

УДК 621.791.75.01

Коперсак В.М.

Національний технічний університет України "Київський політехнічний інститут". Україна, Київ

**ВЕЛИЧИНУ ІОННОГО СТРУМУ В КАТОДНІЙ ОБЛАСТІ ДУГОВОГО РОЗРЯДУ
ПРИ ЗВАРЮВАННІ ПЛАВКИМ ЕЛЕКТРОДОМ
(РОЗРАХУНКОВО-ЙМОВІРНІСНА МОДЕЛЬ)**

Анотація

Виконаний аналіз великої кількості літературних джерел, який показав значні відмінності в аналітичних виразах розрахункових схем, дозволяючих визначати розрахункові величини струмів заряджених частинок в катодній області дуги. Виконана адаптація відомих і розроблених автором аналітичних залежностей до єдиної системи одиниць з урахуванням вимог теорії розмірностей (π -теорема).

Розрахункова модель показала теоретичну неможливість вичерпання емісійної здатності холодного (плавкого) катода. В цих умовах реальною межею, що обмежує здатність катода поставляти електрику в дугу, стає здатність прикатодної області поглинати емітовані електрони. Остання, у свою чергу, регулюється величиною і кількістю "потенційних ям", які можуть створити іони, що заповнюють катодну область.

Отже, для холодного (плавкого) катода регулятором кількості перенесеного з катода в стовп дуги електрики служить величина можливого іонного струму. Особливо це явище повинне впливати на стабілізацію дуги змінного струму, коли катод синхронно із зміною полярності постійно переміщається з електроду на основний метал і назад.

Виконані розрахунки схиляють до твердження, що позитивна дія компоненту, що легко іонізується, на стабілізацію дуги змінного струму пов'язана перш за все із збільшенням числа іонів і іонного струму в катодній області.

Abstract

The analysis of a plenty of references which has shown significant distinctions in analytical expressions of the settlement circuits is executed, allowing to define settlement sizes of currents of the charged particles in cathode region of an arch. Adaptation of the analytical dependences known and developed by the author to uniform system of units is executed in view of requirements of the theory of dimensions (the π -theorem).

The settlement model has shown theoretical impossibility of exhaustion of issue ability of the cold (fusing) cathode. In these conditions the real limit limiting ability of the cathode to deliver electricity in an arch, begins ability cathode region to absorb emitted electrons. Last, in turn, is adjusted by size and the amount of "potential wells" which can create the ions filling ca-thode region.

Hence, for the cold (fusing) cathode as a regulator of the quantity transferred from the cathode in a column of an arch of an electricity the size of a probable ionic current rather probably serves.



Especially this phenomenon should influence stabilization of an arch of an alternating current when the cathode synchronously with change of polarity constantly moves from an electrode on the basic metal and back.

The executed calculations decline to the statement, that positive influence of the easy-ionizable component on stabilization of an arch of an alternating current is connected first of all to increase in number of ions and an ionic current in cathode region.

Проектування та впровадження технологічних систем, особливо їх комп'ютерно керованих модифікацій, стикається з необхідністю побудови математичних моделей, здатних адекватно описувати процеси в системі основний матеріал – джерело нагрівання – електрод. У випадку дугового зварювання головні процеси, які визначають якість кінцевого результату, відбуваються на шаблі взаємодії джерела нагрівання – електричної дуги – та основного і присадкового матеріалів. Не дивлячись на велику кількість як практичних досліджень, так і теоретичних розробок (вони загальновідомі), обґрунтування екстремально великих значень густини струму емісії з поверхні металевого (плавкого) катода зварювальної дуги ще й досі не має свого логічного завершення. Особливо дошкуляє спробам скласти адекватну модель подій в приелектродних областях дуги величезний різнобій у формі рівнянь, які за версіями різних авторів [1–5], ін. описують одні й ті ж самі явища. Виконаний автором аналіз від витоків [6–9], ін. показав, що виною цьому є застосування послідовниками та сучасними дослідниками в різні часи різних систем одиниць вимірювань для складових рівнянь, переходи (всупереч π-теоремі) від однієї системи одиниць до іншої без врахування світових констант, які є в початкових рівняннях. Також свою шкідливу роль відіграє систематичне нехтування записом одиниці, коли це фізична величина, як наприклад, заряд електрона в системі СГСМ, або електрична постійна в системі СГСЕ. Подальший перехід до системи одиниць SI без врахування таких нюансів призводить до неможливості співставлення практичних розрахунків, а іноді навіть до спотворення фізичного смислу рівнянь. В подальшому автор буде вживати найбільш адекватні форми математичних записів, отримані переважно з першоджерел і адаптовані до системи SI, ґрунтуючись на аксіоматичній та теорематичній базі теорії розмірностей [10] з врахуванням вимог π-теорем. Вони можуть іноді відрізнитись від загальноприйнятих, але доведення їх виноситься за рамки цієї роботи. В разі виникнення полеміки автор може надати доказову базу.

