

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
Інститут фізики

10

ВАСЕНІН
Юрій Леонідович

УДК 537.523:621.791.75

ДОСЛІДЖЕННЯ КАТОДНИХ ПРОЦЕСІВ
ДУГОВОГО РОЗРЯДУ
В ПАРАХ МАТЕРІАЛУ ЕЛЕКТРОДУ

01.04.04 —
Фізична електроніка

АВТОРЕФЕРАТ
дисертації на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Київ 1997

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана в Інституті електрозварювання ім.Є.О.Патона
НАН України.

Наукові керівники:

доктор фіз.-мат. наук, професор, Владимиров В.В.
Інститут фізики НАН України, зав.відділом.

доктор технічних наук, професор, Гвоздецький В.С.,
Інститут електрозварювання НАН України, зав.відділом.

Офіційні опоненти:

доктор фіз.-мат. наук, професор Чайка Г.Е.
Інститут зв'язку Державної Академії зв'язку, професор.

доктор фіз.-мат. наук, с.н.с., Гончаров О.А.
Інститут фізики НАН України, провід.наук.співр.

Провідна організація:


Науковий центр "Інститут ядерних досліджень"
НАН України, (м.Київ)

Захист відбудеться «18» грудня 1997 р. о 14³⁰ год. на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 26.159.01 при Інституті фізики НАН України (252022, Київ-22, пр.Науки 46).

З дисертацією можна ознайомитися у бібліотеці Інституту фізики НАН України. (Київ, пр. Науки 46).

Автореферат розіслано « 13 » листопада 1997 р.

Вчений секретар
спеціалізованої вченої ради
канд. фіз.-мат.наук

 Іщук В.А.

ЛННБ України ім.В.Стефаніка



00737612 (Q)

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. Дуговий розряд широко використовується в багатьох галузях промисловості, науки та техніки. Наприклад, в процесах електродугового зварювання та різання, переплаву металів і нанесення покриттів, в генераторах плазми і потужних джерелах світла, плазмохімічних реакторах та ін., треба контролювати та підтримувати стабільність дугової форми розряду, його характеристик і параметрів. В потужних газорозрядних лазерах, комутаторах струму, МГД генераторах та ін., навпаки, необхідно керувати умовами виникнення та згасання дуги. У майбутньому, це стосується і уніполярних дуг, зважаючи на забруднення ними робочої зони термоядерних установок продуктами ерозії стінок та лімітерів.

Як відомо, головні відмінності дугового розряду від інших видів газового розряду – низька, порядку потенціалу іонізації атомів, напруга горіння і високі значення густини струму – визначаються процесами, які відбуваються в катодній області. Існує взаємозв'язок явищ у цій області із струмом дуги та характеристиками джерела енергії, матеріалом, температурою і геометрією катода, тиском і характеристиками оточуючого газу, станом поверхні, величиною та конфігурацією магнітного поля і т.д.

Найбільш розвиненою є теорія дугового розряду на тугоплавких та термохімічних катодах, коли наявність біля катода плазмоутворюючого газу і здатність термоємисії забезпечити перенесення струму є визначальними умовами при теоретичному аналізі всієї сукупності фізичних процесів у катодній області.

Прив'язка дуги на «холодному» катоді реалізується у вигляді катодних плям із характерними розмірами $\sim 1 \cdot 10^2$ мкм та часовими проміжками $\sim 10^{-9} - 10^{-3}$ с. Із зіставлення результатів відомих теоретичних моделей з експериментальними даними, одержаними при високих роздільних здатностях у часі та просторі, при контролі умов горіння дуги та стану поверхні катода (що можливо при дослідженні дугового розряду у вакуумі, коли дуга горить в продуктах ерозії електрода), впливає, що для багатьох явищ у плямі відсутня адекватна теорія.

Перш за все необхідно пояснити високі значення густини струму, що переносяться з холодного металу катода у стовп дуги. Потрібні теоретичні моделі для опису просторових та часових характеристик катодних плям: їх хаотичного переміщення, злиття та ділення, обмеженого часу існування, руху у зовнішньому магнітному полі як в амперівському напрямку, так і в протилежному. Моделі мають описувати процеси, що визначають величину катодного падіння і його коливань.

Оскільки в літературі найбільш повно представлено результати досліджень дуги на холодному катоді з міді, у роботі використано атомні, електротехнічні та теплофізичні характеристики цього металу.

Метою роботи є розвиток теоретичної моделі термо-польового іон-електронного (I-F-T) механізму емісії та його використання для опису перенесення струму в катодній області електричної дуги; розробка самоузгоджених фізичної, математичної та обчислювальної моделей процесів в прикатодній плазмі, в тілі та на поверхні катоду для визначення властивостей і характеристик катодних плям, їх динаміки; вивчення як окремих взаємозв'язків, так і самоорганізації катодних процесів в цілому.

Наукова новизна

1. Вперше при описі процесів I-F-T емісії електронів (іонно-електронний механізм при напруженостях електричного поля біля поверхні катода $F_e \geq 1 \times 10^6$ В/см) використовуються елементи квантово-механічного підходу.
2. Визначено та обчислено енергетичні характеристики I-F-T емісії електронів (ефект Ноттінгама), які раніше у літературі не розглядалися.
3. Детально вивчено характеристики і властивості I-F-T механізму емісії електронів, залежності її параметрів від F_e , температури поверхні T_c , зарядового стану іона та його енергії.
4. Розроблено замкнені фізичну та математичну моделі прикатодної області електричної дуги, яка горить у продуктах ерозії електрода. Ці моделі описують процеси як у кнудсенівському прошарку плазми біля активної поверхні катодної плями, так і процеси за межами плями.
5. Визначено та розраховано (без використання експериментальних даних для плям) граничні умови на поверхні катоду з боку плазми: тепловий потік Q_r , густину струму J_c , тиск P_c та частину $\beta = (1 - I/I_0)$ випарованого потоку, що повертається, для інтервалів значень прикатодного падіння $U_c \in [5, 30]$ В і $T_c \in [2000, 7000]$ К.
6. Виконано самоузгоджений розрахунок параметрів прикатодної області: напруженості електричного поля біля поверхні, електронної та іонної складових струму, питомої ерозії, електронної температури, концентрацій часток, рівня іонізації та інших. Окрім того, обчислено діючу на катод силу [дин/А] та частку енергії $I_a U_c$, що розсіюється у катоді.
7. Проведено зіставлення результатів, які можна одержати на основі термо-польової (F-T) емісії електронів та при спільному використанні F-T та I-F-T механізмів.
8. Шляхом обчислювальних експериментів, на основі одно- (1D) та

двовимірного (2D) наближень при описі нестационарних процесів в тілі катоду, визначено просторові характеристики та динаміку катодних плям у часі.

