий клас неорганічних матеріалів. Ці матеріали, володіючи особливими фізико-хімічними властивостями, дозволяють вирішувати багато проблем зі створення нових приладів, вузлів і механізмів. Зі скла і кераміки найбільш часто виготовляють елементи простої конфігурації, які за допомогою зварювання, паяння, склеювання або за допомогою оптичного контакту з'єднують у складні конструкції [76].

Рішення задач з розробки технології з'єднання неметалічних матеріалів можливе лише при правильному врахуванні властивостей матеріалів, а також процесів, що відбуваються в зоні зварювання.

Способи зварювання плавленням не придатні для з'єднання металів із неметалами або неметалів у цілому внаслідок порушення властивостей матеріалів і природної несумісності композицій, що з'єднуються (в разі зварювання металів з неметалами). Клейові з'єднання часто виявляються недостатньо міцними, не термостійкі, виділяють значну кількість газів, що обмежує їх застосування. Пайка знаходить досить широке застосування при з'єднанні керамічних матеріалів, однак при кристалізації рідкої фази в зоні пайки виникають високі напруження, а також можуть погіршуватися електроізоляційні властивості в результаті змочування припоєм поверхні кераміки.

Найбільш перспективним при створенні нероз'ємних з'єднань вузлів з неметалічних матеріалів є дифузійне зварювання, що дозволяє отримувати високоякісні з'єднання кераміки з коваром, електровакуумного скла, оптичної кераміки, сапфіру, графіту та ін.

На сьогоднішній день отримання таких з'єднань за допомогою дифузійного зварювання можливе лише із застосуванням радіаційного способу нагріву. Однак, будучи надто технологічним, придатним для зварювання струмопровідних матеріалів, напівпровідників

і діелектриків, у той же час радіаційний нагрів супроводжується значними енерговитратами, що істотно знижує його ефективність [52].

У роботі показана принципова можливість застосування тліючого розряду з порожнистим катодом як джерела нагрівання при дифузійному зварюванні і паянні металевих і неметалевих вузлів.

#### 5.4.1. ВИВЧЕННЯ УМОВ ЗМОЧУВАННЯ МЕТАЛЕВИХ ПОВЕРХОНЬ РІДКИМИ ПРИПОЯМИ

Головним процесом при паянні є фізико-хімічна взаємодія на міжфазній границі твердий метал – рідкий припой. Серед факторів, що впливають на характер перебігу процесів міжатомної взаємодії на межі розділу фаз, особливо виділяють властивості поверхні основного металу. Зокрема, при розтіканні рідких металів по твердій металевій поверхні основними факторами є мікрорельєф і стан поверхні твердого металу (наявність забруднень, плівок окислів і ін.), структура і властивості приповерхневих шарів [111].

Більшості металів, що з'єднуються за допомогою паяння, властива помітна спорідненість із киснем і тому, покриті міцним шаром окислів, що збільшують величину поверхневого натягу рідини, тим самим знижують здатність припою змочувати поверхню. Найбільш суттєвою ця проблема є при паянні активних металів і сплавів на їх основі, до яких належать, зокрема, високолеговані конструкційні сталі, в першу чергу, аустенітного класу, що мають у своєму складі значний вміст хрому, титану, алюмінію та інших активних елементів. Такі елементи мають незадовільну спорідненість до припою і сприяють утворенню на поверхні хімічно і термічно стійких оксидних плівок. Тому активація поверхонь, з метою поліпшення змочування їх припоями, що включає очищення від оксидів, застосування технологічних покриттів і ін., є важливою проблемою в технології пайки [59].

Найбільш поширені хімічні і електрохімічні методи активації поверхонь металів мають суттєві недоліки: наявність залишків активних миючих речовин на поверхні, водневе насичення поверхні електролітами, значна кількість шкідливих відходів виробництва. Тому останнім часом помітну роль відіграють екологічно чисті електрофізичні

методи обробки матеріалів, пов'язані, в першу чергу, із впливом на поверхню потоків заряджених частинок. З фізичних методів підготовки поверхонь найбільш перспективним є застосування тліючого розряду, який дозволяє обробляти поверхні різної конфігурації і різної площі – від одиниць до десятків тисяч квадратних сантиметрів [29].

Як відомо з теорії паяння, основними показниками якості процесу паяння є забезпечення змочування припоєм поверхні, що паяється, і здатність рідкого припою затікати в капілярні ( $< 0,5$  мм) або некапілярні ( $\geq 0,5$  мм) зазори в процесі нагрівання [102]. Ці здатності припою визначаються як природою матеріалів, що паяються, так і умовами проведення процесу пайки, складом і тиском навколишнього середовища.

В першу чергу, в роботі розглядалися умови змочування твердих металевих поверхонь рідкими припоями при нагріванні в аномальному тліючому розряді, що горить у середовищі аргону при тисках від  $26$  Па до  $2,66$  кПа.

В якості матеріалів використовувалися леговані сталі з різним вмістом хрому (12X18H10T, 4X13, Х6ВФ), що володіє високою спорідненістю до кисню, негативно впливає на змочуваність їх поверхні рідкими припоями, а також нелегована сталь ВСтЗсп.

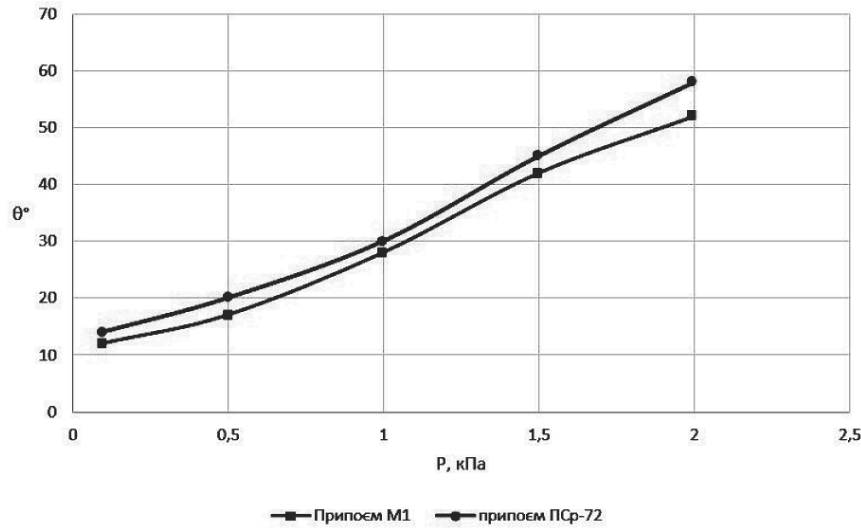
На підставі проведених досліджень встановили, що із підвищенням тиску газу крайовий кут змочування  $\theta$  збільшується для всіх досліджуваних матеріалів [33]. При цьому для задовільного змочування металевих поверхонь рідкими припоями крайовий кут не повинен перевищувати  $40^\circ$ .

Аналіз отриманих результатів, представлених на (рис. 5.25), свідчить, що змочування сталі Х6ВФ припоями ПСР-72 і міддю М1 можна вважати задовільним при тисках газового середовища не більше  $1,25$  кПа для припою ПСР-72 і  $0,7$  кПа для М1.

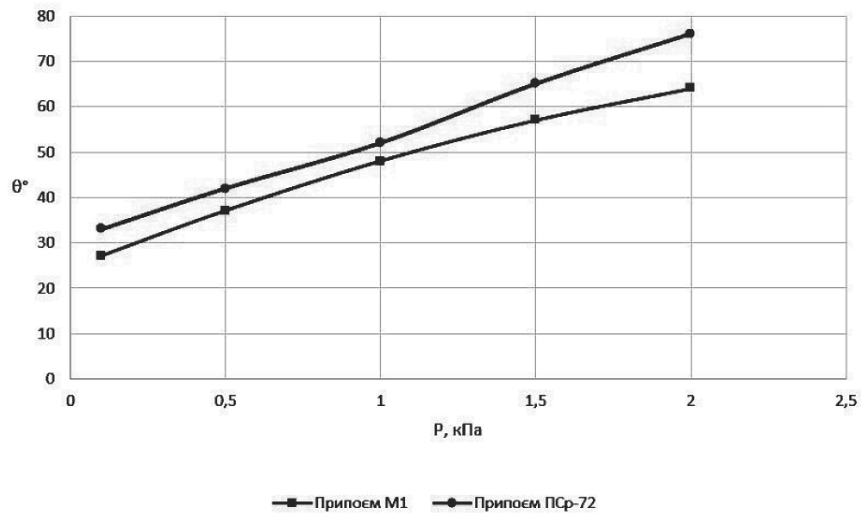
На сталі 4X13 змочування дещо погіршується, і діапазон тисків звужується до  $0,5$  кПа для ПСР-72 і  $0,7$  кПа для М1.

Задовільне змочування сталі 12X18H10T даними припоями не вдалося досягнути у всьому досліджуваному діапазоні тисків.

Як показують результати, сталь ВСтЗсп має задовільну змочуваність припоями ПСР-72 і М1 на всьому досліджуваному діапазоні тисків.

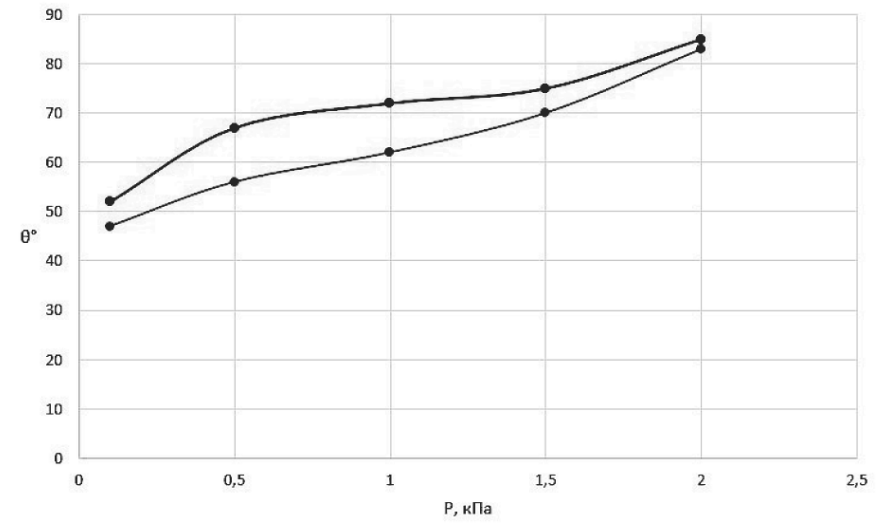


а)

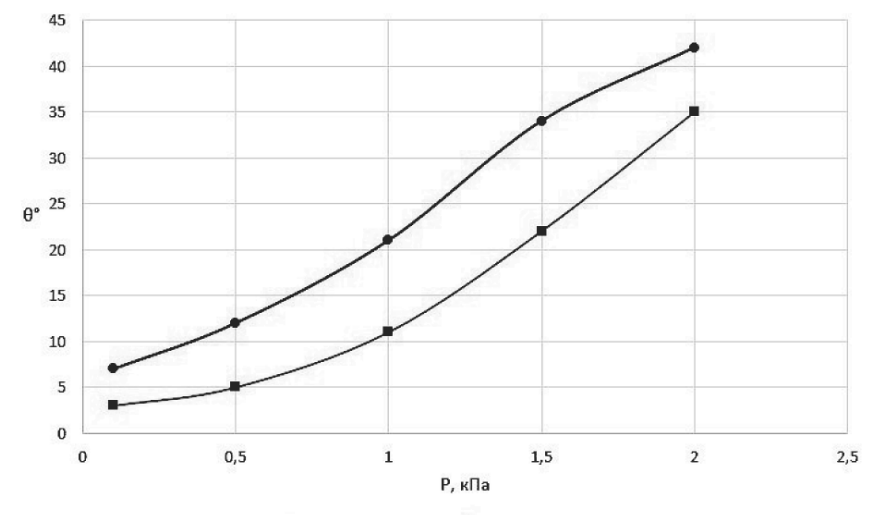


б)

Рис. 5.25. Залежність крайового кута змочування припоями ПСр-72 і М1 поверхні сталей: а) Х6ВФ; б) 4Х13; в) 12Х18Н10Т; г) Ст3 від тиску газового середовища.



в)



г)

Рис. 5.25. Залежність крайового кута змочування припоями ПСр-72 і М1 поверхні сталей: а) Х6ВФ; б) 4Х13; в) 12Х18Н10Т; г) Ст3 від тиску газового середовища.



У ході досліджень встановлено, що різний вміст легуючих компонентів, у першу чергу хрому, викликає певні труднощі при паянні легованих сталей. Це обумовлено наявністю на їх поверхні стійкої оксидної плівки  $Cr_2O_3$ , яка значно обмежує розтікання рідких припоїв по поверхні (рис. 5.26).

Оцінку розтікання проводили шляхом вимірювання площі розтікання припоїв по поверхні досліджуваних матеріалів. Встановлено, що з підвищенням вмісту хрому в складі матеріалу, що паяється від 6 % до 18 %, площа розтікання припою помітно зменшується. Так, площа розтікання припою ПСР-72 по поверхні сталі Х6ВФ при тиску газу 133 Па становить 104 мм<sup>2</sup>, для припою М1 площа розтікання становить 112 мм<sup>2</sup>. На сталі 4Х13 при тому ж тиску площа розтікання припою ПСР-72 складала 84 мм<sup>2</sup>, для припою М1 – 96 мм<sup>2</sup>.

В ході роботи визначили, що припої ПСР-72 і М1 практично не змочують поверхню нержавіючої сталі 12Х18Н10Т і при тисках газу 133 Па площа розтікання складала лише 28 мм<sup>2</sup> і 46 мм<sup>2</sup> відповідно.

Найкраще змочування серед досліджуваних матеріалів має сталь ВСтЗсп, площа розтікання припоїв ПСР-72 і М1 при тисках газу 133 Па складала 124 мм<sup>2</sup> і 141 мм<sup>2</sup> відповідно.

Дослідження затікання припою в зазор здійснювали на прикладі пайки трубок зі сталей ВСтЗсп і 12Х18Н10Т у тліючому розряді з ефектом порожнистого катода через фольгу припою ПСР-72 товщиною 100 мкм. Пайку здійснювали в середовищі аргону при темпера-

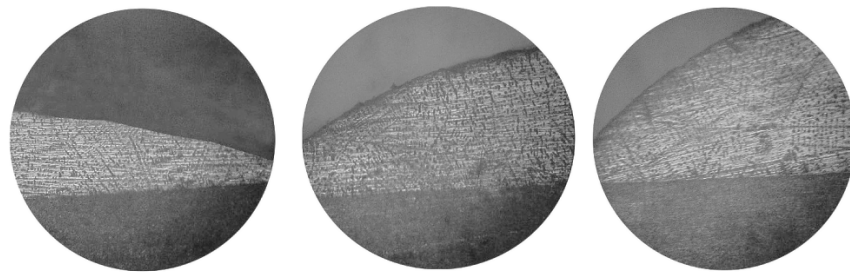


Рис. 5.26. Розтікання припою ПСР-72 по поверхні легованих сталей: а) Х6ВФ; б) 4Х13; в) 12Х18Н10Т при тиску газу 26 Па (збільшення  $\times 30$ ).