Наприклад, виконані автором для сталевого (залізного) катода розрахунки [11] величини густини струму термоелектронної емісії за рівнянням Річардсона-Дашмена показали, що при температурі плавлення заліза вона може складати $(j_T)_{Fe} \approx 1,47 \text{ А/м}^2$, а при температурі кипіння $(j_T)_{Fe} \approx 3 \cdot 10^5 \text{ А/м}^2$. Це далеко не відповідає спостережуваним для такого виду дуг експериментальним даним ($1,2 \cdot 10^7 \dots 2,6 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$ [1], [2]).

Величину емісії дещо посилює електричне поле катодної області, напруженість якого для катода із заліза може складати в середньому $\sim 1,4 \cdot 10^8 \text{ В/м}$, (ефект Шоттки (Schottki)). Але розрахунки [11] показують, що приріст величини густини струму емісії не перевищує при цьому $0,01 \dots 0,1\%$. Відповідно, для досягнення збільшення густини струму емісії хоча б на 1% необхідна наявність поблизу катода електричного поля напруженістю порядку $\sim 3 \cdot 10^{13} \text{ В/м}$.

Інший механізм емісії – вихід електронів з поверхні катода, як хвильового пучка (автоелектронна емісія (Ленгмюр, I. Langmuir)) теж можливий в умовах зварювальної дуги. Практичні розрахунки густини струму автоелектронної емісії j_{A-E} , виконані автором для дуги в парах заліза за рівнянням Фаулера-Нордгейма (система SI, [17]):

$$j_{A-E} = 1,541 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{\phi} \exp\left(-6,831 \cdot 10^9 \cdot \frac{\phi^{3/2}}{E}\right)$$

де: E – напруженість електричного поля в прикатодній області, В/м; ϕ – потенціал виходу електронів з поверхні катода, В.

При напруженості електричного поля $E \approx 1 \cdot 10^9 \text{ В/м}$ розрахункове значення густини струму автоелектронної емісії складає $j_{A-E} = 6,8 \cdot 10^{-18} \text{ А/м}^2$, а при $E \approx 1 \cdot 10^{10} \text{ В/м}$ густина струму емісії буде вже $j_{A-E} = 4,58 \cdot 10^{10} \text{ А/м}^2$.

Це дає змогу зробити висновок, що не стільки температура катода, скільки напруженість електричного поля поблизу його поверхні, відіграє вирішальну роль у формуванні того чи іншого рівня емісії електронів та структури струму в катодній області.

Тому має певний сенс розгляд структури електричного поля катодної області на предмет виявлення неоднорідностей (згущень), здатних створювати відповідні значення напруженості. Такий розгляд (запропонований свого часу С. Маккоуном (Maske-own S. S.) [12] ґрунтується на векторному аналізі електричного поля катодної області, яке оголошується однорідним і описується рівнянням Пуасона. Такий аналіз докладно описаний в роботі [1]. Після адаптації до системи SI, підстановки значень постійних і табличних

величин і всіх необхідних перетворень [11], кінцеве рівняння має вид:

$$E^2 = 8,47 \cdot 10^5 j_e \sqrt{U_k} \left(1,048 \cdot 10^{15} \sqrt{m_i} \frac{j_i}{j_e} - 1 \right)$$

де: j_i – густина іонного струму; j_e – густина електронного струму; m_i – маси іонів, які створюють просторовий заряд в прикатодній області; U_k – потенціал площини (перерізу) стовпа дуги, граничної з катодною областю, рівний катодному падінню напруги.