9. Показано, що опис процесів в нестационарній катодній плямі відповідає іонній стадії функціонування ектона (*ECI_{on}* – *Explosive Center* – центр вибухової електронної емісії).
10. Запропоновано новий фізичний механізм «зворотнього» – протилежного амперівському – руху нестационарної катодної плями в тангенціальному магнітному полі, механізм формування і динаміки внутрішньої структури (фрагментів) катодної плями. Представлені результати розрахунків відповідають відомим експериментальним даним.

На захист виносяться такі результати та положення

1. На катоді дугового розряду можлива реалізація термо-польового іонно-електронного (I-F-T) механізму емісії при наявності середнього поля біля поверхні $F_{c,min} \geq 10^6$ В/см, та вихід γ_{IFT} до 10^2 електронів на кожний іон на додаток до F-T емісії.
2. Результати розрахунків основних характеристик I-F-T механізму емісії: залежності кількості $\dot{\gamma}_{IFT}(F_c, T_c)$ та середньої енергії $\bar{\phi}_{IFT}(F_c, T_c)$ емітованих електронів.
3. Фізична та математична моделі прикатодного шару плазми, результати розрахунків його параметрів: їх взаємозв'язки, вплив I-F-T емісії, властивість «вмикання», особливості поведінки в залежності від температури поверхні та прикатодного падіння.
4. Фізична та математична моделі нестационарних процесів в тілі та на поверхні катоду. Результати обчислювальних експериментів на основі моделей 1D і 2D: динаміка катодної плями у часі, її параметри та просторові характеристики.
5. Фізичний механізм поведінки нестационарної катодної плями в тангенціальному магнітному полі у відповідності до запропонованого Кесаєвим принципу «максимуму поля».

Практичне значення та реалізація результатів роботи

Спільне використання F-T та I-F-T механізмів електронної емісії для опису перенесення струму в умовах катодної плями при розробці замкнених фізичної та математичної моделей процесів дозволяє досить повно та без протиріч пояснювати спостережувані явища виходячи з «перших принципів» (без використання в розрахунках експериментальних даних для плями).

Реалізація обчислювальної моделі з адаптацією її до умов реальних технологій з використанням сучасної обчислювальної техніки та

інтерфейсу користувача дозволить виконання інженерних розрахунків з метою оптимізації катодних вузлів при НДДКР.

Апробація роботи

Основні результати роботи доповідались та обговорювались

- на X та XI Всесоюзних конференціях «Генератори низькотемпературної плазми» (Каунас, 1986 р., Новосибірськ, 1989 р.);
- на конференції «Фізика дуги та джерела живлення» Міжнародної асоціації «Зварювання» (Київ, 1992 р.);
- на наукових семінарах Інституту електрозварювання ім.Є.О.Патона, Інституту металофізики, Інституту фізики НАН України (Київ), Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (Берлін).

Публікації

По матеріалам дисертації опубліковано 9 робіт, із них 5 в центральних наукових журналах.

Структура та обсяг роботи

Дисертація складається із вступу, трьох розділів^с та заключного розділу. Роботу викладено на 131 сторінці. Вона містить 44 рисунка та список літератури із 129 найменувань.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У вступі обґрунтовано актуальність роботи, сформульовано мету, задачі та методи дослідження. Коротко представлено зміст і структуру дисертації.

У першому розділі розглянуто механізми електронної емісії на катоді дугового розряду.

Коротко викладено класичні уявлення про потенціальний бар'єр біля поверхні катоду і вирази для розрахунку його прозорості у ВКБ наближенні. Представлено класичні формули для визначення густини емісійного струму при NED (*Normal Energy Distribution*) описі в моделі вільних електронів металу.

В рамках TED (*Total Energy Distribution*) наближення одержано вирази для густини струму J_{FT} та середньої енергії ϕ_{FT} емітованих електронів в найбільш загальному вигляді, представлено результати розрахунків $J_{FT}(F_c, T_c)$ та $\phi_{FT}(F_c, T_c)$ для $T_c \in [2000, 7000]$ К і $F_c \in [0.1, 10] \times 10^7$ В/см. Обговорюється співвідношення між ϕ_{FT} , ефективною роботою виходу і потенціалом Нотінгама в різних процесах на поверхні.

Сформульовано задачу про вплив індивідуальних полів іонів на вихід електронів у результаті локальної деформації потенціального бар'єру

біля поверхні: термо-польовий іонно-електронний (I-F-T) механізм емісії. Отримано вирази для визначення числа емітованих електронів (на кожний падаючий із плазми іон) та їх енергетичних характеристик в залежності від температури поверхні, середньої напруженості поля та зарядового стану іона.

Для цього, в рамках TED наближення визначено потік електронів у металі з напрямком імпульсу під кутом θ до нормалі на підбар'єрний іон (Рис.1). Виконується нормування потоку по відношенню до F-T потоку для виключення

повторного рахунку емітованих електронів. В квазикласичному наближенні, з урахуванням обмеженості часу знаходження у зв'язаному стані, розглянуто процес розсіяння електронів, які надходять на іон, по двох каналах: повернення в метал на вільні енергетичні рівні (через потенціальний бар'єр W_1) або вихід в бік плазми (через бар'єр W_2).

Кількість $\bar{\gamma}_{IFT}$ емітованих електронів на один іон визначено з урахуванням динамічного екранування заряду іона та зміни його швидкості в процесі проходження емісійної зони – відстаней до поверхні катоду, на яких вплив поля індивідуального іона на форму потенціального бар'єра є суттєвим.

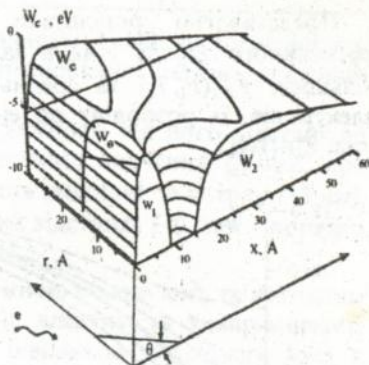


Рис.1. Форма потенціального бар'єру біля поверхні катоду в присутності іона

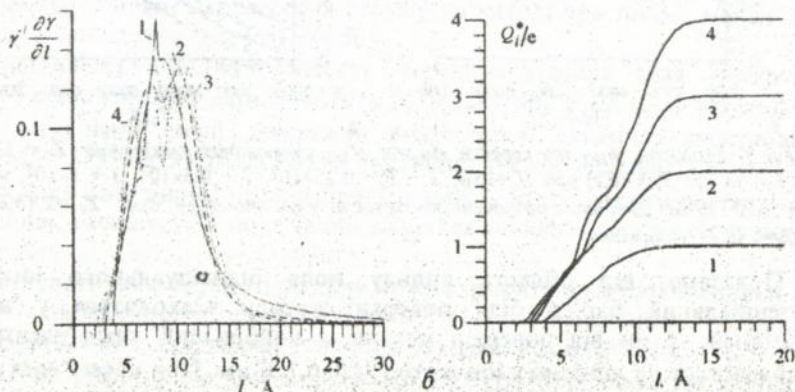


Рис.2. Залежності від відстані іон-катод: а – інтенсивності $-\gamma^{-1}(\partial\gamma/\partial l)$ I-F-T емісії; б – ефективного заряду іона Q_i^* ; 1-4 – початкові заряди іона, що надходить з боку плазми

Представлено результати розрахунків інтенсивності емісії та ефективного заряду іона в залежності від відстані іон-катод (Рис.2), кількості $\gamma_{IFT}^z(F_c, T_c)$ та середньої енергії $\phi_{IFT}^z(F_c, T_c)$ (Рис.3) емітованих електронів, їх розподілу по енергіях для початкових зарядових станів іона $Z_i \in [1, 4]$.