турі 1133 К протягом 60 с після розплавлення припою, тиск газового середовища 26 Па. Довжина напустки складала 15 мм.

Оскільки в процесі нагрівання до температури пайки величина зазору між деталями в місці з'єднання може змінюватися (збільшуватися або зменшуватися) внаслідок різних теплових властивостей матеріалів деталей, зовнішньою деталлю була обрана деталь зі сталі 12Х18Н10Т внаслідок більш низького її ТКЛР.

Мікроструктура паяного з'єднання представлена на (рис. 5.27).

Аналіз мікроструктури паяного з'єднання показав, що припой присутній по всій довжині напустки, що дає підставу говорити про затікання як по задовільне.

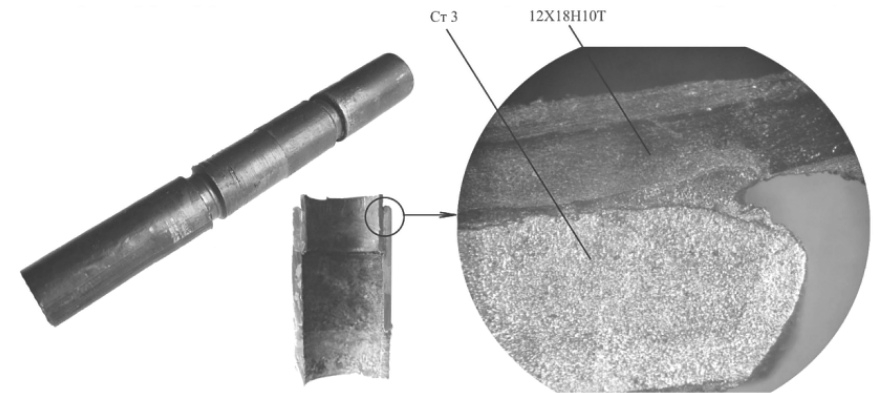


Рис. 5.27. Мікроструктура з'єднань із сталей Ст3 і 12Х18Н10Т, паяних припоєм ПСР-72 ( $\times 50$ ).

#### 5.4.2. ВПЛИВ ІОННОЇ ОБРОБКИ НА МІЦНІСТЬ З'ЄДНАНЬ, ПЯНИХ У ТЛІЮЧОМУ РОЗРЯДІ З ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ

Оцінку міцності з'єднань, паяних у ТРПК, здійснювали на прикладі пайки сплаву 36НХТЮ (11–13 % хрому, по 1–1,2 % титану і алюмінію). Значний вміст у сплаві активних елементів, у першу чергу хрому, і наявність на його поверхні досить стійкої оксидної плівки  $Cr_2O_3$  обмежує розтікання припоїв. У зв'язку з цим, пайку даного сплаву, як і інших нержавіючих високолегованих сталей, здійснюва-

ли через додаткові проміжні шари міді або нікелю, які наносяться на поверхню хімічним або вакуумним способом [123].

Пайку здійснювали через фольгу припою ПСР-72 товщиною 100 мкм при температурі 1133 К протягом 60 секунд після розплавлення припою. Перед паянням проводилася механічна обробка поверхонь зразків і знежирення спиртом.

Дослідження міцності паяних з'єднань проводили в кілька етапів, що відрізняються технологією підготовки поверхні до пайки:

- 1) безпосередня пайка зразків;
- 2) пайка зразків через напилені в вакуумі на поверхні, що з'єднуються, шари міді і нікелю товщиною 2–3 мкм;
- 3) пайка через проміжні шари, напилені на поверхні, що з'єднуються, попередньо оброблені тліючим розрядом у середовищі аргону протягом 300 с при тиску газу 8–10 Па і напрузі на електродах 800–1000 В;
- 4) пайка через підготовлені згідно з п. 3 поверхні з додатковою іонною обробкою напиленого шару в тліючому розряді протягом 900 с при напрузі на електродах 500–600 В.

Результати випробувань на міцність паяних зразків показані на (рис 5.28).

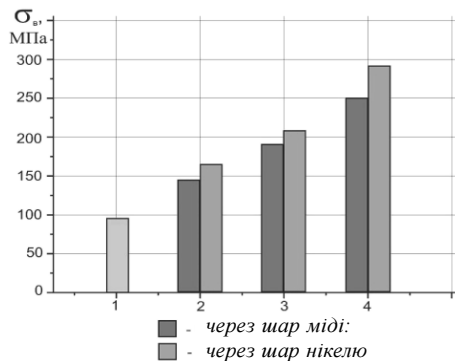


Рис. 5.28. Міцність паяних припоєм ПСР-72 зразків зі сталі 36НХТЮ: 1 – безпосереднє паяння; 2 – паяння через шари міді та нікелю; 3 – з іонною обробкою поверхні до напилення; 4 – із подвійною іонною обробкою.

Результати свідчать, що іонна обробка поверхонь, які з'єднуються перед напиленням шару міді або нікелю, підвищує міцність паяних з'єднань на 19–23 %, у порівнянні з контрольними зразками з напиленням без обробки. Це може бути викликано очищенням поверхні від різного роду забруднень частковим видаленням оксидної плівки, а також створенням активних центрів конденсації на поверхні під впливом іонного бомбардуван-

ня [36, 125]. Комбінована іонна обробка (до і після напилення) – майже на 80–85 %.

Мікроструктура паяних з'єднань представлена на (рис. 5.29). Аналіз отриманих результатів показує, що на мікроструктурі з'єднань паяних через напилений шар без іонної обробки спостерігається шар проміжного прошарку, який при використанні комбінованої обробки зникає, мабуть, у результаті примусового розчинення його в основному матеріалі. В результаті підвищення міцності зчеплення матеріалу прошарку з основним матеріалом міцність з'єднання зростає [45].

Структура паяного шва характерна для подвійної евтектики Ag – Cu [74] з виділенням первинної залишкової фази дендритної будови на основі срібла, орієнтованих від країв основного металу.

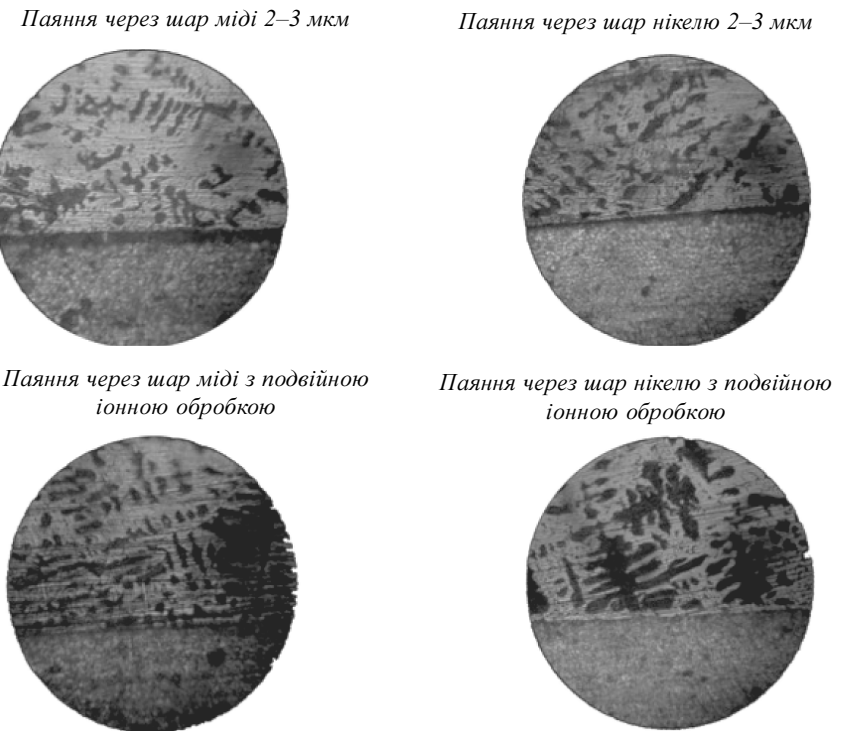


Рис. 5.29. Мікроструктура з'єднань зі сталі 36НХТЮ, паяних припоєм ПСР-72 (x 240).

### 5.4.3. ЗАСТОСУВАННЯ ТЛЮЧОГО РОЗРЯДУ З ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ ЯК ДЖЕРЕЛА НАГРІВУ ПРИ ДИFUЗІЙНОМУ ЗВАРЮВАННІ

У багатьох галузях науки і техніки для створення вакуумно-щільних металокерамічних конструкцій широке застосування знаходять різні керамічні матеріали. З'єднання керамічних матеріалів з металами, отримані пайкою і за допомогою клею, не завжди відповідають вимогам, що висуваються до металокерамічних вузлів, а саме: механічної міцності, термостійкості та ін.

Одним із напрямів удосконалення технології з'єднання металокерамічних конструкцій є розробка методів зварювання без розплавлення металу, заснованих на твердофазних реакціях у зоні з'єднання. Залежно від призначення і висунутих вимог, керамічні матеріали та вироби з них повинні володіти заданими електромеханічними, магнітними, теплофізичними й іншими спеціальними властивостями [30].

Найбільш повно вимогам виготовлення металокерамічних вузлів відповідає спосіб дифузійного зварювання, що забезпечує якісне з'єднання металів з неметалами. На практиці до таких вузлів можна віднести зварні вузли чутливих елементів датчиків різного призначення: датчиків тиску, сили, прискорення й інших параметрів різних технологічних процесів [70, 79].

Робочий вузол таких датчиків складається з різномірних матеріалів, що включають, у залежності від призначення датчика, з'єднання метал-п'єзокераміка, метал-скло, метал-напівпровідник, метал-скло-напівпровідник і ін., що отримуються зварюванням у твердій фазі (рис. 5.30).

Сфера застосування таких датчиків досить широка – від побутової техніки до аерокосмічної. Маючи малий розмір і вагу, вони стійкі до радіації і не вимагають використання додаткового джерела живлення.

За призначенням кераміку підрозділяють на наступні основні групи: установчу магнітну, конденсаторну і п'єзокераміку.

На даний час для виготовлення чутливих елементів датчиків найбільш широке застосування отримали п'єзокерамічні матеріали на основі титанату барію і твердого розчину титанату і цирконату свинцю (ЦТС). П'єзокераміки ЦТС, у порівнянні з керамікою на основі

титанату барію, володіють більш високими електричними властивостями, більшою стабільністю і меншим кутом діелектричних втрат.

Дифузійне зварювання, як правило, здійснюють при значних температурах (перевищують точку Кюрі  $573 - 663\text{ K}$ ), у зв'язку з цим основна складність отримання нероз'ємного металокерамічного з'єднання дифузійним зварюванням полягає в повній відсутності пластичності кераміки, оскільки вона надзвичайно чутлива до теплового впливу. Коефіцієнти температурного розширення кераміки значно відрізняються від ТКЛР металів, з якими її зварюють. Відсутність пластичності створює труднощі щодо здійснення фізичного контакту в зоні з'єднання металу і кераміки, внаслідок чого знижується міцність з'єднань і погіршуються робочі характеристики п'єзоперетворювачів. Нагрівання п'єзокераміки до високих температур може призвести до появи тріщин і втрати п'єзовластивостей.

До якості металокерамічних з'єднань висувається цілий ряд вимог, однак більшість відомих методів з'єднання таких вузлів: пайка, склеювання, механічне кріплення стають малоприматними для забезпечення герметичності, міцності, збереження вихідної геометрії кераміки.

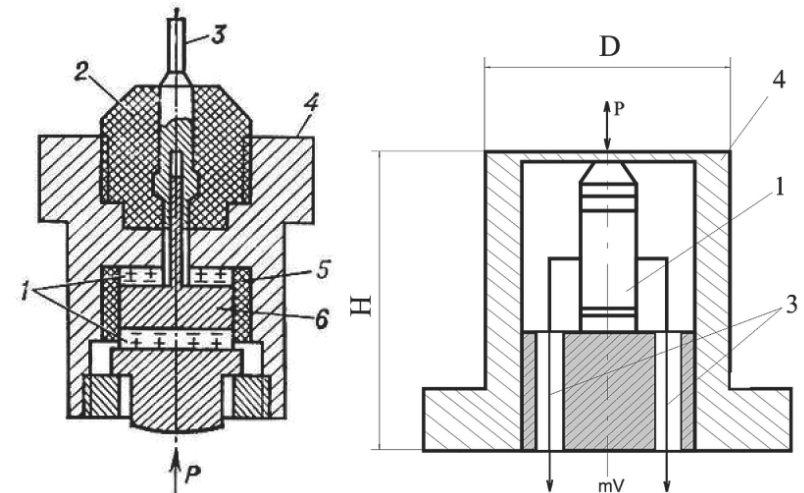


Рис. 5.30. Схема пристрою п'єзоелектричного датчика тиску (а) і прискорення (б):  $p$  – вимірюваний тиск; 1 – п'єзоелемент; 2 – гайка з діелектрика; 3 – електричний вивід; 4 – металевий корпус (службовий інший вивід); 5 – ізолятор; 6 – металевий електрод.

У зв'язку з цим, актуальним є розглянути можливість здійснення зварювального нагріву тліючим розрядом з порожнистим катодом металевих, металокерамічних і неметалевих вузлів.

Широке застосування дифузійне зварювання отримало у сфері з'єднання саме сталей різних структурних класів. Складність у їх з'єднанні, в першу чергу, пов'язана зі структурною неоднорідністю, і під дією високих температур вони можуть зазнавати зміни. Оскільки різні структурні складові мають неоднакові питомі об'єми і коефіцієнти термічного лінійного розширення, то виникають напруження, що справляють значний вплив на механічні властивості з'єднань.

Можливість дифузійного зварювання в тліючому розряді з порожнистим катодом різнорідних сталей розглядали на прикладі зварювання аустенітної сталі 12Х18Н10Т (17–19 % хрому, 9–11 % нікелю, 0,6–0,8 титану) зі сталлю ВСтЗсп. Зварювання здійснювали в середовищі аргону при тиску газу 26 Па через мідну фольгу товщиною 100 мкм, при температурі +1373 К, зусилля стиснення становило 15 МПа. Час зварювання 20 хв.