Фізичне тлумачення отриманого рівняння спонукає відзначити два важливих факти стосовно прикатодного електричного поля та струму в катодній області:

Перше: частина струму в катодній області обов'язково переноситься іонами: при $j_i = 0$ наведене рівняння втрачає фізичний зміст (неможливо $E^2 < 0$). Мінімальна доля іонного струму, необхідна в катодній області для можливості фізичного існування дуги, легко може бути знайдена з цього рівняння – вираз в дужках повинен бути більшим

нуля: $1,048 \cdot 10^{15} \sqrt{m_i} \frac{j_i}{j_e} - 1 > 0$. Отриману нерівність

розв'яжемо відносно співвідношення густини елек-

тронного та іонного струму: $\frac{j_i}{j_e} > \frac{1}{1,048 \cdot 10^{15} \sqrt{m_i}}$.

Для найбільш розповсюдженого випадку дугового зварювання конструкційних сталей (це так звана "металева" дуга), катодна область ймовірніше всього заповнена парами заліза. Приймаючи масу іона заліза приблизно рівною масі його атома ($(m_i)_{Fe} \approx 9,27 \cdot 10^{-26}$ кг) визначимо область можливих співвідношень густини струму іонів та

електронів: $\frac{j_i}{j_e} > 3,13 \cdot 10^{-3}$. Отже, в реально існую-

чому дуговому розряді (плавкий катод – залізо) густина іонного струму повинна перевищувати ~ 0,3% електронного струму: $j_i > 0,00313 j_e$.

Друге: напруженість електричного поля в катодній області виявляється пропорційною густині електронного струму. Справді, якщо уявити собі ситуацію, коли співвідношення густини іонного та електронного струму зафіксоване: $j_i/j_e = \text{const}$, тоді, при постійному складі газової фази, що означає якусь одну визначену масу іонів в прикатодній області (m_i), буде справедливим: $E^2 = (\text{const}) j_e$ (всі постійні величини зведені в один умовний коефіцієнт "const").

Реальне співвідношення іонного та електронного струмів у катодній області достеменно невідоме – прямі виміри цих величин відсутні. Відомі деякі опосередковані міркування з цього

приводу різних дослідників (див. [1]–[3], ін.), в яких різні трактування однакових рівнянь, в поєднанні з результатами більш або менш точних (і часто спірних) експериментів, дають досить розмаїті значення вказаного співвідношення: від 0,002 до 0,25. Відомі також теорії (не спростовані, але й недостатньо доведені), в яких це співвідношення приймається рівним одиниці: $j_i/j_e \rightarrow 1,0$.

Отже, якщо припустити, що доля іонного струму в катодній області відповідає вказаним величинам, тоді дійсне (локальне) значення напруженості електричного поля катодної області визначається густиною електронного струму з поверхні катода, причому, чим більша густина струму, тим вище можливе значення напруженості електричного поля.

Таким чином, згідно з цими теоретичними викладками, будь-які фактори, результатом дії яких є збільшення густини струму електронів з катода, посилюють локальну напруженість електричного поля, а воно, в свою чергу, збільшує потік емісії електронів, а це – знов збільшує напруженість електричного поля і т.д. – по колу. Наприклад, наявність на поверхні заліза оксидної плівки зменшує роботу виходу на ~ 10%.

Залежність напруженості електричного поля від густини струму електронів ($E = f(j_e)$), розрахована для катодної області "металевої" дуги ($U_k = 14$ В), наведена на рисунку 1 в припущенні, що $j_i/j_e = 0,1$ (1) і $j_i/j_e = 1,0$ (2). Там же наведена залежність густини струму автоелектронної емісії від напруженості прикатодного електричного поля (3, пунктиром) за рівнянням Фаулера – Нордгейма. Будучи суміщені таким чином, лінії цих залежностей сходяться в області значень густини струму ~ $1 \cdot 10^{10}$ А/м².

Дійсні значення густини струму в катодах зварювальних дуг приблизно на два порядки менші за вказану величину, але це тільки, якщо вважати всю поверхню активної плями катода такою, яка емітує електрони. Насправді структура

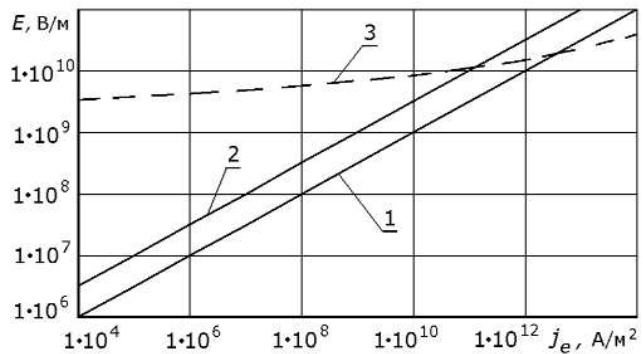


Рис. 1. Продуктивність процесів катодної емісії за різними схемами розрахунків

катодної плями комірчаста, тому не виключено, що місцеві флуктуації густини струму до вказаних величин цілком можливі.