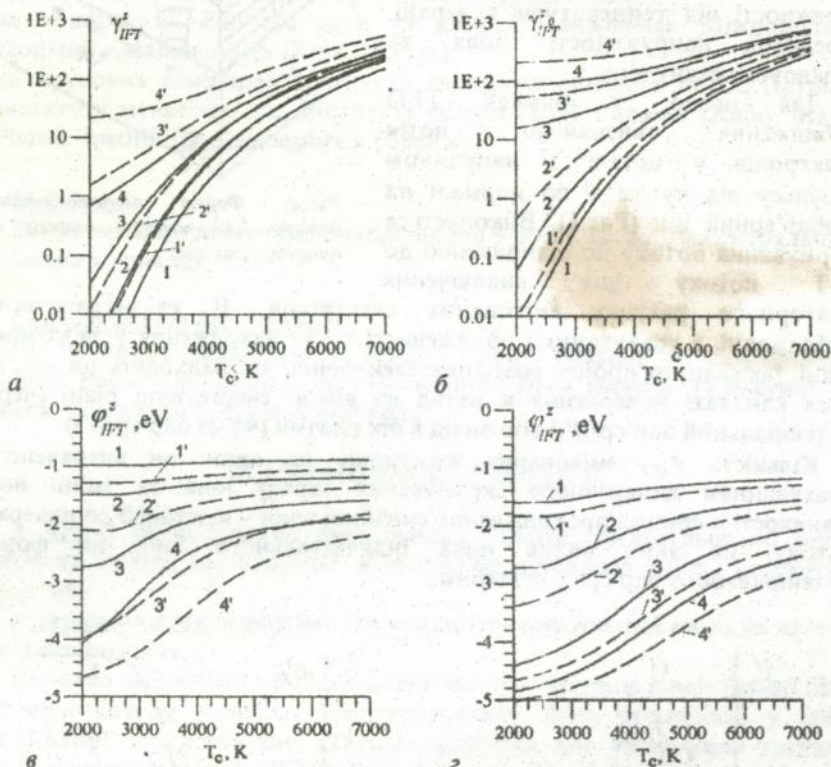


Рис.3. Кількість γ_{IFT}^z та середня енергія ϕ_{IFT}^z емітованих електронів: $Z_i = 1, 2$ (а,в) та $Z_i = 3, 4$ (б,г) при $U_c = 15B$; 1 - $F_c = 0.25 \times 10^7$, 2 - 0.5×10^7 , 3 - 1×10^7 , 4 - 1.5×10^7 В/см. Штрихом позначені залежності γ_{IFT}^z та ϕ_{IFT}^z для $Z_i = 2$ (а,в) і $Z_i = 4$ (б,г), відповідно

Показано, що область впливу поля індивідуального іона на потенціальний бар'єр біля поверхні катоду знаходиться у межах відстаней ~ 2 нм від поверхні металу, а найбільший вихід електронів відбувається на відстанях іон-катод $l \in [0.6, 1.3]$ нм. При цьому електрони металу тунелюють на іон крізь передній потенціальний бар'єр W_0 та (після розсіяння на підбар'єрному іоні) виходять над бар'єром W_2 у бік

плазми. В області максимальної інтенсивності емісії спостерігаються окремі піки резонансного виходу (тунелювання) крізь локально деформований бар'єр (Рис.2, а).

Визначено ефективний заряд іона в залежності від його відстані до катоду. Заряд іона змінюється від початкового значення $Q_i = eZ_i$ при надходженні з боку плазми в емісійну область (відстані до катоду $l \sim 3$ нм), до $Q_i \approx 0$ (повне екранування біля поверхні на відстанях $l \sim 0.3$ нм – порядку постійної ґратки, Рис.2, б).

Обговорюється взаємозв'язок γ_{IFT} з атомною масою іона та катодним падінням потенціалу U_c . Встановлено властивість інваріантності добутка числа емітованих електронів на швидкість падаючого іона в емісійній області: $\gamma_{IFT}(F_c, T_c, \varphi) (Z_i U_c / M_a)^{1/2} \approx \text{const}(F_c, T_c, \varphi)$, де Z_i – початковий зарядовий стан іона, M_a – атомна маса, φ – робота виходу катода. Ця властивість може бути визначена також як зв'язок кількості емітованих електронів та часу проходження іоном емісійної області. В області максимальної інтенсивності I-F-T емісії швидкість іона слабо змінюється в результаті екранування заряду іона електронами, що проходять.

Оцінюється вплив похибок на кінцеві результати при визначенні форми бар'єрів та частоти падіння захопленого електрона.

У кінці розділу проведено порівняння ефективностей F-T та I-F-T механізмів емісії. Для цього при фіксованому відношенні густин струму електронної емісії до іонного струму з плазми $J_{FT}(F_c, T_c) / J_i = \gamma = \gamma_{IFT}(F_c, T_c) = \text{const}$ по формулі Маккоуна для напруженості електричного поля на поверхні розраховано параметричні залежності $F_c(T_c)$ при $\gamma = 1 + 100$. Показано, що за певних умов I-F-T механізм спроможний забезпечити основне перенесення струму на катоді при полях, майже на порядок менших, ніж при F-T емісії.

Встановлено, що напруженість середнього поля біля поверхні обмежена значенням $F_{c, \text{max}} \approx 3 \times 10^7$ В/см, оскільки при $F_c \sim F_{c, \text{max}}$ в результаті I-F-T механізму емісії можливий вихід такої кількості електронів $\gamma \sim (M_a / m_e)^{1/2}$ (~ 330 для Cu) на кожен падаючий іон, що відбувається сильна компенсація позитивного просторового заряду іонів зарядом емітованих електронів, зменшується поле та обмежується емісійний потік електронів.

За результатами першого розділу можна зробити наступні висновки.

- Іонно-електронний термо-польовий (I-F-T) механізм емісії реалізується при середньому полі біля поверхні $F_{c, \text{min}} \geq 10^6$ В/см.
- Локальна деформація потенціального бар'єра біля поверхні полями індивідуальних іонів призводить до виходу γ_{IFT} до 10^2 електронів на один іон на додаток до F-T емісії.