Результати зварювання показують, що властивості з'єднань, отриманих у тліючому розряді з порожнистим катодом, не поступаються результатам, отриманим при зварюванні іншими відомими джерелами нагріву, використовуваними при дифузійному зварюванні із застосуванням високого вакууму.

Оптимальні значення технологічних параметрів (температури, тривалості, тиску) зварювання сталей у тліючому розряді з порожнистим катодом містяться в тих же діапазонах, що і при нагріванні струмами високої частоти [78].

Результати механічних випробувань зварних з'єднань показали міцність на рівні 500 МПа.

Металографічне дослідження зони з'єднання (рис. 5.31) показало відсутність різного роду дефектів, включаючи непровари, на межі розподілу, що свідчить про гарну якість зварного з'єднання.

З'єднання металів з керамікою стає все більш необхідним при виготовленні радіотехнічних, електронних, вимірювальних і машинобудівних виробів. Поєднання таких різних за своєю природою і властивостями матеріалів в одній деталі дає їй гаму суперечливих і дуже корисних експлуатаційних властивостей.

Однак, як уже було сказано вище, складність в отриманні нероз'ємного з'єднання керамічних матеріалів зі сталями полягала майже у повній відсутності пластичності кераміки і високої чутливості до градієнту температур як у процесі нагрівання під зварювання, так і в процесі охолодження.

Можливість застосування тліючого розряду з порожнистим катодом, як джерела нагрівання для дифузійного зварювання неметалічних матеріалів з металами, розглядали на прикладі зварювання п'єзокераміки ЦТС-19 і оксидної кераміки 22ХС зі сталлю ВСтЗсп. Фото отриманих з'єднань представлено на (рис. 5.32).

Зварювання кераміки ЦТС-19 зі сталлю ВСтЗсп здійснювали при температурі 1073 К протягом 20 хв. У якості проміжного прошарку була обрана мідна фольга товщиною 100 мкм, оскільки при зварюванні ефективна релаксація напружень, викликаних різницею ТКЛР кераміки і сталі, може перебігати шляхом пластичного деформування тонкої мідної прокладки. Зварювальним середовищем служив аргон при тиску 26 Па. Зварювальне зусилля становило 6 МПа.

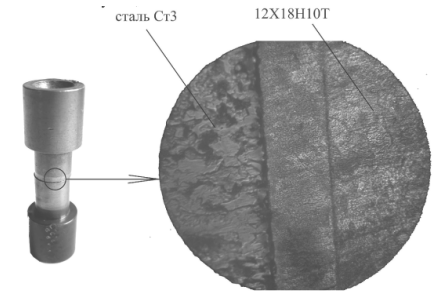


Рис. 5.31. Мікроструктура з'єднання зі сталі 12Х18Н10Т і сталі СтЗ, звареного через прошарок міді (збільшення х 600).

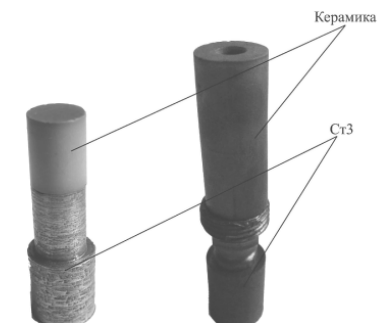


Рис. 5.32. Зразки після зварювання: а) з'єднання ЦТС – 19 + ВСтЗсп; б) з'єднання 22ХС + ВСтЗсп.

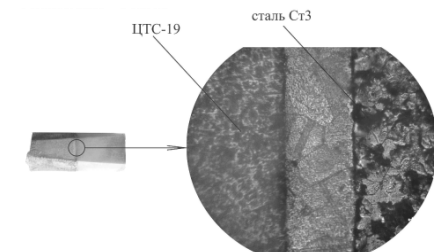


Рис. 5.33. Мікроструктура з'єднання зі сталі ВСтЗсп і п'єзокераміки ЦТС-19, звареного через прошарок міді (збільшення х 600).

Проведений металографічний аналіз показує, що на мідній прокладці існують зони з різним забарвленням і мають сліди оплавлення (рис. 5.33). На нашу думку, мідь зі свинцем кераміки утворює сплав евтектичного складу. Між керамікою і міддю видно два шари: сірий і прилеглий до міді коричневий [31].

Зварювання алюмооксидної кераміки 22ХС зі сталлю ВСтЗсп здійснювали через проміжний прошарок алюмінію завтовшки 100 мкм при температурі 1273 К протягом 20 хв. Зварювальне зусилля становило 10 МПа.

Механічну міцність металокерамічних з'єднань визначали шляхом руйнування випробуваних зразків з подальшим їх візуальним оглядом. Встановлено, що показники міцності, отримані при зварюванні в тліючому розряді з порожнистим катодом з'єднань, близькі до показників, отриманих у вакуумі індукційним нагріванням.

Також розглядали можливість отримання неметалічних вузлів з п'єзокераміки ЦТС-19 і вузлів з електротехнічного скла С52-1 при нагріванні в тліючому розряді з порожнистим катодом.

Зварювання п'єзокерамічного вузла здійснювали через прошарок алюмінію завтовшки 50 мкм при температурі 873 К протягом 20 хв. Зварювальне зусилля становило 5 МПа.

Проведений металографічний аналіз зони з'єднання показує, що при зварюванні алюмінієва фольга повністю повторює рельєф кераміки (рис. 5.34). Шов виходить вакуумно-щільним, дефекти у вигляді непроварів і пор відсутні.

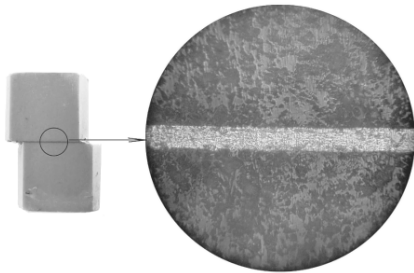


Рис. 5.34. Мікроструктура з'єднання з п'єзокераміки ЦТС-19, звареного через прошарок алюмінію (збільшення  $\times 240$ ).

Механічні випробування зразків показали міцність зварного з'єднання на рівні 30 МПа, що корелює з показниками міцності таких з'єднань, отриманих існуючими джерелами нагріву при дифузійному зварюванні у вакуумі.

Зварювання боросилікатного скла С52-1 здійснювали при температурі 873 К протягом 20 хв. Зварювальне зусилля становило 2 МПа.

Оскільки отримання вакуумно-щільного з'єднання такого скла можливе лише за умови введення в зону з'єднання проміжного прошарку з високопластичних і активних металів, зварювання здійснювали через прошарок алюмінію завтовшки 50 мкм. Фото отриманого з'єднання представлено на рис (5.35).

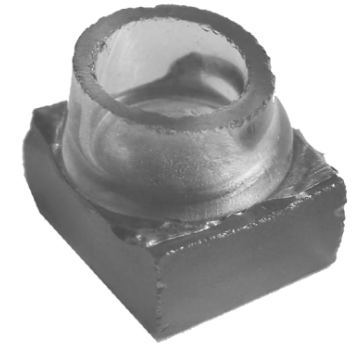


Рис. 5.35. Зварний зразок з електротехнічного скла С52-1.

Візуальна оцінка якості виконаного з'єднання вказує на його прецизійність, оскільки загальний рівень деформацій даного вузла не перевищує 1 %. Це є досить гарний результат.

## 5.5. ПЕРСПЕКТИВИ ЗАСТОСУВАННЯ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ З ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ ЯК ДЖЕРЕЛА ПОВЕРХНЕВОГО НАГРІВУ ПРИ ЗВАРЮВАННІ І ПАЯННІ

Найбільш цінною властивістю дифузійного з'єднання є можливість його використання для широкого кола матеріалів, виконаних у вигляді різноманітних конструктивних форм. У зв'язку з цим, для реалізації цього способу є доцільним застосування універсальних і порівняно простих способів нагріву.

Для правильного вибору джерела нагріву слід враховувати три основні чинники:

- 1) технічну доступність і технологічну можливість застосування джерела;
- 2) якість та надійність з'єднання;
- 3) енергетичну і економічну ефективність зварювального процесу.

Технічно більш доступними і легко реалізованими на практиці, в умовах дифузійного зварювання, на сьогоднішній день є радіаційний нагрів і нагрів тліючим розрядом.

У даному розділі наведена порівняльна якісна і кількісна оцінка ефективності нагріву тліючим розрядом з порожнистим катодом саме з цими двома зазначеними способами.

Радіаційний нагрів знайшов широке застосування в установках для дифузійного зварювання внаслідок низки переваг. Дані системи нагріву забезпечують рівномірний нагрів деталей, простоту регулювання температури, можливість одночасного нагріву кількох деталей, що зварюються.

Однак обмежені можливості регулювання інтенсивності і локальності нагріву, значна інерційність, низький ККД нагріву істотно погіршують характеристики радіаційного нагріву при дифузійному зварюванні, а необхідність глибокого вакууму значно ускладнює процес зварювання і підвищує вартість самого обладнання [31].

Істотною перевагою тліючого розряду, як джерела поверхневого нагріву, є локальність нагрівання і можливість зміни в широких межах питомої густини енергії, що вводиться у виріб. Нагрівання в тліючому розряді здійснюється в розрідженому газовому середовищі, що виключає необхідність створення глибокого вакууму. Це суттєво спрощує конструкцію обладнання і знижує його вартість (в 2–3 рази в порівнянні з радіаційним нагрівом).

Дія тліючого розряду може бути використана також для очищення деталей перед їх з'єднанням у вакуумі.

Як відомо, в тліючому розряді реалізується прямий нагрів деталей, які зварюються плазмою розряду, що забезпечує високу енергетичну ефективність і економічність процесу [42]. За основними техніко-економічними показниками тліючий розряд, як джерело нагріву при дифузійному зварюванні, значно перевершує радіаційний. Якість і надійність зварних з'єднань, одержуваних при нагріванні в плазмі тліючого розряду, також вищі, ніж при радіаційному способі. Це пов'язано, перш за все, з тим, що енергетична гнучкість тліючого розряду, як джерела нагріву, дозволяє в кожному конкретному випадку вибрати оптимальний варіант теплового впливу.

У той же час, і нагрівання тліючим розрядом має певні технологічні обмеження, головним чином пов'язані з необхідністю присутності серед деталей, що з'єднуються (що одночасно слугують като-

дом розряду), одного струмопровідного, що звужує номенклатуру виробів, що зварюються.

Тліючий розряд з порожнистим катодом дозволяє здійснювати нагрів як металевих, так і неметалевих виробів.

Застосування низького вакууму при нагріванні тліючим розрядом у порожнистому катоді також дозволяє істотно спростити обладнання і значно прискорити процес нагрівання.

Отже, порівняння джерел нагріву з урахуванням технологічних і техніко-економічних особливостей можна представити у вигляді таблиці (таблиця 5.2).

Таблиця 5.2

#### Характеристики джерел енергії

Критерії оцінювання	Джерело нагріву		
	Радіаційний	Тліючий розряд	Тліючий розряд з порожнистим катодом
Технічна можливість застосування	Метали і неметали	Метали чи неметали + метали	Метали і неметали
Робоче середовище	Високий вакуум	Низький вакуум	Низький вакуум
Інерційність джерела нагріву	Висока	Без інерційний	Без інерційний
Адаптивність джерела нагріву до зміни номенклатури виробів (у відносних одиницях)	0,5	1	0,5
Технічна складність і вартість обладнання (у відносних одиницях)	1	0,3 – 0,5	0,3 – 0,5

Кількісну оцінку енергетичної ефективності джерел енергії здійснювали за результатами нагріву до граничної температури сталевого стрижня діаметром  $0,008\text{ м}$ , довжиною  $0,04\text{ м}$  і масою  $0,02\text{ кг}$ .

Температуру вимірювали хромель-алюмелевою термопарою. Критерієм ефективності слугували значення питомої потужності і значення питомої енергії, витраченої на нагрівання одиниці площі зразка.

У табл. 5.3 наведені значення параметрів режиму нагріву і результати експериментів.

Таблиця 5.3

Параметри режимів нагріву

Джерело нагріву	I, А	U, В	W, Вт	tn, с	T, К
Радіаційний	180	3	540	600	993
Тліючий розряд	0,075	440	33	480	783
Розряд у порожньому катоді	0,075	1200	90	360	983

Рисунок 5.36 ілюструє енергетичну ефективність застосування тліючого розряду з порожнистим катодом як джерела зварювального нагріву. Значення питомої потужності і питоме значення енергії, яка витрачається на нагрів деталі тліючим розрядом з порожнистим катодом, істотно нижче, ніж у радіаційного способу.

Отже, результати експериментальних порівнянь ефективності різних джерел енергії показують, що тліючий розряд з порожнистим катодом займає проміжне місце між радіаційним і нормальним тліючим розрядом. Він здатний забезпечувати ефективний нагрів як металевих, так і неметалевих виробів при порівняно невисоких енерговитратах.

Можливість точного регулювання потужності й інтенсивності нагріву обумовлює можливість застосування тліючого розряду в порожнистому катоді як джерела поверхневого нагріву при дифузійному зварюванні.

Слід зазначити, що, в порівнянні з радіаційним нагрівом, нагрів у тліючому розряді з порожнистим катодом, крім більш високої енергетичної ефективності, володіє й іншими джерелами економії еле-

ктроенергії, пов'язаними з особливостями роботи радіаційних нагрівачів, які потребують наявності високого вакууму. Це викликає необхідність безперервної роботи протягом усієї робочої зміни двох вакуумних насосів – форвакуумного з приводним двигуном потужністю близько  $0,5\text{ кВт}$  і високовакуумного (паромаєляного) потужністю близько  $1\text{ кВт}$ .