Крім того, очевидно, що густина електронного струму може збільшуватися на мікронерівностях катода або в місцях, де скупчені оксиди чи інші адсорбовані поверхнею катода атоми, які зменшують роботу виходу. Тут напруженість електричного поля може збільшуватись в десятки, сотні разів, викликаючи відповідне збільшення струму емісії. Коло замикається і теоретично збільшення емісії електронів на концентраторах електричного поля мусить бути необмеженим, як при ланцюгових реакціях.

Отже, фізичні явища в катодній області холодного (плавкого) катода спрямовуються таким чином, що здатні забезпечити як завгодно велику густину струму електронів з поверхні катода і, відповідно, й величину струму.

Реальною (фізичною, матеріальною) границею такого процесу є здатність дотичної до катодної області ділянки стовпа дуги поглинути всю цю масу електронів на відстані, більшій за довжину їх вільного пробігу.

Таким чином, теоретичного обґрунтування потребує тепер інше: яким чином вихоплена з катода лавина (хвиля) електронів має змогу просуватися далі? Таким фактором поглинання могли б бути іони, скупчені в катодній області, але мала рухливість іонів (з огляду на їх значні розміри) не спонукає очікувати значної дифузії іонів від стовпа дуги до катодної області. Можливості продовження теоретично як завгодно великим струмом своєї ходи від плавкого катода через катодну область в стовп дуги потребують додаткових пояснень в іншій площині подій.

Труднощі з теоретичним обґрунтуванням процесів у катодній області дуги лише механізмами емісії електронів і неможливість ясного і точного експериментального дослідження цих процесів спровокували появу різноманітних, іноді навіть парадоксальних, ідей стосовно причин спостережуваних явищ. Однією з них є незаслужено забута термічна теорія Дж. Слепяна (J. Slepian) [13], головна суть якої полягає у відмові від електрона як носія електричного струму в катодній області. Згідно цієї теорії струм в катодній області дуги переносять іони, які виникають внаслідок термічної іонізації в так званому "іонізаційному просторі", розташованому на відстані 1...10 вільних пробігів атомів від поверхні катода.

Газ іонізаційного простору в оригінальній версії самого Й. Слепяна оголошується квазінейтральною термічною плазмою. Це дає змогу застосувати до нього статистичні та термодинамічні закономірності, виведені М.Н. Сагом (Saha M. N.) [14].

Обмежуючись лише безсумнівним явищем теплової дифузії іонів в бік катода, використовуючи рівняння Саха (його спрощену форму [11]) для характеристики ступеню іонізації плазми іонізаційного простору та упускаючи деталі (вони докладно наведені в [1]), після необхідної адаптації до сучасної системи одиниць вимірювань, одержимо таке рівняння для характеристики густини струму іонів в катодній області:

$$j_i = 8,523 \cdot 10^{-10} a P^{\frac{1}{2}} T^{\frac{3}{4}} m_i^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{5802 U_i}{T}},$$

де: a – квантовий коефіцієнт (безрозм.); P – тиск (Па); T – температура (абс., К); m_i – маси іонів, які заповнюють прикатодну область; U_i – потенціал іонізації.

Наведене рівняння цілком придатне для практичних рішень. Наприклад: для випадку сталевого плавкого катода прикатодну область можна вважати заповненою атомами випаруваного заліза. Тоді, при потенціалі іонізації атома заліза $(U_i)_{Fe} = 7,83$ В, масі іона заліза $(m_i)_{Fe} \approx 9,27 \cdot 10^{-26}$ кг (квантовий коефіцієнт атома заліза $a = \sqrt{12/5} = 1,55$), для умов нормального атмосферного тиску $P = 101325$ Па, при температурі кипіння заліза $T \approx 3000$ К, одержимо ймовірну густину іонного струму в катодній області $(j_i)_{T=3000K} = 2,283 \cdot 10^2$ А/м². Це зовсім небагато, але якщо вважати температуру іонізаційного простору ближчою до температури стовпа дуги ($T \approx 6000$ К), одержимо для незмінних інших умов: $(j_i)_{T=6000K} = 7,46 \cdot 10^5$ А/м². Останнє значення при діаметрі активної зони катода ~ 3 мм відповідає величині струму ~ 5,3 А. Це небагато, але не забуваймо, що тут враховано лише теплову хаотичну складову дифузії іонів в бік катода.

