

УДК 621.3.011.72: 621.3.014.14

**ПАРАМЕТРИЧНА МОДЕЛЬ ОПОРУ ПЛАЗМОЕРОЗІЙНОГО НАВАНТАЖЕННЯ,
АДЕКВАТНА В ШИРОКОМУ ДІАПАЗОНІ ЗМІН ПРИКЛАДЕНОЇ НАПРУГИ**

Н.А. Шидловська, чл.-кор. НАН України, **С.М. Захарченко**, докт.техн.наук, **О.П. Черкаський**
Інститут електродинаміки НАН України,
пр. Перемоги, 56, Київ, 03057, Україна.
E-mail: shydlovska@ied.org.ua, snzakhar@bk.ru, cherkassky_a@ukr.net

Розглянуто переваги параметричних моделей плазмоерозійних навантажень. Досліджено залежність тривалості мод розрядного струму від амплітуди імпульсів прикладеної напруги. Розроблено параметричну модель опору плазмоерозійного навантаження, адекватну в широкому діапазоні змін прикладеної напруги. Досліджено залежність її коефіцієнтів від амплітуди імпульсів прикладеної напруги. Розглянуто вплив параметрів розрядних імпульсів на середнє значення розмірів плазмоерозійних частинок. Запропоновано новий метод попереднього оцінювання оптимальних діапазонів зміни амплітуди імпульсів напруги для отримання плазмоерозійних частинок малих або великих розмірів. Метод ґрунтується на побудові функціоналу суми зважених по своїх максимальних значеннях коефіцієнтів параметричної моделі опору плазмоерозійного навантаження та знаходженні і аналізі його локальних максимумів і мінімумів. Бібл. 17, рис. 4, табл. 1.

Ключові слова: плазмоерозійне навантаження, розрядний струм, параметрична модель, адекватність, розміри плазмоерозійних частинок.

Вступ. Параметричні моделі опору плазмоерозійних навантажень [12, 17] мають ряд переваг над нелінійними [4, 11]. По-перше, параметричні моделі дозволяють адекватно описувати залежності опору від часу не тільки несиметричні відносно вертикальної лінії, проведеної через точку з найменшим значенням опору, а і багатомодальні. По-друге, похибка апроксимації параметричних залежностей опору плазмоерозійного навантаження аналітичними функціями, як правило, у 2–3 рази менша, ніж нелінійних [12]. По-третє, процеси переходу потенційної енергії електричного поля в кінетичну енергію вільних носіїв заряду в процесі формування електронних лавин і стримерів [5, 7], а також перехід кінетичної енергії носіїв заряду в потенційну енергію плазми [6] і її перехід у теплову енергію середовища описуються параметричними залежностями.

Недоліками параметричних моделей, порівняно з нелінійними, є залежність їхніх коефіцієнтів не тільки від початкових умов на реактивних елементах кіл, до яких вони входять, а і від їхніх основних параметрів – ємності та індуктивності [12]. Раніше були розроблені параметричні моделі опору плазмоерозійного навантаження, адекватність яких оцінювалася лише для одного значення початкових умов на реактивних елементах розрядного контуру генератора з таким навантаженням [12, 17].

Метою даної роботи є розробка параметричної моделі опору плазмоерозійного навантаження, адекватної в широкому діапазоні змін прикладеної напруги. Для цього скористаємося підходом, описаним у [11] для нелінійних моделей.