При нагріванні в тліючому розряді з порожнистим катодом необхідне розрідження в робочій камері (близько  $5\text{ Па}$ ) створюється тільки форвакуумним насосом за час, що не перевищує  $15\text{ хв}$ , а за робочу зміну довжиною 8 годин загальний час роботи насоса становить  $14\text{--}15\text{ кВт} \cdot \text{год.}$ , у той час як при нагріванні в тліючому розряді з порожнистим катодом не більше  $1,5\text{--}2\text{ кВт} \cdot \text{год.}$

Оскільки тліючий розряд з порожнистим катодом горить при тисках газу до  $100\text{ Па}$  і при цьому прокачування газу через камеру не проводиться, витрата газу в одному циклі зварювання (пайки) вкрай незначна і одного балона газу вартістю  $150\text{--}300\text{ грн}$ , за умови відсу-

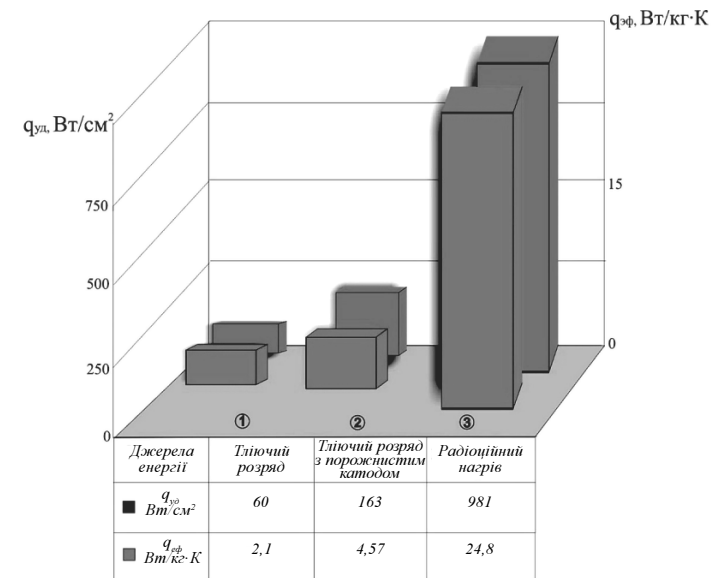


Рис. 5.36. Значення питомої потужності джерел енергії  $q_{\text{уд}}$  і значення питомої енергії, що витрачається на нагрів з'єднання  $q_{\text{эф}}$  при дифузійному зварюванні різними джерелами енергії.

тності витоків, досить для виконання більш ніж  $10^4$  технологічних циклів. У результаті, необхідність створення необхідного газового середовища (активного, нейтрального та ін.) практично не може позначатися на собівартості кінцевої продукції. Більш того, оскільки внаслідок відсутності високовакуумних вузлів, устаткування при використанні тліючого розряду з порожнистим катодом в 2–3 рази дешевше, ніж при радіаційному нагріванні, все це істотно скорочує термін його окупності.

## **6. МОДЕЛЮВАННЯ ТА ОЦІНКА НАПРУЖЕНО-ДЕФОРМОВАНОГО СТАНУ ДИFUЗІЙНО-ЗВАРНИХ З'ЄДНАНЬ РІЗНОРІДНИХ МАТЕРІАЛІВ, ОТРИМАНИХ ПРИ НАГРІВАННІ У ТЛІЮЧОМУ РОЗРЯДІ**

---

У сучасній техніці все більшого поширення набувають вироби із нових спеціальних біметалевих, металокерамічних, склометалічних композиційних матеріалів, що забезпечують роботу конструкції в надскладних експлуатаційних умовах (висока температура, тиск, агресивність середовища, абразивний знос тощо). Створення виробів із таких матеріалів стає все більш масовим, але існуючі методи і обладнання для їх виготовлення не завжди дозволяють забезпечити достатній рівень їх якості і надійності.

На сьогоднішній день для отримання таких вузлів широкого поширення набули методи зварювання тиском із підігрівом, найбільш технологічним серед яких виявилось саме дифузійне зварювання. Велике різноманіття форм виробів і сполучення матеріалів, що з'єднуються, зумовило застосування різних джерел нагріву для дифузійного зварювання (радіаційне, індукційне, електроконтактне, газорозрядне в плазмі тліючого розряду).

В роботах [88, 89] показано, що застосування іонного нагріву плазмою нормального тліючого розряду дозволяє розширити технологічні властивості дифузійного зварювання різноманітних матеріалів, що дає змогу розробляти принципово нові конструкційні матеріали.

Досвід застосування тліючого розряду середніх тисків у промислових умовах показав, що, завдяки технологічним можливостям і високій економічній ефективності, він є досить ефективним джерелом нагріву при дифузійному зварюванні виробів малих і середніх габаритів [35, 37, 39] з однорідних і різноманітних матеріалів.



В умовах зварювального нагріву тліючий розряд проявляє себе як джерело із нормальним розподілом теплового потоку в катодній плямі розряду [93] із максимумом концентрації в точках, найбільш наближених до анода (рис. 6.1). Катодна пляма розряду при цьому являє собою смугу, що замикається по контуру деталей, ширина якої визначається коефіцієнтом зосередженості. В роботі [89] було встановлено, що величина цього коефіцієнту при нагріванні деталей у нормальному тліючому розряді становить  $\kappa = 0,1-0,5 \text{ см}^2$  і залежить від струму розряду і тиску в газорозрядній камері. Так, із підвищенням тиску робочого газу збільшується і густина розрядного струму, і, відповідно, інтенсивність зварювального нагріву. Джерело нагріву при цьому із нормально-смугового стає зосередженим кільцевим.

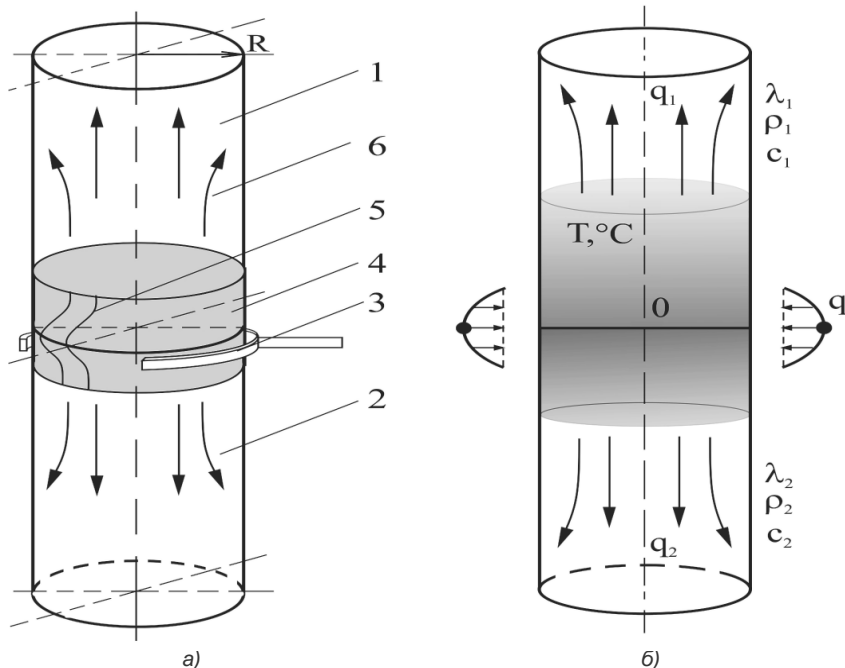


Рис. 6.1. Схема нагрівання (а) та характер розподілу температури у зоні контакту (б) при нагріванні в плазмі нормального тліючого розряду: 1, 2 – деталі, що зварюються; 3 – контурний анод; 4 – зона нагріву (катодна пляма); 5 – розподіл густини струму; 6 – поширення тепла;  $q$  – потужність розряду;  $c\rho$  – об'ємна теплоємність матеріалу;  $\lambda$  – теплопровідність матеріалу.

У таких умовах концентрованої дії теплового потоку виникають певні складнощі при зварюванні вузлів із матеріалів, що суттєво відрізняються за теплофізичними властивостями. Враховуючи той факт, що тліючий розряд є поверхневим джерелом нагрівання, в якому тепла енергія в зону з'єднання надходить виключно через бічну поверхню тіл, що нагріваються, нагрівання таких вузлів зосередженим джерелом теплоти внаслідок різниці теплопровідності металевих та неметалевих матеріалів, неминуче призведе до появи градієнту температур на їх поверхнях. Як уже зазначалося в розділі 5, при зварюванні металів з неметалами це є в жодному разі неприпустимим. Оскільки, за умови відсутності пластичних властивостей кераміки, така нерівномірність нагріву стає причиною появи значних залишкових об'ємних напружень, здатних призвести до їхнього руйнування.

У той же час встановлено, що тліючий розряд, ініційований у порожнистому катоді в умовах зварювального нагріву, забезпечує рівномірний розподіл теплової енергії по поверхнях деталей, що зварюються [50]. Оскільки при нагріванні в тліючому розряді із порожнистим катодом зразки, що зварюються, є електронейтральними і розміщуються в іонізованій плазмі ділянки негативного тліючого світіння (рис. 6.2),

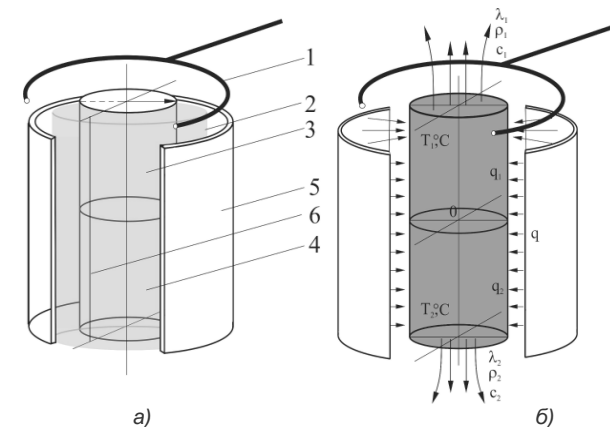


Рис. 6.2. Схема нагрівання (а) та характер розподілу температури у зоні контакту (б) при нагріванні в плазмі тліючого розряду, ініційованого в порожнистому катоді: 1 – анодне кільце; 2 – від'ємне тліюче світіння; 3, 4 – деталі, що зварюються; 5 – порожнистий катод; 6 – розподіл густини струму по поверхнях зварюваних деталей;  $q$  – потужність розряду;  $c\rho$  – об'ємна теплоємність матеріалу;  $\lambda$  – теплопровідність матеріалу.

що локалізується всередині катодної порожнини, то вся її бічна поверхня буде зазнавати інтенсивного бомбардування потоками швидких електронів, емітованих з поверхні катода внаслідок іонно-електронної емісії і розігнаних у ділянці катодного падіння потенціалів.

Наведені в роботах [47, 54] результати досліджень локальних властивостей плазми тліючого розряду з порожнистим катодом в умовах зварювання показують, що характер розподілу густини електронного струму по поверхнях зварних деталей близький до рівномірного із осьовим відхиленням не більше ніж на 20 %, що дає підставу вважати тліючий розряд, що горить у порожнистому катоді, рівномірно розподіленим джерелом теплоти.

В роботі проведено порівняльний аналіз напружено-деформованого стану (НДС) при дифузійному зварюванні з'єднань із різномірних матеріалів, що виникає при нагріванні в нормальному тліючому розряді і тліючому розряді, ініційованому в порожнистому катоді. Для аналізу використовувалося комп'ютерне моделювання на базі методу скінчених елементів із застосуванням програмного пакету ANSYS v.16.0.

Досліджування здійснювали для металокерамічних (ВСтЗсп+ЦТС-19) вузлів, основні параметри режиму та результати зварювання яких було наведено в розділі 5, із неузгодженими теплофізичними властивостями. Так, величина ТКЛР для досліджуваних пар зразків може бути прийнята такою, що відрізняється на  $13 \cdot 10^6 \text{ град}^{-1}$ .

Моделювали НДС, що виникає в дифузійно-зварних неузгоджених з'єднаннях у процесі їх охолодження на  $200 \text{ }^\circ\text{C}$  від температури зварювання ( $900 \text{ }^\circ\text{C}$ ). В якості моделей були обрані зразки циліндричної форми діаметром  $10 \text{ мм}$ , висотою  $15 \text{ мм}$  та діаметром  $30 \text{ мм}$ , висотою  $30 \text{ мм}$ . У першому випадку виріб можна віднести до теплофізично "тонких" тіл, для яких величина критерія Біо повинна відповідати наступній умові:  $Bi_i < 0,1 - 0,12$  [120] (у нашому випадку  $Bi_i \approx 0,09$ ). В другому випадку виріб відноситься до теплофізично "масивних" тіл, оскільки величина критерію Біо складала вже  $Bi_i \approx 0,2$ , що є вище зазначеного діапазону. Загальний вигляд досліджуваних моделей представлено на (рис. 6.3).

Моделювання нагріву в плазмі нормального тліючого розряду (НТР) здійснювали за умови застосування кільцевого контурного анода ді-

аметром  $20 \text{ мм}$  та  $40 \text{ мм}$  товщиною  $5 \text{ мм}$ . Нагрівання в тліючому розряді з порожнистим катодом (ТРПК) забезпечували катодом діаметром  $40 \text{ мм}$  та  $60$  висотою  $40 \text{ мм}$ . Таким чином відстань від бічної поверхні виробу до стінки катода (анода для НТР) зберігалася на постійному рівні і складала для нормального ТР  $5 \text{ мм}$ , для ТРПК –  $15 \text{ мм}$ . Зміну траєкторії руху іонів та електронів під дією електричного поля в моделі не враховували. Отож вважали, що нагрівання здійснюється спрямованим по нормалі до поверхні виробу джерелом теплоти.

Задля зменшення напружень, що виникають при дифузійному зварюванні різномірних матеріалів з різним ТКЛР, застосовували проміжні прошарки із безолов'яної бронзи Брб-1 товщиною  $0,2 \text{ мм}$  та  $1 \text{ мм}$ , що мають високий рівень пластичності та виконують функцію своєрідних демпферів, тим самим гасячи виникаючі термонапруження.

В модель заносилися параметри режимів зварювання, встановлені експериментальним шляхом і також детально описані в розділі 5. За швидкість охолодження вузлів брали таку, яка дорівнювала  $V_{ox} = 5 \text{ К/хв}$ .

Як уже було сказано раніше, складність отримання дифузійно-зварних з'єднань із неузгоджених матеріалів, до яких відносяться металокерамічні з'єднання, полягає в різкій відмінності їх теплофізичних властивостей. Значна різниця ТКЛР більшості металів і кераміки при майже повній відсутності пластичних властивостей в останній робить даний вузол дуже чутливим до перепаду температур як у процесі нагрівання під зварювання, так і в процесі охолодження.

Отже, напружено-деформований стан (НДС) з'єднань із неузгоджених матеріалів, виконаних дифузійним зварюванням, буде залежати від ступеня неоднорідності розподілу температури по поверх-

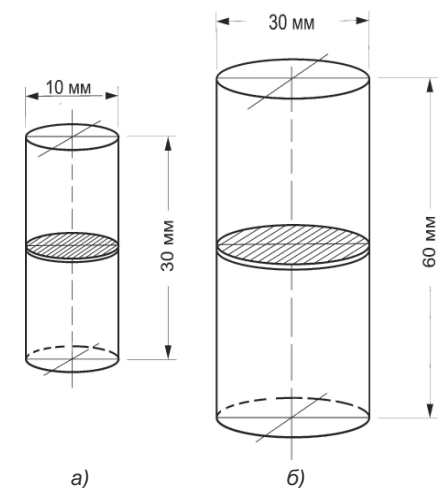


Рис. 6.3. Моделі досліджуваних типів з'єднань теплофізично "тонких" тіл (а) та теплофізично "масивних" тіл (б).