Як бачимо, при температурі іонізаційного простору до 6000 К струм іонів заліза в катодній області зовсім незначний, але бачимо також з виведеного вище рівняння, що не тільки температура, а й потенціал іонізації атомів, які заповнюють катодну область, повинні сильно впливати (показова функція) на величину густини струму іонів. Для докладнішого дослідження такого впливу на рисунку 2 наведено результати розрахунків залежності густини іонного струму в катодній області від температури для випадку заповнення катодної області парами заліза (крива 1), а також для випадку заповнення її парами калію (крива 2), з огляду на те, що цей легкоіонізуючийся елемент часто є учасником газової фази реакційної зони зварювання (для калію $a = 1$, $m_i = 6,49 \cdot 10^{-26}$ кг, $U_i = 4,33$ В).

Побудовані залежності вказують на те, що для досягнення значень густини струму іонів, сумірних із спостережуваними на практиці в катодній області, для атомів заліза необхідна температура

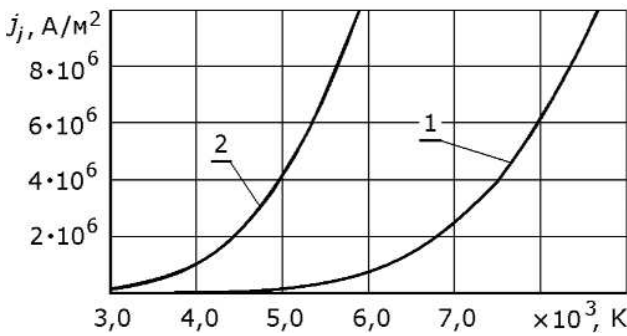


Рис. 2. Залежності густини іонного струму від температури іонізаційного простору в катодній області дуги з плавким катодом

іонізаційного простору вище 8000 K, а для атомів калію вистачить і 5000...6000 K. Відомо, що наявність навіть незначної кількості легкоіонізуючого елемента дуже сильно зменшує ефективний потенціал іонізації суміші. Тому для умов зварювальної дуги менша з наведених температур видається ймовірнішою. Але в усіх випадках ця температура виявляється дещо більшою за температуру стовпа дуги відповідного газового складу і, з огляду на це, іонізаційний простір ззовні повинен виглядати як найбільш яскрава область дугового розряду. Дійсно, в багатьох випадках, особливо для дуг з холодними катодами, це явище справді спостерігається [2].

Певні умови висуваються до енергетичних ефектів існування самого іонізаційного простору та іонного струму. Очевидно, що якщо існує направлений рух іонів до катода, то він весь час повинен виносити з іонізаційного простору деяку кількість енергії. В розрахунку на одиницю часу це буде потужність $(P_i)_i$, яку найпростішим чином можна знайти із залежності: $(P_i)_i = U_i I_D$, де: U_i — потенціал іонізації іонів; I_D — загальний струм через дуговий проміжок. Отже, необхідно розглянути ймовірні джерела енергії, які були б здатні підтримувати стаціонарний стан цієї області. Прибуток енергії в іонізаційну область можливий, наприклад, за рахунок процесу відбиття часток, які співударяються з катодом. Частки, які досягають катода, це іони або атоми, рекомбіновані з іонів. В будь-якому випадку вони несуть енергію розгону їх катодним падінням напруги, потужність якої буде: $(P_i)_k = U_k I_D$ де: U_k — катодне падіння напруги.

У випадках, коли маси часток які співударяються сумірні (зазвичай, саме так і є в дугах з металевими плавкими катодами), коефіцієнт акомодатії енергії складає приблизно $\beta \approx 0,5$. Це означає, що тільки половина кінетичної енергії іонів передається катоду, інша — разом з відбитими частками повертається в іонізаційний простір. Отже, для забезпечення стаціонарності

цього простору необхідне підтримання балансу потужностей видатків і прибутків: $(P_i)_i = 0,5 (P_i)_k$.

Очевидно, що баланс, відповідно до наведеного рівняння, можливий у випадку, коли: $U_i I_D = 0,5 U_k I_D$.