- При I-F-T емісії звільняються електронні стани у металі, які, в середньому, розташовані ближче до рівня Фермі, ніж при F-T механізмі.
- У вузькому інтервалі значень $F_{c,\min} \leq F_c \leq F_{c,\max}$ характеристики I-F-T емісії змінюються від характеристик, властивих термоелектронній емісії, до властивих польовій.
- Значення $F_{c,\max} \approx 3 \times 10^7$ В/см є максимальним для середнього поля біля поверхні катоду у зв'язку з компенсацією позитивного просторового заряду іонів зарядом емітованих електронів.

У другому розділі розглянуто процеси, що відбуваються в прикатодному шару плазми.

Із багатьох відомих теоретичних моделей прикатодного шару плазми, у роботі використано підходи, розвинені у роботах Анісімова, Бейліса та Немчинського для методу інтегральних балансів, а також результати досліджень умов формування шару просторового заряду біля поверхні (критерій Бома). Це дозволило сформулювати замкнуту модель для вивчення впливу I-F-T емісії на характеристики плазми та визначення граничних умов на поверхні катоду з боку плазми для процесів переносу енергії, маси та струму.

Для напівмаксвеллівського розподілу за швидкостями визначається повний потік випаруваних атомів біля поверхні. Згідно припущення, що на границі кнудсенівського шару розподіл важких частинок по енергіям має вигляд типу максвеллівського із зміщенням, а температура важких часток пропорційна температурі поверхні, при використанні локальної швидкості звука та умов збереження потоків часток і імпульсу, сформульовано підсистему рівнянь для знаходження зв'язку концентрації важких часток і частини випаровуваного потоку, яка повертається на катод, з параметрами плазми на границі шару просторового заряду.

Для визначення іонного складу плазми використано рівняння Саха при електронній температурі та з врахуванням зниження потенціалів іонізації в результаті неідеальності плазми. Концентрації частинок нормуються із умов квазінейтральності плазми та збереження числа важких часток у потоці.

Для холодних іонів на краю передшару (*presheath* – неоднорідний квазінейтральний прошарок плазми, в якому сильне електричне поле прискорює іони до швидкості іонного звука), за критерієм Бома знаходиться зв'язок параметрів плазми та іонного струму на катод. Повна густина струму є сумою струмів іонного, емісійного (з урахуванням чи без I-F-T механізму) та зворотнього струму електронів з плазми.

Для визначення середньої напруженості електричного поля біля поверхні отримано аналог рівняння Маккоуна. Враховано початкові

швидкості заряджених часток та просторовий заряд зворотніх електронів з плазми. У кінцевому запису використано параметри передшару.

Температуру електронів визначено із умови балансу їх енергії в прикатодному шарі. Енергія надходить в результаті проходження емісійними струмами (F-T та I-F-T механізми) різниці потенціалів на шарі позитивного просторового заряду та повним струмом різниці потенціалів на передшарі плазми. Потік іонів виносить енергію іонізації та енергію, отриману в результаті прискорення іонів у передшарі плазми. Сумарна енергія теплового руху та катодного падіння виноситься з потоком зворотніх електронів із плазми. З повним струмом у бік стовпа дуги переноситься тепла енергія.

Однією з важливих характеристик є потік енергії на поверхню катоду з боку плазми. При його записі враховано винесення теплової енергії та енергії випаровування потоком атомів (з відрахуванням частини, що повертається); виділення або поглинання енергії при емісії електронів (F-T та I-F-T механізми); акомодация енергій іонізації та прискорення багатозарядних іонів; надходження енергії із зворотним струмом теплових електронів і виділення енергії при їх акомодации.

Обговорено використання як незалежних змінних U_c і T_c , оскільки представлення результатів в залежності від J_c та T_c у методі діаграм існування Еккера може призводити до втрати інформації через характерну залежність $J_c = f(T_c)$ при $U_c > 13$ В (Рис. 4, б).

Далі у роботі викладено результати розрахунків основних параметрів прикатодної області для шару плазми та на поверхні катоду при двох варіантах розрахунків: а) використано тільки F-T емісію, та б) F-T разом з I-F-T емісією. У тому випадку, коли різниці в результатах незначна, подано останній варіант розрахунків.

Виявлено, що залежності параметрів від U_c та T_c мають пороговий характер, а також існують області різких змін величин.

На Рис. 4 представлено результати розрахунків для граничних умов на поверхні катоду з боку плазми. В позначеннях Рис. 4, а, потоку енергії $Q_s = +10^7$ Вт/см² відповідає 7, значенню $Q_s = -10^8$ Вт/см² відповідає -8; $|Q_s| \leq 1$ Вт/см² - 0.

Густина струму, як і інші параметри, має властивість «вмикання» - при переході до параметрів плями (в залежності від температури поверхні). Цікавим є той факт, що густина струму має в області плями характерну для термоемісії залежність $J_c = f(T_c)$ (при $U_c > 13$ В), але самоузгоджені значення J_c виявляються на 1-3 порядки вищими за термоемісійні. Тиск плазми вищий ніж пари через велику різницю в температурах електронів та важких часток.

При випаровуванні у вакуум частина зворотніх атомів складає $\sim 0.14 \pm 0.2$. Випаровування ж у межах плями супроводжується значним (до 0.94) поверненням, оскільки уже в квазінейтральному передшарі плазми атоми іонізуються тепловими електронами та прискорюються в бік катода, формуючи іонну компоненту струму.

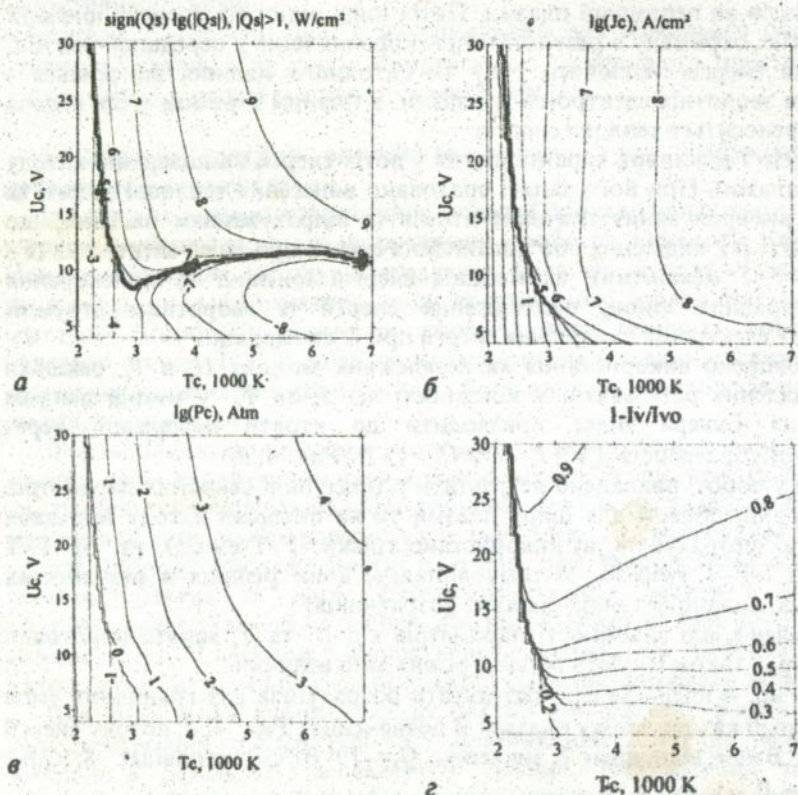


Рис. 4. Граничні умови на поверхні катода з боку плазми при $F-T$ і $I-F-T$ емісіях: а — потік енергії Q_s ; б — густина струму J_c ; в — тиск P_c ; г — повернення часток $I_{+0}-I_+$, відносно потоку випаруваних атомів I_{v0} .