нях деталей, що зварюються. Все це висуває цілий ряд специфічних вимог до джерел зварювального нагріву, головним чином пов'язаних із забезпеченням рівномірно розподіленого теплового впливу під час зварювання деталей із різномірних матеріалів.

Характер осьового розподілу температури по поверхнях деталей, що зварюються, при нагріванні теплофізично "тонких" та теплофізично "масивних" неузгоджених з'єднань у плазмі нормального тліючого розряду ілюструє (рис. 6.4).

Побудовані діаграми осьового розподілу температур показують, що при нагріванні теплофізично "тонких" тіл із неузгодженими властивостями (рис. 6.5а) тліючий розряд забезпечує поверхневий нагрів із досить рівномірним прогріванням усього вузла із температурним перепадом по поверхнях зварних заготовок, що не перевищує 10 %.

При нагріванні теплофізично "масивних" тіл (рис. 6.5б) НТР проявляє себе як зосереджене джерело теплоти зі значним градієнтом температур по поверхнях деталей, що зварюються. Так, перепад температур по поверхні металокерамічного вузла діаметром 30 мм і загаль-

ною висотою 60 мм складає вже 32 %. Причому, якщо по поверхні металу така неоднорідність не перевищує 10 %, то по поверхні кераміки досягає 30 %.

Аналіз температурних полів, отриманих при нагріванні теплофізично "тонких" (рис. 6.6а) та "масивних" (рис. 6.6б) неузгоджених тіл у тліючому розряді із порожнистим катодом, показує, що за час ізотер-

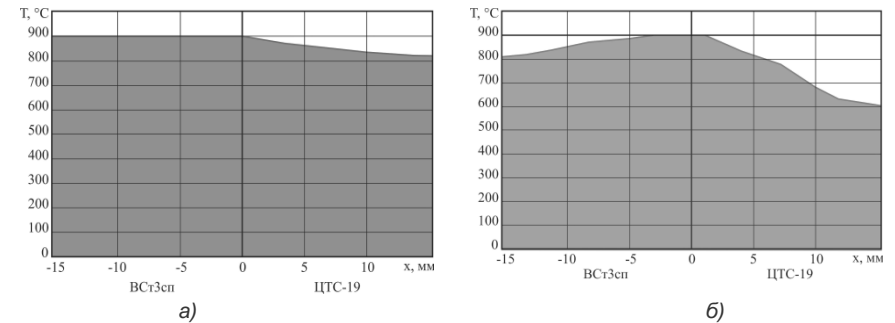


Рис. 6.5. Осьовий розподіл температур по поверхнях теплофізично "тонкого" (а) та теплофізично "масивного" (б) тіла при нагріванні в плазмі нормального тліючого розряду.

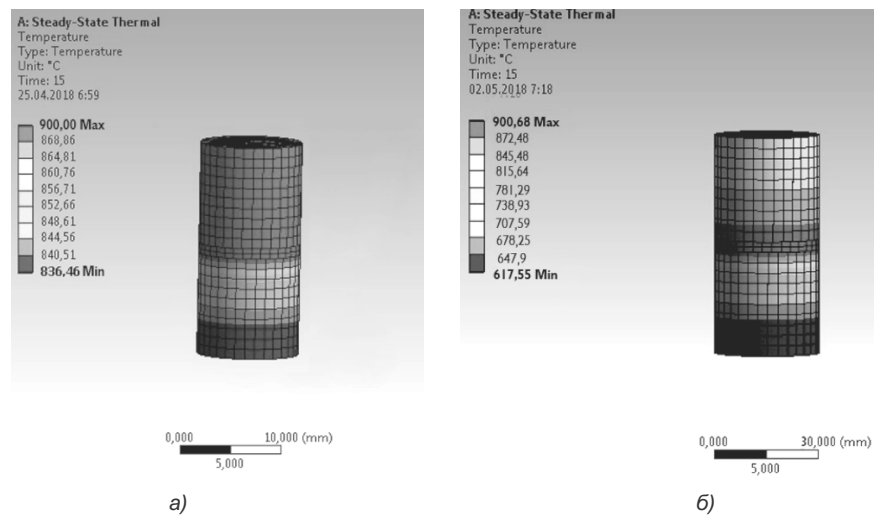


Рис. 6.4. Моделювання аксіального розподілу температур по поверхнях теплофізично "тонкого" з'єднання (а) та теплофізично "масивного" (б) з'єднання при нагріванні в плазмі нормального тліючого розряду.

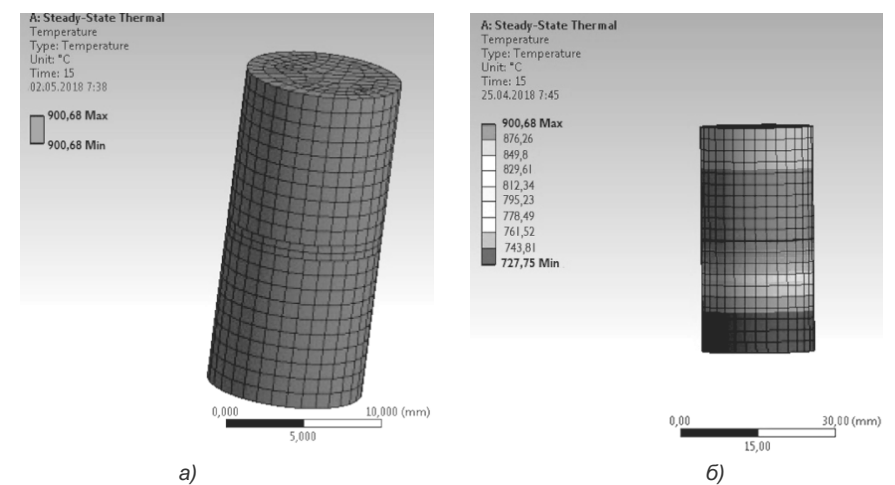


Рис. 6.6. Моделювання аксіального розподілу температур по поверхнях металокерамічного теплофізично "тонкого" з'єднання (а) та теплофізично "масивного" (б) з'єднання при нагріванні в ТРПК.

мічної витримки (20 хвилин) при заданій температурі зварювання ТРПК забезпечує 100 % прогрівання "тонкого" тіла, а градієнт температур по поверхні "масивного" тіла складає 19 %, що на 13 % менше ніж в НТР (727 °C та 617 °C відповідно).

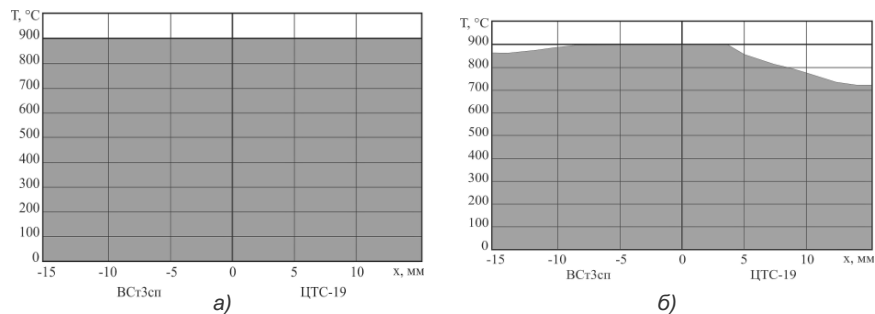
Діаграми осьового розподілу температур при нагріванні в ТРПК наведено на *рис. 6.7*.

Отже, найбільш оптимальний характер теплового впливу, з точки зору розосередженості по поверхнях деталей, що зварюються, забезпечує тліючий розряд, що горить у порожнистому катоді. Розподіл температурних полів по поверхнях теплофізично "тонких" та "масивних" неузгоджених з'єднань при нагріванні в НТР та ТРПК, безумовно, позначиться і на напружено-деформованому стані дифузійно-зварних з'єднань.

Змоделюємо НДС таких з'єднань за умови їх нагрівання в плазмі нормального тліючого розряду і розряду, що горить у порожнистому катоді та наступному охолодженні.

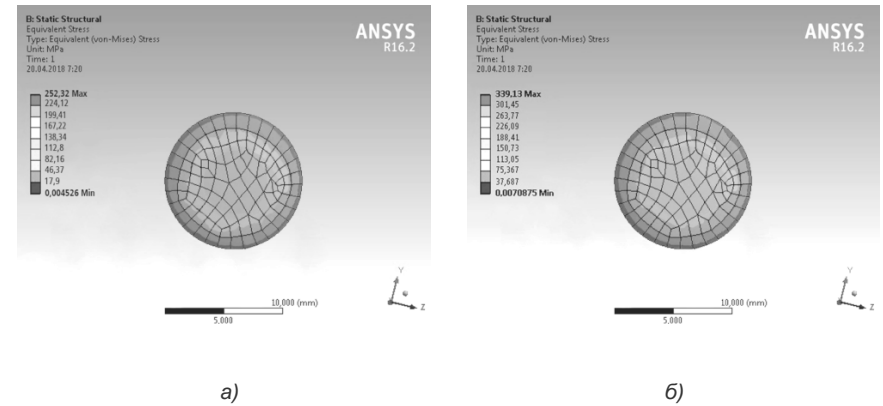
Отримані в ході моделювання поля напружень (*рис. 6.8*) та епюри еквівалентних напружень (*рис. 6.9*) неузгоджених теплофізично "тонких" тіл при зварюванні в НТР і в ТРПК свідчать, що металокерамічні зварні з'єднання характеризуються складним об'ємним напружено-деформованим станом із помітною неоднорідністю розподілу полів напружень у зоні стику.

Максимальні значення еквівалентних напружень у зоні стику перебувають у межах норми і складають 339 МПа для НТР та 252 МПа



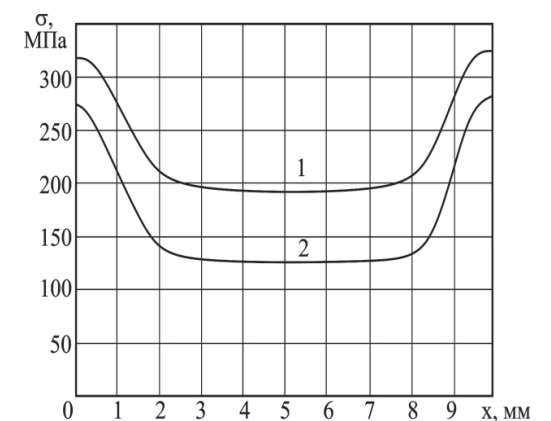
*Рис. 6.7. Діаграми осьового розподілу температур по поверхнях теплофізично "тонкого" (а) та теплофізично "масивного" (б) тіла при нагріванні в ТРПК.*

для ТРПК і локалізуються по краях заготовки. Із наближенням до центру їх значення поступово зменшуються до мінімальних 188–138 МПа для НТР та ТРПК відповідно.



*Рис. 6.8. Поле еквівалентних напружень на стику вузла ВСтЗсп+ЦТС-19 діаметром 10 мм при нагріванні в полі нормального тліючого розряду (а) та в тліючому розряді з ефектом порожнистого катода (б).*

Аналіз осьових напружень, що виникають при охолодженні металокерамічного з'єднання до 700 °C, тобто на 200 °C від температури зварювання, поля яких наведені на *рис. 6.10* показує, що їх розподіл у матеріалах носить майже рівномірний характер зі збільшенням до максимуму їх значень біля зварного стику. Це кількісно ілюструє епюра осьових термонапружень, що наведена на (*рис. 6.11*). Та-



*Рис. 6.9. Епюри еквівалентних напружень по стику вузла ВСтЗсп+ЦТС-19 діаметром 10 мм, виконані в нормальному тліючому розряді (1) та в тліючому розряді із порожнистим катодом (2).*

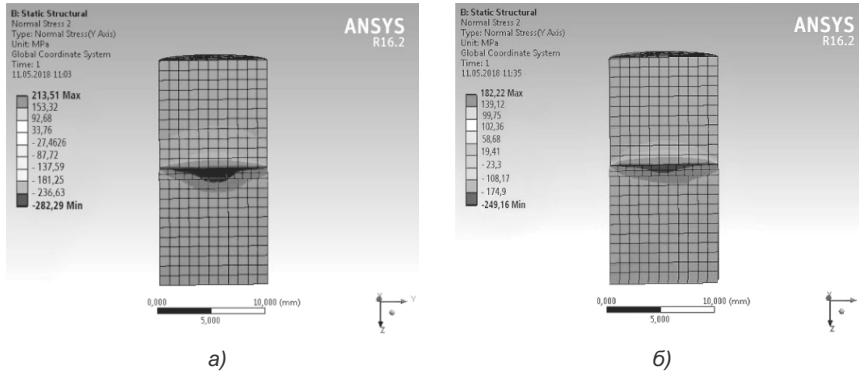


Рис. 6.10. Поля осевих напружень, що виникають у теплофізично "тонких" неузгоджених зварних з'єднаннях, отриманих у плазмі НТР (а) та ТРПК (б)

кий розподіл осевих напружень є найбільш оптимальним з точки зору деформаційної активації процесу масопереносу, оскільки в цій ділянці рівень пластичних деформацій буде найбільшим [49].