Звідси витікає важлива закономірність взаємодії катодної області та стовпа дуги: $U_k = 2U_i$, катодне падіння напруги повинно вдвоє перевищувати потенціал іонізації (це може бути ефективний потенціал іонізації) дугового газу. Дослідники [2], [3], [15], ін. стверджують, що таке явище справді має місце, в усякому разі для "металевих" зварювальних дуг з "холодними" катодами.

Такий, максимально спрощений в першому наближенні підхід, застосований свого часу Г.І. Лесковим [1], показав принципову можливість енергетично стаціонарного існування іонізаційного простору, але зустрів досить різку критику інших дослідників (див, наприклад, [2]).

Все ж, теоретичне обґрунтування джерел енергії, які могли б підтримувати іонізаційний простір в стаціонарному стані викликає певні труднощі, достойні докладнішого розгляду:

З одного боку, теоретичні викладки та тонкі дослідження показали, що підтримання високої температури газу біля катода, необхідної для його достатньої іонізації, можливе лише у випадку незначної передачі енергії катоду шляхом теплопровідності (безпосереднім контактом розпеченого газу й поверхні катода). Відсутність теплопередачі (точніше зникаюче мале її значення) є фізичною основою ефекту сильного стискання плазми в катодній області та в іонізаційному просторі, яке справді спостерігається в багатьох дугах.

З іншого боку, можливість енергетичного пояснення механізму утворення іонів полегшується, якщо все-таки припустити (всупереч початковим засадам цієї теорії) наявність в катодній області деякої долі електронного струму. Тобто, доведеться припустити одночасну спільну, комплексну дію в катодній області кількох відомих механізмів вивільнення електронів: як за рахунок іонізації газу в іонізаційному просторі, так і за рахунок різновидів електронної емісії з поверхні катода. Якщо позначити як f долю іонного струму в катодній області, тоді доля електронного струму буде $1-f$ (інші носії струму в катодній області неможливі). Очевидно, що електрони, проходячи катодну область, накопичують енергію, пропорційну катодному падінню напруги, яку вони передають іонізаційному простору. Визначимо цю енергію за одиницю часу, як потужність $(P_e)_k$ електронної долі струму: $(P_e)_k = (1-f)U_k I_D$.

Наведені судження дещо модернізують рівняння балансу енергій в іонізаційному просторі. Додамо туди потужність, принесену електронами і применшимо вклад іонів відповідно до їхньої долі. Після підстановок і перетворень отримаємо

найпростіше з можливих рівняння балансу енергій в іонізаційному просторі:

$$f I_{\partial} U_i = (1 - f) I_{\partial} U_k + f (1 - \beta) I_{\partial} U_k.$$

З останнього рівняння можна виразити катодне падіння напруги в цих нових умовах спільної дії в катодній області та іонізаційному просторі іонної та електронної складових струму:

$$U_k = \frac{f}{1 - \beta f} U_i.$$

Звідси витікає, що співвідношення між катодним падінням напруги (U_k) і потенціалом іонізації (U_i) газу, який заповнює прикатодну область, визначає величина $f/(1-\beta f)$, де, як уже зазначалося вище, f — доля іонного струму, β — коефіцієнт акомодатії іонів катодом.

Реальне співвідношення цих показників в області катода достеменно невідоме. Але можна зазначити, що вважаючи як і раніше коефіцієнт акомодатії іонів катодом $\beta=0,5$, при долі іонного струму $f=0,67$ отримаємо співвідношення між катодним падінням напруги U_k і потенціалом іонізації U_i дугового газу: $U_k = U_i$, а при $f=1$ виявиться, що $U_k = 2U_i$.

Зрозуміло, що наведені енергетичні баланси є досить наближеними: не враховані теплові ефекти стиснення плазми іонізаційного простору, теплові наслідки збільшення густини струму емісії на концентраторах напруженості електричного поля, ін. Також доля електронного струму $(1-f)$ в межах: $0 < 1-f < 0,33$ теж не може бути достатньо строго пояснена теорією для ряду катодів (наприклад, ртутного чи цинкового), але для зварювальної, так званої "металевої", дуги наведені викладки можуть бути цілком реалістичними.

Висновки

1. Розрахункова модель показує теоретичну неможливість вичерпання емісійної здатності холодного катода. Тобто, густина електричного струму з поверхні плавкого катода (який, зазвичай, відноситься до категорії холодних) і, відповідно, його величина можуть бути як завжди великими.