В результаті спільного використання в розрахунках $F-T$ та $I-F-T$ механізмів емісії електронів, суттєво змінюються значення таких параметрів: потоку енергії на поверхню, абсолютного значення та співвідношення іонної та електронної складових в густині струму, напруженості поля біля поверхні, питомої ерозії [г/Кл], електронної температури. Так, наприклад, відношення $J_+/J_{i+} = (J_c - J_+)/J_+$ зменшується

від 60+70 (a – одна F–T емісія) до 20+30 (b – при врахуванні I–F–T емісії), напруженість електричного поля біля поверхні $a - F_c \in [6.0, 10.0] \times 10^7$ В/см та $b - F_c < 3 \times 10^7$ В/см.

Використання в розрахунках I–F–T механізму емісії проявляється також у тому, що для сили f на катод [дин/А] і частини $\alpha = U_{eff}/U_c = Q_s/J_c U_c$ повної енергії $I_a U_c$, що розсіюється у катоді, зміни відбуваються не тільки в абсолютних значеннях величин, але і в характері залежності в координатах (U_c, T_c) . При цьому результати розрахунків відповідають даним класичних експериментів Танберга для сили $f \approx 17$ [дин/А] та Даалдера для $\alpha \approx 0.3$.

Розрахунки показали, що врахування I–F–T емісії несуттєво впливає на тиск, повернення часток, значення середнього заряду та концентрації іонів, на рівень іонізації плазми, дебаєвський радіус та плазмовий параметр (неідеальність плазми).

За результатами, представленими у другому розділі, можна зробити наступні висновки.

- Катодна пляма має властивість «вмикання». Перехід від значень параметрів зовні плями до параметрів у катодній плямі має пороговий характер і реалізується в інтервалі $\delta T_c \leq 100$ К поблизу значень $T_c^*(U_c) \sim 2200$ К. Розв'язки при цьому безперервні.
- Для позитивних значень $Q_s(U_c, T_c) > 0$, окрім порогового значення T_c^* , існує порогове значення $U_c^* \approx 10$ В. При $T_c < T_c^*$ втрати енергії визначаються випаровуванням. При $T_c > T_c^*$ і $U_c < U_c^*$ потік енергії $Q_s(U_c, T_c) < 0$ та втрати енергії перевищують втрати тільки на випаровування у зв'язку із емісійним охолодженням.
- В області температур $T_c > 4000$ К при $U_c > U_c^*$ значення $\partial Q_s / \partial U_c$ значно вище, ніж в інтервалі $T_c^* < T_c < 4000$ К. Така залежність потоку енергії від U_c в різних інтервалах температур може бути використана для пояснення спостережуваних позитивних імпульсів напруги, необхідних для відтворення умов функціонування плями у кризових ситуаціях.
- Значення параметрів змінюються на кілька порядків величини у області «вмикання» (при $T_c^* \pm \delta T_c / 2$). Результати розрахунків дозволяють визначати як порогові значення T_c^* , U_c^* , J_c^* , F_c^* , P_c^* , N_i^* , так і масштаб змін при переході до параметрів плями.
- Самоузгоджені значення параметрів в області плями також мають широкий інтервал змін. Можна вважати, що розкид експериментальних даних визначається не тільки точністю вимірювань, але має й більш глибоку фізичну природу.
- При використанні I–F–T механізму самоузгоджені значення густини струму в плямі $J_c(U_c, T_c)$ і напруженості поля біля поверхні $F_c(U_c, T_c)$ багато нижчі, ніж при F–T емісії. Це знімає внутрішні суперечності

відомих моделей у зв'язку з необхідністю пояснення високих значень J_c та F_c . Результати розрахунків відповідають відомим експериментальним даним, або знаходяться ближче до них.

У третьому розділі представлено результати моделювання катодної плями.

На основі розв'язку стаціонарного рівняння теплопровідності при сферичній симетрії задачі представлено параметричні залежності для струму $I_a(U_c, T_c)$ та радіусу одиничної плями $R_c(U_c, T_c)$. Обговорено обмеженість цього наближення через незамкненість задачі.

В одновимірному наближенні (1D модель) при сферичній симетрії сформульовано нестационарну задачу для процесів у тілі катоду і на поверхні плями щодо теплопровідності, переміщення емісійної поверхні в результаті витискування плазмою та ерозії при випаровуванні, переміщення границі плавлення в тілі катода. Джерелами енергії є надходження енергії через поверхню з боку плазми та об'ємне (джоулеве) тепловиділення із конвективним перенесенням електронами з глибини катода. Враховано енергію фазового переходу при плавленні. Залежність $U_c(t)$ визначається із умови збереження повного струму через емісійну поверхню – $I_a(t) = \text{const}$.

Рівняння для 1D моделі в основному співпадають з класичною емісійно-ерозійною обчислювальною моделлю одиничного центру вибухової електронної емісії – ектона (Месяц, Литвинов, Парфенов). Відмінність у результатах обчислювальних експериментів визначається тим, що для процесів на поверхні при $t > t_0$ (t_0 – час існування, до згасання, центру ВЕЕ), використовуються не оціночні, а самоузгоджені значення для граничних умов.

Обчислювальні експерименти по 1D моделі виконувались при значеннях струму $I_a = 10, 20, 30, 40$ та 80 А. В роботі представлено залежності від часу: катодного падіння, температури поверхні, радіусів емісійної поверхні і плавлення, розсіяваної на катоді частки енергії $I_a U_c$ (Рис.5), густини струму, швидкості переміщення емісійної поверхні. Представлено також взаємозв'язок $U_c(T_c)$, що дозволяє визначати поточні значення інших фізичних параметрів в області плями, які представлено у координатах (U_c, T_c) в попередньому розділі.

Далі в роботі обговорюється використаний при моделюванні плями процес ініціації.

На початковому етапі відбувається виділення джоулевого тепла в мікрооб'ємах з розмірами $R \sim 0.1$ мкм. Через проміжок часу $t_0 \approx 1 \div 3$ нс (в залежності від струму), після досягнення розмірів емісійної області $R \sim 1$ мкм, починає переважати надходження енергії з боку плазми. Прикатодне падіння зменшується до значень $U_c \sim 20$ В. Густина струму в плямі, яка в кінці життя центра ВЕЕ складає $J_c \sim 4 \times 10^8$ А/см², продовжує

зменшуватись до значень $J_c \geq 10^6$ А/см². У процесі функціонування катодної плями (при $t > t_0$) температура поверхні зменшується від 6300 до ~3500 К.