Отримані епюри осевих напружень у металокерамічному з'єднанні показують, що основним місцем локалізації осевих термонапружень є зварний стик (металевий прошарок), максимальні значення яких перебувають на рівні  $-249$ – $-282$  МПа для ТРПК та НТР відповідно. Ці напруження не є критичними (руйнівними), оскільки тимчасовий опір на розтяг (стиск) матеріалу прошарку (Брб-1) складає  $600$  МПа. Знак мінус вказує на характер напружень, у даному випадку це стиск, що не є характерним для металевих матеріалів, оскільки при охолодженні в них виникають, в основному, напруження розтягу. Такий ефект може бути наслідком впливу на матеріал прошарку більш жорсткого матеріалу, з яким вона контактує – керамікою. Авторами [80] встановлено, що при охолодженні дифузійно-зварного з'єднання із мате-

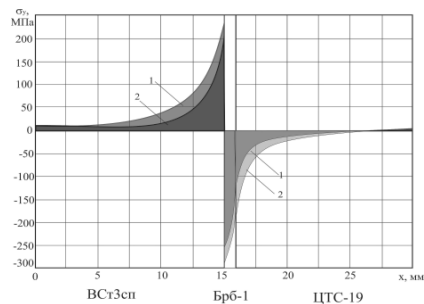


Рис. 6.11. Епюри осевих напружень, що виникають при зварюванні теплофізично "тонких" неузгоджених з'єднань у плазмі НТР (1) та ТРПК (2)

риалів різної жорсткості в менш жорсткому матеріалі біля стику буде формуватися напружений стан, близький до всебічного стиску. Це припущення є справедливим, оскільки при охолодженні більш жорсткий матеріал (у нашому випадку п'єзokerаміка), зазнаючи впливу саме стискаючих напружень, буде намагатись стиснути матеріал з меншою жорсткістю (в нашому випадку бронза). Максимальні значення осевих напружень, що виникають при цьому в п'єзokerаміці, перебувають у межах  $-181$  МПа для НТР та  $-108$  МПа для ТРПК. Однак навіть такі значення осевих напружень не являють небезпеки для працездатності металокерамічного "тонкого" вузла, оскільки межа витривалості п'єзokerаміки на стиск складає  $294$  МПа.

Метал піддається дії розтягуючих напружень, максимальні значення яких також сконцентровані у ділянці стику із розкриттям біля бічної поверхні виробу. Значення таких напружень не перевищують  $213$  МПа для НТР та  $182$  МПа для ТРПК.

Деформативність металокерамічного теплофізично "тонкого" вузла в зоні зварного стику, отриманого при зварюванні в нормальному тліючому розряді і розряді в порожнистому катоді, наведено на рис. 6.12. Отримані поля деформацій у стику металокерамічного вузла діаметром 10 мм показують, що за характером їх розподілу прослідковується певна кореляція із розподілом еквівалентних напружень, що

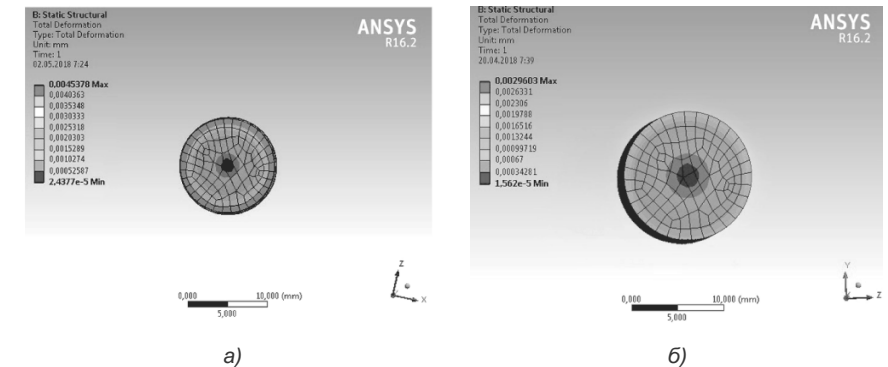


Рис. 6.12. Поле деформацій вздовж зварного стику вузла ВСтЗсп+ЦТС-19 діаметром 10 мм при нагріванні в полі нормального тліючого розряду (а) та в тліючому розряді з ефектом порожнистого катода (б).

виникають під час зварювання (рис. 6.8). Так, максимальний рівень деформацій зосереджений по краях виробу зі зменшенням їх значень по мірі наближення до центру заготовки. Слід відмітити, що в центрі стику також спостерігається ділянка з мінімальними значеннями деформацій. Автори [81] назвали цю ділянку "ділянкою деформаційного застою". Її появу вони пояснюють недостатньою активацією поверхонь, що зварюються при ДЗ за класичною схемою, тобто із постійною температурою та тиском.

Необхідно зазначити, що загальний рівень напружень, що виникає в теплофізично "тонкому" металокерамічному з'єднанні при зварюванні в ТРПК, у середньому на 20–25 % нижчий ніж у НТР.

Більш складна картина НДС виникає в теплофізично "масивних" неузгоджених зварних з'єднаннях, отриманих дифузійним зварюванням у плазмі НТР та ТРПК. Поля еквівалентних напружень, що виникають у зоні зварного стику, наведено на рис. 6.13.

Отримані в ході моделювання поля та епюри еквівалентних напружень, наведені на (рис. 6.14), показують, що в межах стику максимальні напруження розподілені майже рівномірно із деяким зниженням по краях заготовки. Максимальні значення еквівалентних напружень у стику перебувають у межах допустимих і складають 527 для НТР та 417 для ТРПК, що в середньому на 36–40 % перевищують ті ж самі, отримані при зварюванні теплофізично "тонких" тіл.

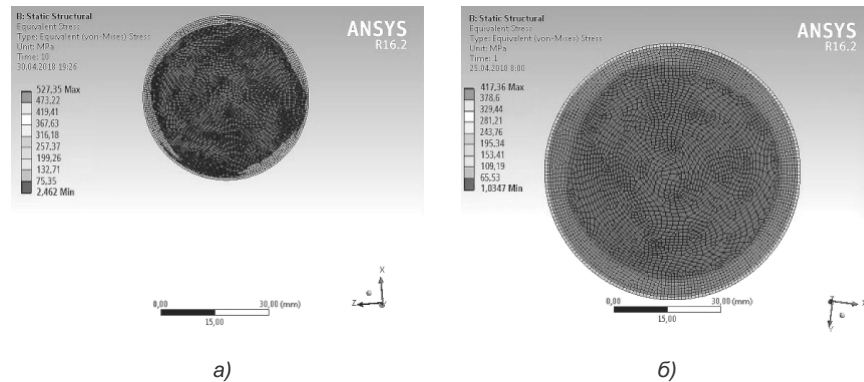


Рис. 6.13. Поле еквівалентних напружень у стику вузла ВСтЗсп+ЦТС-19 діаметром 30 мм при нагріванні в полі нормального тліючого розряду (а) та в тліючому розряді з ефектом порожнистого катода (б).

Поля розподілу осьових напружень (рис. 6.15) та епюри осьових напружень (рис. 6.16), що виникають у "масивному" тілі, показують, що основним концентратором напружень є зварний стик із максимумом напружень на рівні -562 МПа для НТР та -418 МПа для ТРПК. Для матеріалу прошарку ці напруження не являють небезпеки, але є небезпечними для п'єзокераміки. Так, при зварюванні "масивних" металокерамічних з'єднань осьові напруження, що виникають у ЦТС, переходять на рівні -361 МПа для НТР, що на 19 % перевищує межу тимчасового опору матеріалу на стиск (-294 МПа) і, швидше за все, стануть для вузла руйнівними, та -278 МПа для ТРПК, що не перевищує порогове значення. В металевому матеріалі осьові напруження перебувають у межах допустимих і складають 276–329 для ТРПК та НТР відповідно.

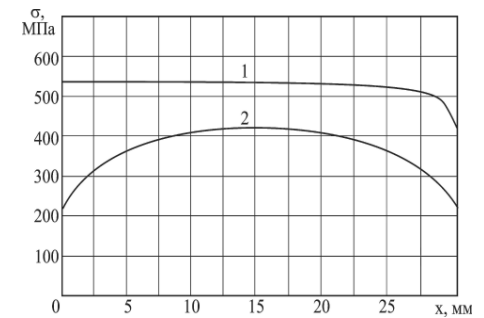


Рис. 6.14. Епюри еквівалентних напружень по стику вузла ВСтЗсп+ЦТС-19 діаметром 30 мм, виконаних у нормальному тліючому розряді (1) та в тліючому розряді із порожнистим катодом (2).

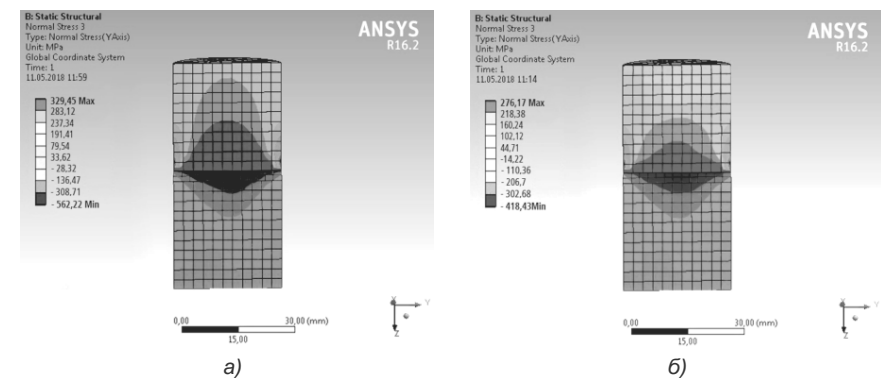


Рис. 6.15. Поля осьових напружень, що виникають у теплофізично "масивних" неузгоджених зварних з'єднаннях, отриманих у плазмі НТР (а) та ТРПК (б).

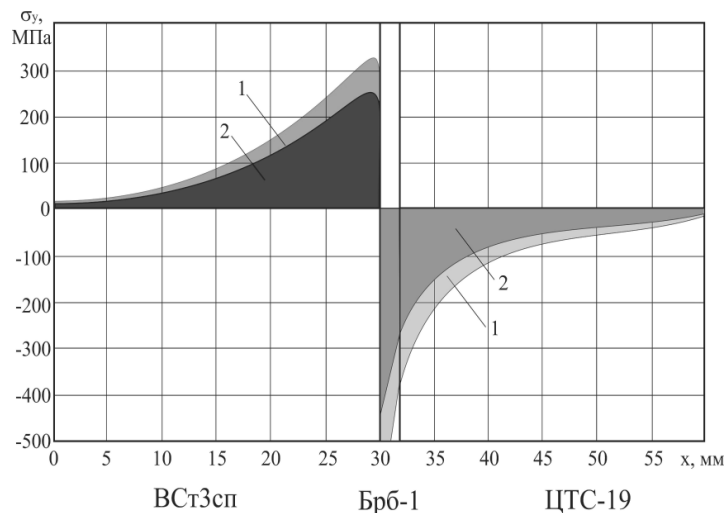


Рис. 6.16. Епюри осьових напружень, що виникають при зварюванні теплофізично "масивних" неузгоджених з'єднань у плазмі НТР (1) та ТРПК (2)

Для більш повного розуміння картини напружено-деформованого стану, що виникає в ділянці сполучення різнорідних матеріалів, були досліджені і дотичні (зсуваючі) напруження, оскільки вони відіграють чи не найголовнішу роль у процесах деформаційної активції більш твердої поверхні [105]. Поля цих напружень для НТР та ТРПК наведено на рис. 6.17.

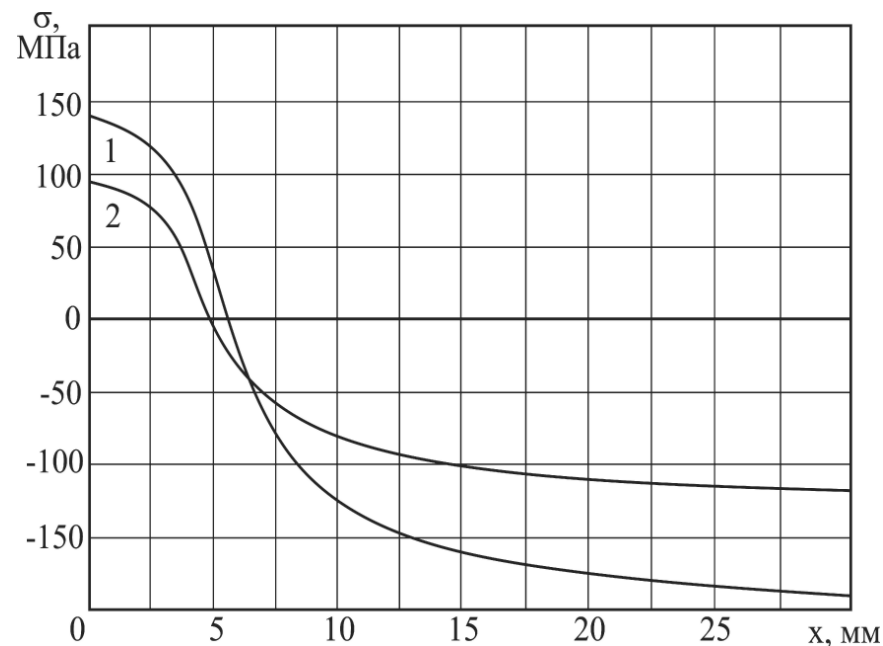


Рис. 6.18. Епюри дотичних напружень, що виникають при зварюванні теплофізично "масивних" неузгоджених з'єднань у плазмі НТР (1) та ТРПК (2).

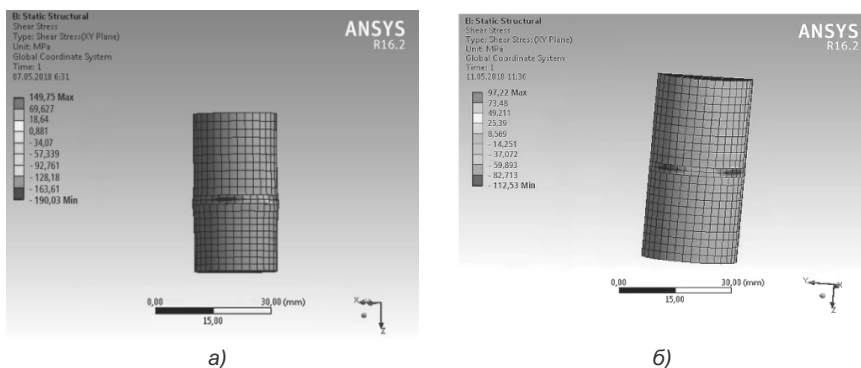


Рис. 6.17. Поля дотичних напружень, що виникають у теплофізично "масивних" неузгоджених зварних з'єднаннях, отриманих у плазмі НТР (а) та ТРПК (б).