2. Реальною границею збільшення густини і, відповідно, величини струму з холодного катода є спроможність (чи неспроможність) прикатодної області поглинути всю ту масу електронів, які він може при певних умовах емітувати. Остання, в свою чергу, регулюється величиною та кількістю "потенціальних ям", які можуть створити в прикатодній області скупчені там позитивно заряджені іони, продукуючи іонний струм в бік поверхні катода.

3. Поява в газовій суміші, в якій горить дуга, навіть невеликої кількості атомів елемента, який легко іонізується, призводить до різкого змен-

шення ефективного потенціалу іонізації, особливо в місці скупчення іонів — у прикатодній області. Це, в свою чергу, значно збільшує іонний струм в бік катода і, відповідно, створює додаткові можливості для поглинання емітованих катодом електронів.

4. Впливом можливостей іонного струму можна пояснити й спостережувані відмінності у величині піків запалювання дуги змінного струму при наявності легкоіонізованого компонента і у відсутності його. А саме: перерви в горінні дуги змінного струму, пов'язані з періодичною зміною полярності живильної напруги (і відповідною зміною електрода, який слугує катодом), закінчуються піком запалювання, який може бути тим більшим, чим більше часу необхідно для накопичення в прикатодній області такої кількості іонів, яка є достатньою для транспорту електричного заряду від катода. Очевидно цим же пояснюється і той спостережуваний факт, що при додаванні легкоіонізованого компонента перерви в горінні дуги змінного струму при зміні полярності в кожному напівперіоді залишаються такими ж як і були, а піки запалювання — практично зникають (досліди [1, 16, 18]).

5. Виконані аналітичні викладки і розрахунки дозволяють стверджувати, що стабілізація дуги (особливо у випадку живлення її змінним струмом), яка спостерігається при додаванні до газів дугового проміжку легкоіонізованого компонента, відбувається не стільки за рахунок полегшення процесів іонізації стовпа дуги, скільки внаслідок збільшення можливостей транспорту електричного заряду через катодну область в зв'язку з можливим значним збільшенням іонного струму в прикатодній області. Але це твердження потребує додаткових системних експериментальних досліджень.

Література

1. Лесков Г.И. Электрическая сварочная дуга. — М.: "Машиностроение", 1970.
2. Тиходеев Г.М. Энергетические свойства электрической сварочной дуги. — Изд. АН СССР, Л., 1961.
3. Кесаев И.Г. Катодные процессы электрической дуги. — М.: Изд-во "Наука", 1968.
4. Гордеев В.Ф., Пустогаров А.В. Термоэмиссионные дуговые катоды. — М., "Энергоатомиздат", 1988.
5. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма (пер. с англ.). — М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
6. Миткевич В.Ф. О вольтовой дуге. Известия С.-Петербургского политехнического института за 1905 г. т. IV, СПб., 1905.
7. Townsend J. On the Conductivity of a Gas Between parallel Plate Electrodes when the Current

Approaches the Maximum Value. — Proc. Roy. Soc., ser. A, 86, 72, 1912.

8. *Langmuir I.* General Electric Review.-26, 731, 1923.

9. *Fowler R.H., Nordheim L.W.* Proc. Roy. Soc. (London), A 119, 173, 1923.

10. *Яворский Б.М., Детлаф А.А.* Справочник по физике. — М.: Изд-во "Наука", 1976.

11. *Коперсак В.М.* Теорія процесів зварювання (текст лекцій). Част. 1. — К.: "НТУУ" КПІ, 2006.

12. *Mackeown S.S.* Phys. Rev., 34, 611, 1929.

13. *Slepian J.* Theory Of Current Transference At The Cathode Of An Arc. Phys. Rev., 27, 407, 1926.

14. *Saha M.N.* Proc. Roy. Soc. 99, 135, 1921.

15. *Гвоздецкий В.С.* Об электрическом поле объёмного заряда у катода электрической дуги. — "Автоматическая сварка", 1965. — № 6.

16. *Л.А. Жданов, А.М. Сливінський, В.М. Коперсак* та ін. Дослідження зварювальної дуги змінного струму за допомогою персонального комп'ютера. Нау-кові вісті НТУУ "КПІ", 2004. — № 3. — С. 49—55.

17. *Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В.* Эмиссионная электроника. — М.: Наука, 1966.

18. *Патон Б.Е., Коперсак В.Н.* и др. Авторское свидетельство СССР № 1230779.