Показано, що відомі експериментальні дані Даалдера для частини ~0.3 енергії $I_a U_c$, яка розсіюється на катоді, досягаються при існуванні плями з $I_a = 10$ А на протязі $t > 20$ нс, а при $I_a = 80$ А – порядку 1 мкс.

Далі розглянуто коефіцієнт дифузії $D = \langle X^2 \rangle / \tau$ при хаотичному переміщенні плями по поверхні $\langle X^2 \rangle$ за час спостереження τ . Із оцінки $D \approx R^2 / t$ (Рис.5) випливає, що D слабо залежить від струму плями при характерному часі $t \geq 10$ нс, а $D \approx \text{const} \approx 10^{-3}$ м²/с відповідає результатам

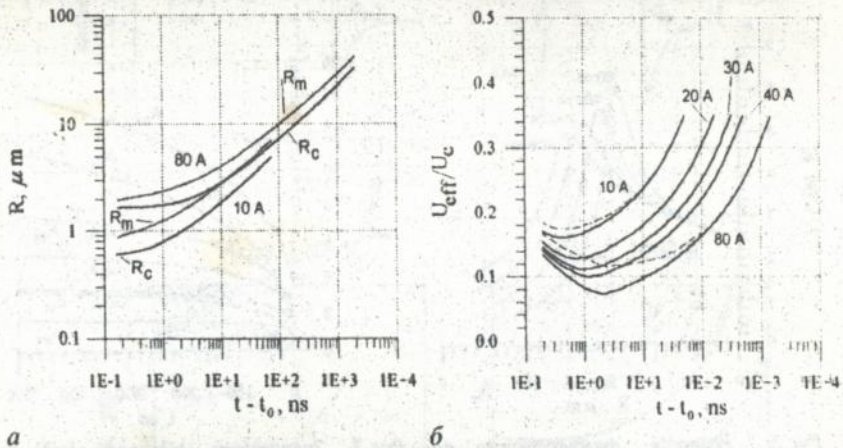


Рис.5. Залежність від часу: а – радіусів емісійної поверхні R_c і плавлення R_m ; б – частки енергії $I_a U_c$, розсіяної в тілі катода; пунктиром (---) представлено залежності при врахуванні джоулевого тепла. 1D модель

експериментів Ютнера та Даалдера. Швидкість переміщення границі емісійної поверхні в результаті витискування плазмою та ерозії при випаровуванні досягає 2×10^2 м/с і зменшується з часом.

Пляма існує деякий час при катодному падінні $U_c < 18$ В, потім починається швидке зростання U_c у зв'язку з необхідністю підтримання умов функціонування плями.

В роботі сформульовано систему рівнянь для двовимірного (2D модель) розповсюдження тепла в тілі катоду: $T(r, z, t)$ при циліндричній симетрії задачі.

Обчислювальні експерименти показали, що припущення про відсутність радіального розподілу катодного падіння в 2D моделі

призводить у процесі ініціації плями до обчислювального аналогу «теплової нестійкості», запропонованої Ханцше.

За джерело формування радіального розподілу прикатодного падіння пропонується ефект Холла для емітованих електронів, що прискорюються у шарі позитивного просторового заряду у власному магнітному полі струму плями. Це призводить до появи мінімуму U_{co} у центральній області та максимуму U_{up} біля зовнішнього радіуса плями. Обговорюються аналогія такого механізму із запропонованим Кімблінгом механізмом для пояснення зміщення стовпа дуги у зовнішньому магнітному полі в амперівському напрямку, причини виникнення та умови припинення «аномального» руху плями.

Із характеру залежності $Q_s(U_c, T_c)$ (Рис. 4,а) при $T_c > 4000$ К та $U_c \geq U_c^*$,

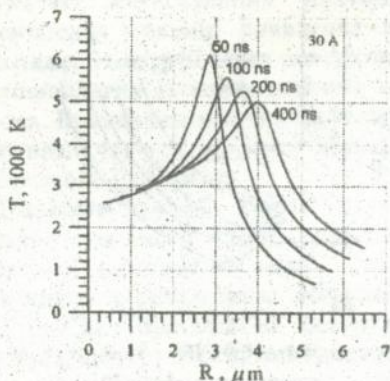


Рис.6. Розподіл температури по радіусу катодної плями. 2D модель

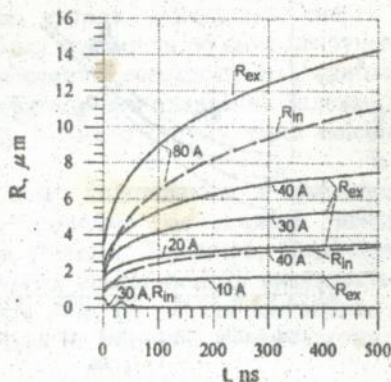


Рис.7. Залежність від часу радіусів плями: внутрішнього R_{in} та зовнішнього R_{ex} . 2D модель

взаємозалежності радіальних розподілів $U_c(R)$ та струму, впливає, що максимум потоку енергії зміщується до зовнішнього радіуса катодної плями. При цьому в плямі зміщується і максимум температури (Рис.6 та Рис.8). Зниження максимуму температури в результаті теплопровідності з часом призводить до того, що локальні δU_c не викликають значних змін Q_s , і можливий перехід в квазістаціонарний режим.

В роботі наведено залежності $U_{up} \approx 16$ В, $U_{co} \approx 11+13$ В та $\delta U_c \approx 1.1+1.5$ В у точці T_{max} , які свідчать про слабку залежність від часу та відповідають експериментальним значенням.

Далі в роботі представлено результати обчислювальних експериментів для 2D моделі, пов'язані із формуванням «провалу» температури в центральній області плями. Показано, що кільцева структура плями на мідному катоді виникає при струмі $I_a > I_a^* \approx 30$ А.

Середня густина струму, що визначається стосовно площі кільцевої структури або всієї плями, відрізняється в кілька разів.