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. A. Hellmich, T. Jung, A. Kielhorn, M Ribland. CVD-processes by hollow cathode glow discharge. Surf. Coat. Technol., 1998, V.98, p. 154–1–1546.
2. M.G. Bolotov, G.P. Bolotov, "Elimination of Electric Arc Stabilization in Precision Welding with High-Current Glow Discharge" 2019 IEEE 39th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO) pp. 578–583, April 2019.
3. Budilov V.V., Ramazanov K.N., Khusainov Yu.G., Zolotov I.V. and Starovoitov S.V., Local Ion Nitriding of 38KhMYuA Steel with Glow Discharge in a Hollow Cathode. Journal of Engineering Science and Technology Review 8 (6) (2015) 25 – 29.
4. F. Paschen, Ann. der Phys., 1916 50, 901.
5. F. Paschen, Sitz. Preusz. Akad. Wissen., 1928, №32, 536.
6. G.P. Bolotov, M.G. Bolotov, "Determination of external stabilizing resistor value in the glow discharge power supply while welding", IEEE 37th International Conference "Electronics and Nanotechnology ELNANO'2017", pp.365–369, April 2017.
7. G.P. Bolotov, M.G. Bolotov, S.A. Stepenko. "The ways of stabilization of high-current glow discharge in welding" 2018 IEEE 3rd International Conference on Intelligent Energy and Power Systems (IEPS) pp.358– 363, 2018.
8. G.P. Bolotov, M.G. Bolotov, Svitlana M. Yushchenko, "Stabilization of high-current glow discharge under the welding conditions", IEEE 38th International Conference "Electronics and Nanotechnology ELNANO'2018", pp. 521–525, April 2018.
9. Gunther-Schulze A., ZS. Physik., 19, 313, (1923).
10. H. Schuler and H. Gollnow, Zeit. Fur. Phys., 1935, 93, 611.
11. L. Bardos, S. Berg. Low pressure r.f. plasma jet a new tool for surface processing. Surf. Coat. Technol., V.54/55, 1992, p.91–95.
12. Laframboise J. Theory of cylindrical and spherical Lengmuir probes in a collisionless, Maxwellian plasma at rest // Rarefied Gas Dynamics: Proceedings of the fourth international symposium in rarefield Gas Dynamics, held at the Institute For Aerospace Studies, University of Toronto, New-York – London: Academic Press, 1966, v.2. – P. 22 – 44.
13. Little P.F., von Engel A., Proc. Roy. Soc., 1954,F 224, 209.
14. Lompe A., Seeliger R., Wolter E., Ann. der Phys., 1939, 36, 9.
15. R.S. Pessoa, G. Murakami, G. Petraconi, H.S. Maciel, I.C. Oliveira. Hollow cathode magnetron deposition of AlN thin films: Crystalline structure and morphology. Braz. Journ. of Physics, vol. 36, no 2A, 2006, pp. 332 – 335.
16. S. Brunatto; A. Klein; J. Muzart. Hollow cathode discharge: application of a deposition treatment in the iron sintering. J. Braz. Soc. Mech. Sci. & Eng. vol.30 no.2 Rio de Janeiro Apr./June 2008, pp. 146 – 151.
17. S.M. Rosnagel, H.R. Kaufman. Langmuir probe characterization of magnetron operation. J. Vac. Sci. Technol., V.4(3), 1986, p. 1822–1825.
18. Wierzschoń T. Zgrzewanie dyfuzyjne z zastosowaniem procesu bombardowanie jonego // Prz. Spaw. – 1975. – №11. – S. 71
19. A.c. 525257, СССР, кл. Н 05В 7/16. Устройство для стабилизации сильноточного тлеющего разряда / Блинов В. И., Кириченко В. В., Сизова Н. Е., Денисов В.Е. (СССР). – Заявл. 26.06.74, опубл. 1976, бюл. № 30.
20. A.c. 872091, СССР, В 23К 9/00. Источник питания / Д. И. Котельников, Г. П. Болотов, Ю. Н. Крысанов (СССР).– Заявл. 04.07.79. Опубл. 1981, бюл.№ 38.
21. A.c. 927451, СССР, кл. В 23К 20/14. Способ нагрева в тлеющем разряде / Д. И. Котельников, Г. П. Болотов (СССР). – Заявл. 23.05.80. Опубл. 1982, бюл. № 18.
22. Абильситов Г. А. Мощные газоразрядные СО2 лазеры и их применение в технологии /Г. А. Абильситов, Е. П. Велихов, В. С. Голубев. – Москва: Наука, 1984. – 105 с.
23. Абрамович Л. Ю., Клярфельд Б. Н., Настич Ю. Н., ЖТФ, 1966, 36, с. 714.
24. Айвазян С. А. Статистическое исследование зависимостей / С. А. Айвазян. – Москва: Металлургия, 1966. – 227 с.
25. Акишин А. И. Ионная бомбардировка в вакууме /А. И. Акишин. – Москва: Госэнергоиздат, 1963. – 288 с.
26. Арзамасов Б. Н. Химико-термическая обработка металлов в активизированных газовых средах. / Б. Н. Арзамасов. – Москва: Машиностроение, 1979. 224 с.
27. Ахмадеев Ю. Х. Азотирование технически чистого титана в тлеющем разряде с полым катодом / Ю. Х. Ахмадеев, Ю. Ф. Иванов, И. М. Гончаренко, И. М. Коваль. // Письма в ЖТФ. – 2005. – С. 24–30.
28. Бабад – Захряпин А. А. Радиационно-стимулируемая химико-термическая обработка /А. А. Бабад-Захряпин, Г. Д. Кузнецов. – Москва: Энергоиздат, 1982. – 94 с.
29. Бабад – Захряпин А. А. Химико-термическая обработка в тлеющем разряде / А. А. Бабад-Захряпин, Г. Д. Кузнецов. – Москва: Атомиздат, 1975. – 176 с.
30. Бачин В. А. Диффузионная сварка стекла и керамики с металлами. / В. А. Бачин. – Москва: Машиностроение. 1986. – 182 с.
31. Бачин В. А. Теория, технология и оборудование диффузионной сварки. / В. А. Бачин, В. Ф.Квасницкий, Д. И. Котельников – Москва: Машиностроение. 1991. – 350 с.
32. Болбуков В. П. Распыление мишени на дне полого катода источника быстрых молекул газа в неоднородном магнитном поле. / В. П. Болбуков. // Вестник МГТУ "СТАНКИН". 2014. № 2. С. 111–117.
33. Болотов Г. П. Вивчення умов змочування металевих поверхонь припоями при нагріванні в тліючому розряді / Болотов Г. П., Болотов М.Г. // Вісник ЧДТУ. – 2008. – № 34. – С. 114 – 118.
34. Болотов Г. П. Источники питания тлеющего разряда при сварке и пайке / Г. П. Болотов, Д. И. Котельников // Деп. в ГНТБ Украины. – 1994. –№ 596 – Ук 94. – 9 с.
35. Болотов Г. П. Опыт применения тлеющего разряда при сварке и пайке / Г. П. Болотов. – Чернигов: ВСНТО, 1981. – 34 с.
36. Болотов Г. П. Очистка тлеющим разрядом металлических поверхностей перед диффузионной сваркой и пайкой в вакууме / Болотов Г. П., Рыжов Р. Н., Болотов М. Г. // Весник НТУУ "КПИ", сер. "Машиностроение". – 2009. – № 57. – С. 124–127.
37. Болотов Г. П. Поверхневий нагрів тліючим розрядом при дифузійному зварюванні / Болотов Г. П. // Вісник ЧДТУ. – 2004. – № 21. – с. 111 – 119.
38. Болотов Г. П. Тлеющий разряд как источник нагрева в процессах сварки и пайки (обзор) / Болотов Г. П. // Автоматическая сварка. – 2001. – № 8. – С.41 – 44.
39. Болотов Г. П. Установка для диффузионной сварки в тлеющем разряде / Г. П. Болотов// Информ. листок. – Чернигов: МТЦНТИ, 1992. –№ 2 – 92. – 4 с.



40. *Болотов Г. П.* Джерела живлення тліючого розряду. / Г. П. Болотов, М.Г. Болотов. // Вісник ЧДТУ, № 2 (57), 2012, с. 84 – 89.

41. *Болотов Г. П.* Дослідження стійкості тліючого розряду з порожнистим катодом в умовах зварювання. / Г. П. Болотов, М. Г. Болотов. // Вісник ЧДТУ, № 36, 2008, с. 100–106.

42. *Болотов Г. П.* Зварювання та паяння в плазмі тліючого розряду. / Г. П. Болотов. – Чернігів: ЧНТУ. – 2016. – 144 с.

43. *Болотов Г. П.* Розрахункове визначення температури нагріву деталей при дифузійному зварюванні в тліючому розряді з порожнистим катодом. / Г. П. Болотов, М. Г. Болотов. // Вісник ЧДТУ № 40, 2009, с. 29–37.

44. *Болотов Г. П.* Устройство для автоматической защиты изделий при сварке. / Г. П. Болотов, В. И. Збань, Д. И. Котельников. // Информ. лист № 76–03. Чернигов, Укр НИИНТИ, 1976, с. 1–4.

45. *Болотов Г. П.* Активацийна дія тліючого розряду в умовах дифузійного зварювання. / Г. П. Болотов, Р. М. Рижов, М. Г. Болотов. // Вісник Донбаської державної машинобудівної академії. – 2011. – № 1. – С. 18–21.

46. *Болотов М. Г.* Дослідження енергетичних параметрів тліючого розряду в довгих трубках малого діаметру. / М. Г. Болотов. // Технічні науки та технології. Науковий журнал ЧНТУ № 2 (16), 2019, с. 23–33.

47. *Болотов М. Г.* Дослідження локальних властивостей плазми тліючого розряду з порожнистим катодом стосовно до умов зварювального нагріву. / М. Г. Болотов. // Вісник ЧДТУ, № 1(63), 2013, с. 112–119.

48. *Болотов М. Г.* Оптимізація процесу осадження тонких металевих плівок у тліючому розряді з порожнистим катодом. / М. Г. Болотов. // Технічні науки та технології, № 3(5), 2016 с. 104–112.

49. *Болотов М. Г.* Оцінка напружено–деформованого стану дифузійно–зварних з'єднань різнорідних матеріалів, отриманих при нагріванні в тліючому розряді. / М. Г. Болотов, Г. П. Болотов, І. О. Прибилько, О. О. Новомлинець. // Технічні науки та технології. Науковий журнал ЧНТУ. № 3 (12), ст. 123–131.

50. *Болотов М. Г.* Порівняльна оцінка ефективності джерел енергії для дифузійного зварювання у вакуумі /М. Г. Болотов, Г. П. Болотов. // Вісник ЧДТУ.–2010.– № 42.– С. 144–147.

51. *Болотов М. Г.* Аналіз основних нестабільностей тліючого розряду середніх тисків в умовах обробки матеріалів. / М. Г. Болотов. // Вісник ЧНТУ, Серія "Технічні науки та технології" № 2 (12), ст. 103–116. 2018.

52. *Болотов М. Г.* Ефективність нагріву при зварюванні в тліючому розряді з порожнистим катодом. / М. Г. Болотов, Т. Р. Ганєєв // Вісник ЧДТУ, № 1(55), 2012, с. 126–131.

53. *Большова А. М.* Использование энергии тлеющего разряда в качестве источника тепла для пайки /А. М. Большова и др. // Пайка в машиностроении. – Москва: МАТИ, 1974. – С. 136–138.

54. *Бородин В. С.* Исследование разряда в полом катоде. / В.С. Бородин, Ю.М. Коган. // ЖТФ. –1966. –Т XXXVI. – Вып. 1. – С. 181–185.

55. *Браун С.* Элементарные процессы в плазме газового разряда /С. Браун. – Москва: Атомиздат, 1961. – 382 с.

56. *Будилов В. В.* Технология ионного азотирования в тлеющем разряде с полым катодом. / В. В. Будилов, Р. Д. Агзамов, К. Н. Рамазанов. // МиТОМ. 2007. № 7. С.25–29.

57. *Бутенко О. И.* Ионное азотирование / О. И. Бутенко // Металловедение и термическая обработка металлов. – 1965. –№ 10. – С. 57.

58. *Бутенко О. И.* Использование тлеющего разряда для химико – термической обработки /О. И. Бутенко, Ю. Н. Крымский, Ю. М. Лахтин. // Металловедение и термическая обработка металлов. – 1967. –№ 3. – С. 7.

59. *Быховский А. И.* Растекание. / А. И. Быховский – Киев: Наукова думка, 1983. – 190 с.

60. *Ванин В. С.* Сварка и пайка металлов в тлеющем разряде /В. С. Ванин // Автоматическая сварка. – 1962. – № 4. – С. 23–25.

61. *Ванин В. С.* Наплавка в тлеющем разряде /В. С. Ванин. // Автоматическая сварка, – 1975, – № 6. – С. 75–76.

62. *Гаврилов Н. В.* Характеристики ионного источника с плазменным катодом и многополюсной магнитной системой удержания быстрых электронов. / Н. В. Гаврилов, А. С. Каменецкий // Журнал технической физики. – 2004. – Т. 74. Вып. 9. – С. 97 – 102.

63. *Газовые лазеры* / Под ред. Р. И. Солоухина. – Новосибирск – Москва: СО, Наука. 1947. – 360 с.

64. *Гладков Э. А.* Управление процессами и оборудованием при сварке. / Э. А. Гладков – Москва: Машиностроение, 2006. – 429 с.

65. *Готра З. Ю.* Технология микроразрядных устройств / З. Ю. Готра. – Москва: Радио и связь, 1991. – 528 с.

66. *Данилин Б. С.* Ионное травление микроструктур / Б. С. Данилин, В. Ю. Киреев. – Москва: Советское радио, 1979. – 218 с.

67. *Данилин Б. С.* Получение тонкопленочных элементов микросхем. // Б. С. Данилин – Москва: Энергия, 1972.

68. *Данилин Б. С.* Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок. / Б. С. Данилин. – Москва: Энергоатомиздат, 1989. – 328 с.

69. *Диффузионная сварка материалов.* / Справочник под ред. Н. Ф. Казакова. – М.: Машиностроение, 1981. – 271 с.

70. *Джангутов Р. Г.* Пьезокерамические элементы в приборостроении и автоматике. / Р. Г. Джангутов, А. А. Ерофеев. – Ленинград: Машиностроение, 1986. – 252 с.

71. *Добрецов Л. Н.* Эмиссионная электроника. / Л. Н. Добрецов, М.В. Гомоюкова – Москва: Физматгиз. 1966. – 564 с.

72. *Дятлов В. И.* Диффузионная сварка в тлеющем разряде / В. И. Дятлов и др. – Л.: ЛДНТП, 1968, –26 с.

73. *Елецкий А. В.* Газовый разряд. / А. В. Елецкий. – Москва: Знание. 1981. – 64 с.

74. *Есенберлин С. Е.* Пайка металлов в печах с газовой средой. / С. Е. Есенберлин. – Ленинград: Машгиз, 1962. – 127 с.

75. *Жилов Е. А.* Установка для диффузионной сварки в тлеющем разряде при изготовлении штампов, армированных твердым сплавом /Е. А. Жилов // Информ. листок №73 – 0465. – М.: ВИМИ. – 1976. – С. 2–4.

76. *Рамазанов К. Н.* Ионное азотирование в неоднородной плазме тлеющего разряда. / К. Н. Рамазанов, Д. З. Ишмухаметов, Н. С. Садаков. // Вестник УГАТУ. – 2011. – №3. – С. 67–71.

77. *Каганов И. Л.* Ионные приборы. / И. Л. Каганов. – Москва: Энергия. 1972. – 525 с.

78. Казаков Н. Ф. Диффузионная сварка материалов. /Н. Ф. Казаков. – Москва: Машиностроение, 1976. – 311 с.

79. Казаков Н. Ф. Оборудование диффузионной сварки / Н. Ф. Казаков, В. В. Жуков. – М.: ПНИЛДСВ, 1973. – 236 с.

80. Квасницкий В. В. Напряженно-деформированное состояние при диффузионной сварке узла втулка–втулка из разнородных материалов / В. В. Квасницкий, Г. В. Ермолаев, М. В. Матвиенко // 36. наук. праць НУК. – 2007. – № 2. – С. 50–56.

81. Квасницкий В. В. Напряженно–деформированное состояние при диффузионной сварке металлов с различными физико–механическими свойствами применительно к деталям цилиндрической формы / В. В. Квасницкий, М. В. Матвиенко, Ал. В. Лабарткава, Т. А. Пивоварова // 36. наук. праць НУК. – 2007. – № 3. – С. 61–67.

82. Квасницкий В. Ф. Технология диффузионной сварки жаропрочных сплавов / В. Ф. Квасницкий, Б.А. Кох, А.И. Сазонов. –Л.: ЛДНТП, 1969. –26 с.

83. Кеменов В. Н. Исследование качества тонкоплёночных покрытий, полученных на установках магнетронного и вакуумного плазменно–дугового осаждения, с использованием метода СЗМ. / В. Н. Кеменов, С. Б. Нестеров, О. С. Зилова, Е. Н. Капустин. // Сборник докладов Международного научно–практического симпозиума "Функциональные покрытия на стёклах". Харьковская Научная Ассамблея, 2003, с. 113–117.

84. Клярфельд Б. Н., Гусева Л. Г. ЖТФ, 1965, 35, с. 306.

85. Клярфельд Б. Н., Гусева Л. Г., Покровская–Соболева А. С., ЖТФ., 1966, 36, с. 704.

86. Коваленко В. С. Технология и оборудование электрофизических и электрохимических методов обработки материалов /В. С. Коваленко. – К.: Вища школа, 1983. – 176 с.

87. Котельников Д. И. Исследование соединения стали, полученного диффузионной сваркой /Д. И. Котельников //Автоматическая сварка. – 1970.–№ 4.–С. 25–27.

88. Котельников Д. И. Нагрев тлеющим разрядом при диффузионной сварке /Д. И. Котельников //Вестник Киев. политехн. ин – та. Сер. "Машиностроение". – 1968. –№ 5. – С. 56–60.

89. Котельников Д. И. Определение некоторых параметров столба тлеющего разряда при сварке /Д.И. Котельников, В. С. Гвоздецкий. // Автоматическая сварка. – 1980. – № 5. – С. 1–4.

90. Котельников Д. И. Распределение плотности тока в катодном пятне тлеющего разряда /Д. И. Котельников, Ю. Н. Крысанов. // Автоматическая сварка. – 1979. – № 11. – С. 27–29.

91. Котельников Д. И. Сварка давлением в тлеющем разряде /Д. И. Котельников. – М.: Металлургия, 1981. – 116 с.

92. Котельников Д. И. Сварка твёрдых сплавов с применением тлеющего разряда. / Д. И. Котельников // Твердосплавная штамповая оснастка и ее применение в электротехнической промышленности. – Таллин: НИИ ТЭЗ. – 1975. –С. 153–159.

93. Котельников Д. И. Технологические особенности применения тлеющего разряда при сварке / Д. И. Котельников. // Технология и организация производства. – 1976. – № 7. – С. 57–59.

94. Котельников Д. И. Технология и оборудование диффузионной сварки в тлеющем разряде / Д. И. Котельников. // Диффузионное соединение в вакууме металлов, сплавов и неметаллических материалов. – М.: ПНИЛДСВ, 1970. – С. 298–303.

95. Котельников Д. И. Тлеющий разряд как источник тепла в сварочных процессах / Д. И. Котельников. // Автоматическая сварка. – 1978. – № 4. – С. 15–21.

96. Котельников Д. И. Установка для диффузионной сварки в тлеющем разряде / Д. И. Котельников, Г. П. Болотов, А. П. Романенков, А. Л. Сиваков. // Автоматическая сварка. – 1985. – №7. – С. 71–72.

97. Крендель Ю. Е. Эффект полого катода при азотировании в тлеющем разряде. / Ю. Е. Крендель, Л. Н. Лемешев, А. И. Слосман. // Электронная обработка материалов. –1990. –вып. 6. –С. 38–47.

98. Крымский Ю. Г. Особенности сварки в тлеющем разряде /Ю. Г. Крымский// Новые методы сварки и передовая технология в производстве сварных конструкций. – Пермь: НТО Машпром, 1971. –С. 43.

99. Лахтин Ю. М. Азотирование стали. / Ю. М. Лахтин, Я. Д. Коган – Москва: Машиностроение, 1976. 256 с.

100. Лахтин Ю. М. Физические процессы при ионном азотировании / Ю. М. Лахтин, Ю. Н. Крымский // Защитные покрытия на металлах, Киев: Наукова думка, 1968. Вып. 2. С. 225–229.

101. Лахтин Ю. М. Современное состояние и пути развития технологии химико – термической обработки стали / Ю. М. Лахтин. // Металловедение и термическая обработка металлов. – 1965. –№ 8. –С. 34.

102. Лашко С. В. Пайка металлов. / С. В. Лашко, Н. Ф. Лашко. – Москва: Машиностроение, 1988. – 375 с.

103. Лозован А. А. Методы очистки внутренних поверхностей труб малого диаметра плазмой тлеющего разряда перед нанесением покрытий. / А. А. Лозован, С.В. Франгулов, Д. В. Чулков, А. И. Родин. //Сварочное производство. 2009. № 1. С. 28–31

104. Лыков А. В. Теория теплопроводности. / А. В. Лыков. – Москва: Высшая школа. 1967. – 599 с.

105. Махненко В. И. Влияние пластических деформаций на напряженно–деформированное состояние при диффузионной сварке узлов втулка–фланец / В. И. Махненко, В. В. Квасницкий, Г. В. Ермолаев, М. В. Матвиенко // 36. наук. праць НУК. – 2008. – № 2. – С. 55–61.

106. Москалев Б. И. Разряд с полым катодом / Б. И. Москалев. – Москва: Энергия, 1969. – 212 с.

107. Назаренко О. К. Электроннолучевая сварка / О. К. Назаренко. – Москва: Машиностроение, 1981. – 146 с.

108. Налимов В. В. Теория эксперимента. / В. В. Налимов. Москва: Наука. 1971.

109. Никулин С. П. Тлеющий разряд с полым катодом в длинных трубках / С. П. Никулин. // Журнал технической физики. 1997. Т 67. Вып. 5 с. 43 – 47.

110. Новик Ф. С. Математические методы планирования экспериментов в металлловедении. / Ф. С. Новик. – Москва: МИСИС. 1972. – 105 с.

111. Петрунин Н. Е. Металловедение пайки. / Н. Е. Петрунин, Н. Ю. Маркова, А. С. Екагова – Москва: Металлургия, 1976. – 261 с.

112. Пехович А. И. Расчет теплового режима твердых тел. / А. И. Пехович, В. М. Жидких. –Л.: Энергия, 1968. – 303 с.

113. Прокошкин Д. А. Получение покрытий на металлах в тлеющем разряде // Защитные покрытия на металлах /Д. А. Прокошкин.– Киев: Наукова думка.– 1970.– Вып. 3. – С. 81–86.

114. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. / Ю.П. Райзер. – Москва: Наука. 1987. – 590 с.
115. Рамазанов К. Н. Ионное азотирование в неоднородной плазме тлеющего разряда. / К. Н. Рамазанов, Д. З. Ишмухаметов, Н. С. Садаков. // Вестник УГАТУ. – 2011. – № 3. – С. 67–71.
116. Растригин Л. А. Статистические методы поиска. / Л. А. Растригин. – Москва: Наука. 1968.
117. Рогов А. В. Применение сеточного полого катода для очистки подложек перед вакуумным напылением. / А. В. Рогов, А. А. Лозован. // РИЦ "Курчатовский институт", "МАТИ"–РГТУ им. К. Э. Циолковского. № 5, 2008, с. 99–103.
118. Ройх И. Л. Защитные вакуумные покрытия на стали / И. Л. Ройх, Л. Н. Колтунова. – Москва: Машиностроение. 1971. – 279 с.
119. Романов Д. И. Электроконтактный нагрев металла. / Д. И. Романов – Москва: Машиностроение, 1981. – 168 с.
120. Рыкалин Н. Н. Расчет тепловых процессов при сварке. /Н. Н. Рыкалин Москва: Машгиз. 1951. – 296 с.
121. Смирнов Б. М. Физика слабоионизированного газа. / Б. М. Смирнов. – Москва: Наука. 1978. – 416 с.
122. Соболев В. Д. Физические основы электронной техники. / В. Д. Соболев. – Москва: Высшая школа. 1979. – 447 с.
123. Справочник по пайке. Под редакцией Лоцманова С. Н., Петрунина Н. Е., Фролова В. П. – Москва: Машиностроение, 1975. – 407 с.
124. Фролов В. В. Теоретические основы сварки. / В. В. Фролов. – Москва: Высшая школа. 1970. – 591 с.
125. Харченко Г. К. Влияние ионной обработки на прочность з'єднань при паянні через проміжний металевий прошарок / Харченко Г. К., Болотов М. Г. // Вісник ЧДТУ. – 2007. – № 30. – С. 61–66.
126. Ховатсон А. М. Введение в теорию газового разряда. / Ф. М. Ховатсон. – Москва: Атомиздат. 1980. – 181 с.
127. Шехтман С. Р. Использование разряда с полым катодом для обработки поверхности конструкционных материалов. / С. Р. Шехтман, В.В. Будилов, Р. М. Киреев // Физика и химия обработки материалов. 2001. – № 2. – С. 31–35.
128. Энгель А. Физика и техника электрического разряда в газах /А. Энгель, М. Штейнбек. – Ленинград: ОНТИ, 1936. – 324 с.
129. Яноши Л. Теория и практика обработки результатов измерений. / Л. Яноши – Москва: Мир. 1968.

## ЗМІСТ

Передмова .....	3
Вступ .....	5
1. ІСТОРИЧНИЙ ОГЛЯД .....	9
1.1. Історичні віхи розвитку тліючого розряду .....	9
1.2. Тліючий розряд із порожнистим катодом .....	16
2. ОСНОВНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ .....	24
2.1. Форми газового розряду .....	24
2.2. Тліючий розряд .....	26
2.3. Елементарні процеси в тліючому розряді .....	28
2.4. Різновиди тліючого розряду .....	30
2.5. Розряди з порожнистим катодом .....	32
3. ОСНОВНІ ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ ІЗ ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ В УМОВАХ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО НАГРІВУ .....	36
3.1. Сфера існування ефекту порожнистого катода .....	36
3.2. Визначення протяжності темного катодного простору $d_k$ .....	41
3.3. Дослідження умов стійкого існування тліючого розряду з порожнистим катодом в умовах високотемпературного нагріву .....	46
3.4. Дослідження локальних властивостей тліючого розряду з порожнистим катодом .....	52
4. ЕНЕРГЕТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ З ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ ТА УПРАВЛІННЯ НИМИ У ПРОЦЕСАХ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО НАГРІВУ .....	61
4.1. Ефективність нагрівання в тліючому розряді з порожнистим катодом .....	61
4.2. Розрахункове визначення температури нагріву деталей при зварюванні і паянні в низькотемпературній плазмі, тліючому розряді з порожнистим катодом .....	74

4.3. Параметри керування процесом високотемпературного нагрівання в тліючому розряді з порожнистим катодом .....	84
<b>5. ЗАСТОСУВАННЯ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ ІЗ ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ У РІЗНИХ ТЕХНОЛОГІЧНИХ ПРОЦЕСАХ .....</b>	<b>89</b>
5.1. Дослідження енергетичних параметрів тліючого розряду з порожнистим катодом в умовах очищення довгих труб малого діаметру .....	89
5.2. Отримання тонкоплівкових металопокриттів у низькотемпературній плазмі тліючого розряду із порожнистим катодом .....	100
5.3. Застосування тліючого розряду з порожнистим катодом у процесах поверхневої обробки металів .....	117
5.4. Застосування тліючого розряду з порожнистим катодом в умовах дифузійного зварювання і паяння .....	123
5.4.1. Вивчення умов змочування металевих поверхонь рідкими припоями .....	124
5.4.2. Вплив іонної обробки на міцність з'єднань, паяних у тліючому розряді з порожнистим катодом .....	129
5.4.3. Застосування тліючого розряду з порожнистим катодом як джерела нагріву при дифузійному зварюванні .....	132
5.5. Перспективи застосування тліючого розряду з порожнистим катодом як джерела поверхневого нагріву при зварюванні і паянні .....	137
<b>6. МОДЕЛЮВАННЯ ТА ОЦІНКА НАПРУЖЕНО-ДЕФОРМОВАНОГО СТАНУ ДИФУЗІЙНО-ЗВАРНИХ З'ЄДНАНЬ РІЗНОРІДНИХ МАТЕРІАЛІВ, ОТРИМАНИХ ПРИ НАГРІВАННІ У ТЛІЮЧОМУ РОЗРЯДІ .....</b>	<b>143</b>
Список літератури .....	158

*Наукове видання*

**Болотов Максим Геннадійович**

## **ЗАСТОСУВАННЯ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ З ЕФЕКТОМ ПОРОЖНИСТОГО КАТОДА В РІЗНИХ ТЕХНОЛОГІЧНИХ ПРОЦЕСАХ**

*Монографія*

Редактор-коректор *Н. Данилюк*  
Верстальник *Т. Шеканова*

Формат 60x84/16. Папір офсетний.  
Гарнітура Times. Друк офсетний.  
Умовн. друк. арк. 9,8+1,0 ілюстр. Обл.-вид. арк. 8,8+1,0 ілюстр.  
Тираж 40 прим. Зам. 514.

Видавець і виготівник комунальне книжково-газетне видавництво  
«Полісся».  
10008 Житомир, вул. Шевченка, 18а.

*Свідоцтво про внесення до Державного реєстру:  
серія ЖТ № 5 від 26.02.2004 року.*