Для різних I_a представлено залежності від часу внутрішнього R_{in} та зовнішнього R_{ex} радіусів плями (Рис.7); температури максимальної T_{max}

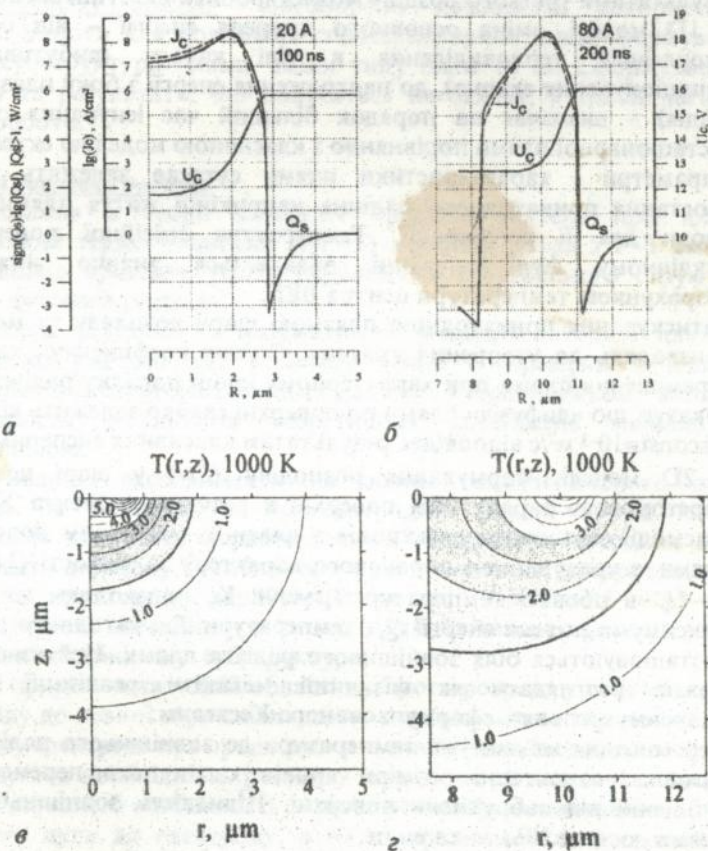


Рис.8. Розподіл катодного падіння U_c , потоку енергії Q_s і густини струму J_c за радіусом катодної плями (а,б), поле температур $T(r,z,t)$ (в,г) в тілі катоду. а - $I_a=20$ А, $t=100$ нс; в - $I_a=10$ А, $t=52$ нс; б, г - $I_a=80$ А, $t=200$ нс. 2D модель

та температури в центрі плями T_{co} ; розподіли $U_c(R)$, $Q_s(R)$, $J_c(R)$; розподіли температури $T(r,z,t)$ в тілі катоду (частково - на Рис.8). Показано, що T_{co} зростає із часом для струмів $I_a \leq 50$ А та зменшується для більших струмів.

Представлено швидкість переміщення зовнішнього радіуса плями для різних струмів в залежності від часу та від власного магнітного поля плями.

За результатами третього розділу можна зробити наступні висновки.

- В 1D моделі, зміна основного джерела енергії – від об'ємного, джоулевого тепловиділення в тілі катоду (вибухова стадія функціонування ектона), до надходження енергії з боку плазми (іонна стадія) – визначає на порядок більший час існування одичинної нестационарної плями порівнянно з класичною моделлю ектона.
- Параметри і характеристики плями суттєво залежать від часу. Зростання прикатодного падіння наприкінці життя плями створює умови для її регенерації. Температура емісійної поверхні при циклічному функціонуванні виявляється значно нижчою за розрахункові температури центра ВЕЕ.
- Витискування прикатодною плазмою шару розплаву за межі плями призводить до утворення кратеру. Оцінка коефіцієнту хаотичного переміщення плями при характерному кроці порядку радіуса кратеру показує, що «дифузія» плями по поверхні слабо залежить від струму і $D \approx \text{const} \approx 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$ відповідає результатам класичних експериментів.
- В 2D моделі, формування розподілу $U_c(r)$ у шарі позитивного просторового заряду біля поверхні в результаті ефекта Холла при взаємодії емітованих електронів з власним магнітним полем струму плями, з урахуванням порогового характеру залежності $Q_s(U_c, T_c)$ від $U_c \sim U_c^*$ в області температур $T_c > 4000 \text{ К}$, призводить до того, що максимуми потоку енергії Q_s , температури T_c і катодного падіння U_c розташовуються біля зовнішнього радіуса плями. Цей взаємозв'язок можна розглядати як фізичний механізм реалізації принципу «максимуму поля», сформульованого Кесаєвим.
- Переміщення максимуму температури до зовнішнього радіуса плями визначає характерні розміри кроків хаотичного перемещення на очищеній від забруднень поверхні. Швидкість зовнішньої границі плями досягає 10^2 м/с та вище.
- Найбільший струм плями стосовно до виникнення внутрішньої структури визначається процесами теплоперенесення у тілі катода. В подальшому, можливе виділення двох типів фрагментів із різними характеристиками.
- 2D модель дозволяє зробити перехід до опису квазістационарного поширення тепла в тілі катода та умов формування групової плями. Необхідне для підтримання процесів у плямі прикатодне падіння $U_c \approx 11 + 16 \text{ В}$ відповідає експериментальним даним.
- Моделювання нестационарної катодної плями на основі 1D и 2D наближень дозволяє визначити:

- характеристики і параметри хаотичного переміщення;
- механізм формування субструктури плями і фрагментів;
- фізичну природу «зворотнього» руху нестационарної плями в магнітному полі та умови зникнення цієї властивості.

В заключному розділі обговорено можливість використання результатів роботи для пояснення спостережуваних явищ: формування кратера і субструктури плями, зміни типу плям та ін. Сформульовані положення та результати, що виносяться на захист, а також загальні висновки роботи.

Загальні висновки роботи

1. Використання в теорії катодних процесів уявлень про іонно-електронний термо-польовий (I-F-T) механізм разом з F-T емісією більш повно враховує умови перенесення електричного струму на катоді дугового розряду.
2. Замкненість фізичної та математичної моделей катодної плями є необхідною умовою для розвитку теорії і перевірки її шляхом порівняння з експериментальними даними. У протилежному випадку, достовірність результатів теоретичних досліджень залишається невизначеною.
3. Обчислювальні експерименти на основі самоузгодженого опису процесів на поверхні, в приелектродній плазмі і тілі катоду дозволяють визначати характеристики і параметри катодних плям, пояснювати динаміку і особливості функціонування: самоорганізацію процесів; просторові характеристики та залежності від часу; спостережувані відмінності в типах плям, їх взаємопереходи; умови формування і динаміку субструктури.
4. Фізичні процеси в катодній області дугового розряду у парі матеріалу електроду до певної міри співпадають з процесами на термокатоді, на плавкому електроді та з процесами в «іонній» стадії існування ектонів. Це вказує на необхідність розвитку єдиної теорії катодних процесів, яка пов'язувала б особливості умов та режим функціонування області прив'язки дуги до електроду, а не створення множини теорій для різних типів плям.

Основний зміст дисертації опубліковано у роботах:

1. Гвоздецкий В.С., Васенин Ю.Л. К вопросу об ион-электронном (I-F-T) механизме эмиссии // Поверхность. Физика, химия, механика. - 1985. - №3. - С.15-19.
2. Патон Б.Е., Гвоздецкий В.С., Васенин Ю.Л. Эмиссия электронов при испарении легкоионизируемых добавок материала катода // Автомат. сварка. - 1986. - № 11. - С.1-3.

3. Васенин Ю.Л., Гвоздецкий В.С. Эмиссия электронов при испарении материала катода дугового разряда // Тез. докл. X Всес. конф. «Генераторы низкотемпературной плазмы» (Каунас, 16–18 сент. 1986 г.). – Т.1. – Минск: ИТМО АН Белоруссии. – 1986. – С.75–76.
4. Васенин Ю.Л., Гвоздецкий В.С. Новое в модели катодных процессов электрической дуги с испаряющимися катодами // Тез. докл. XI Всес. конф. «Генераторы низкотемпературной плазмы» (Новосибирск, 20–23 июня 1989 г.). – Т.2 – Новосибирск: ИВТ СО АН СССР. – 1989. – С.105–106.
5. Васенин Ю.Л., Гвоздецкий В.С. Исследование физических процессов в катодной области сварочной дуги // Проблемы сварки и специальной электрометаллургии: Сб. науч. тр. ИЭС им.Е.О. Патона АН УССР. – Киев.: Наук. думка. – 1990. – С.215–220.
6. Васенин Ю.Л. Влияние катодного самораспыления на ВАХ газового разряда // ЖТФ – 1991. – Т.61, вып.5. – С.126–128.
7. Васенин Ю.Л., Гвоздецкий В.С. Развитие представлений об I-F-T механизме эмиссии электронов в катодном пятне электрической дуги // Физика дуги и источники питания: Тез. докл. конф. Международная ассоциация «Сварка». – Киев: ИЭС АН Украины – 1992. – С.10–11.
8. Васенин Ю.Л., Гвоздецкий В.С. I-F-T механизм эмиссии электронов // ДАН Украины – 1994. – №3. – С.68–72.
9. Васенин Ю.Л., Гвоздецкий В.С. I-F-T механізм емісії електронів // Укр. фіз. журн. – 1994. – Т.39. – №7,8. – С.862–868.

Особистий внесок автора

Основні наукові результати, що виносяться на захист, одержано автором самостійно. Без співавторів опубліковано роботу [6]. В колективних працях автор приймав безпосередню участь у розробці фізичної моделі, самостійно сформулював математичну і обчислювальну моделі, спланував та виконав всі обчислювальні експерименти. В роботі [1] ним отримано в *TED* наближенні вираз для кількості електронів, що виходять з катода на доповнення до F-T емісії на кожний падаючий з прикатодної плазми іон; реалізовано алгоритм обчислення проникності потенціального бар'єра складної форми; виявлено інваріантність добутку числа емітованих електронів на швидкість падаючого іону при I-F-T емісії. У роботах [2,3] ним одержано залежності кількості емітованих електронів від напруженості поля та температури поверхні для атомів різної атомної маси, що випаровуються з поверхні катода; проведено оцінку густини емісійного струму, що супроводжує випаровування легкоіонізуємих атомів при високих значеннях напруженості електричного поля. У роботах [4,5] ним розроблено самоузгоджені фізичну та математичну моделі процесів на поверхні та в прикатодному шарі плазми з використанням I-F-T емісії; обчислено граничні умови на

активній поверхні катодної плями. Ці граничні умови використано для розв'язання нестационарної задачі розповсюдження тепла в тілі катода та переміщення поверхні в результаті витіснення розплаву тиском з боку плазми та ерозії внаслідок випаровування. Показано можливість переходу до квазістационарного режиму існування плями. У роботі [6] показано, що наявність зовнішнього іонізатора – прикатодної плазми, – призводить до падаючої вольт–амперної характеристики розряду при існуванні взаємозв'язку між потоками атомів з катода та іонів, що надходять з прикатодної плазми. У роботі [7] сформульовано задачі, розв'язання яких завершує в першому наближенні розробку теоретичної моделі I–F–T механізму емісії електронів. У роботах [8,9] одержано аналітичні вирази для числа та середньої енергії (ефект Нотінгама) емітованих електронів при I–F–T механізмі з урахуванням зарядового стану падаючого на поверхню іона; виявлено змінення характеру залежностей при зростанні напруженості поля – від термоелектронного до польового. У роботах [5,9] показано, що реалізація I–F–T емісії призводить до обмеження максимальних значень електричного поля біля поверхні катода, особливо при наявності в прикатодній плазмі багатозарядних іонів.



Васенін Ю.Л. Дослідження катодних процесів дугового розряду в парах матеріалу електроду. – Рукопис.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико–математичних наук за спеціальністю 01.04.04 – фізична електроніка. – Інститут фізики НАН України, Київ, 1997.

Дисертація присвячена теоретичному дослідженню та обчислювальним експериментам по моделюванню фізичних процесів в катодній області електричної дуги, що горить в умовах вакууму (в продуктах ерозії електроду). Побудовано замкнені фізичну та математичну моделі процесів в прикатодній плазмі, на поверхні та у тілі катода. Детально досліджено вплив електричних полів індивідуальних іонів, що надходять з прикатодної плазми, на F–T емісію електронів (I–F–T механізм). Представлено результати розрахунків для параметрів прикатодної плазми та обчислювальних експериментів по моделюванню динаміки і структури катодних плям.

Ключові слова: електрична дуга у вакуумі, катодні процеси, катодна пляма, електронна емісія.

Васенин Ю.Л. Исследование катодных процессов дугового разряда в парах материала электрода. – Рукопись.

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.04 – физическая электроника. – Институт физики НАН Украины, Киев, 1997.

Диссертация посвящена теоретическому исследованию и вычислительным экспериментам по моделированию физических процессов в катодной области электрической дуги, горящей в условиях вакуума (в продуктах эрозии электрода). Разработаны замкнутые физическая и математическая модели процессов в прикатодной плазме, на поверхности и в теле катода. Детально исследовано влияние электрических полей индивидуальных ионов, которые поступают из прикатодной плазмы, на F-T эмиссию электронов (I-F-T механизм). Представлены результаты расчетов для параметров прикатодной плазмы и вычислительных экспериментов по моделированию динамики и структуры катодных пятен.

Ключевые слова: электрическая дуга в вакууме, катодные процессы, катодное пятно, электронная эмиссия.

Vasenin Yu.L. The research of the cathode processes of vacuum arc. – Manuscript.

The thesis for a Candidate of Science degree by speciality 01.04.04 – Physical Electronics. – The Institute of Physics of National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, 1997.

The dissertation is devoted to the theoretical and computational research of the physical processes in cathodic region of the electric arc in vacuum. It was developed the self-sustained physical and mathematical models for the processes on the cathode surface, in the near-cathode plasma and the cathode bulk. The influence on the F-T electron emission of the electrical field of the individual ions (I-F-T mechanism), incoming to the surface from the plasma, is investigated in details. The parameters of the near-cathode plasma and the computing simulation results for the dynamics, structure and parameters of cathode spot are presented.

Key words: vacuum electric arc, cathode phenomena, cathode spot, electron emission.

430841

AB 39.062