Вплив напруги розрядних імпульсів на параметричні залежності опору плазмоерозійного навантаження. Згідно з методикою, описаною в [12], і для тих самих параметрів розрядного контуру і шару гранул алюмінію нами були отримані дев'ять усереднених по 25 дослідах і відфільтрованих від високочастотних завад параметричних залежностей його еквівалентного опору при регулюванні амплітуди імпульсів напруги U_m у діапазоні від 152 до 392 В. Оскільки еквівалентний електричний опір плазмоерозійного навантаження залежить від струму, що протікає в ньому, тривалість як всього розрядного імпульсу, так і його окремих мод залежить від початкових умов на розрядному конденсаторі при його вільному розряді [11]. На рис. 1 точками показані отримані в ході прямих експериментів значення тривалості першої моди τ_{1M} , трикутниками – повної тривалості розрядних імпульсів струму $\tau_{\Sigma M}$ (суми всіх його мод), а суцільними лініями – апроксимації їх залежностей від

амплітуди розрядних імпульсів напруги, яка однозначно пов'язана з початковими умовами на конденсаторі.

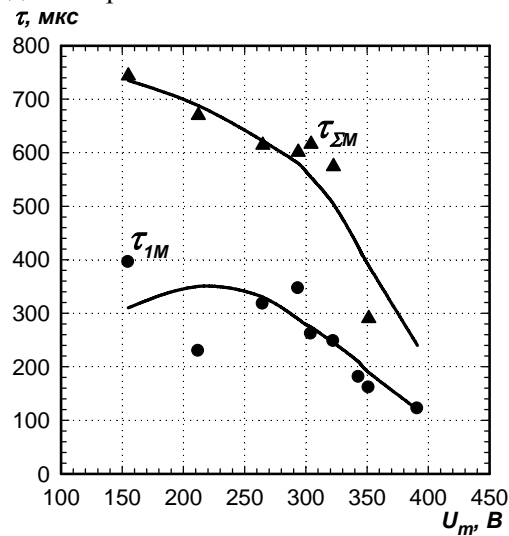


Рис. 1

Як видно з рис. 1, із збільшенням амплітуди напруги імпульсів значення як τ_{1M} , так і $\tau_{\Sigma M}$, а також різниця між ними зменшуються. Зі зміною режиму розряду конденсатора C від аперіодичного до коливального [11], що відбувається в результаті зменшення нелінійного опору шару гранул, спричиненого збільшенням напруги імпульсів, параметрична залежність його опору вироджується в одномодальну. Як впливає з динаміки залежностей рис. 1, при $U_m > 450$ В неосновні моди параметричної залежності опору шару гранул у розглянутих умовах зникають.

Перша мода параметричної залежності опору шару гранул визначається інтегральними процесами еволюції великої кількості плазмових каналів між ними. Зі збільшенням напруги імпульсів зростає потужність, яка виділяється в одиниці об'єму каналів провідності, що призводить до прискорення процесів розігріву металу й рідини, а також до іонізації газу в прилеглих до них зонах. Крім того, прискорюються процеси ерозії гранул. Ці явища в сукупності сприяють зменшенню тривалості процесів еволюції плазмових каналів, а, отже, зменшенню тривалості першої моди параметричної залежності опору шару гранул, яка їх описує.

Сумарна тривалість основних мод параметричної залежності цього опору залежить від тривалості перехідного процесу розряду конденсатора, а не від тривалості процесів еволюції плазмових каналів і визначається значеннями ємності конденсатора, еквівалентного опору середовища та індуктивності розрядного контуру.

Для апроксимації параметричної залежності опору шару гранул у рамках першої моди струму в [12] нами була використана функція виду

$$R(t) = R_{0t} + A_{1t} \exp[-a_{1t}t] + A_{2t} \exp[a_{2t}t]. \quad (1)$$

Фізичні процеси, які моделюються доданками (1), та фізичний зміст їх коефіцієнтів детально описані в [12]. Перші моди залежностей миттєвого опору шару гранул від часу в логарифмічному масштабі для амплітуд напруги імпульсів U_m від 155 до 391 В показані рис. 2. Майже всі представлені на рис. 2 залежності мають характерну U -подібну форму, квазісиметричну відносно вертикальної осі, проведеної з точки з мінімальним значенням опору, що дозволяє адекватно апроксимувати їх формулою (1). Виключення становлять залежності, зняті при $U_m = 294$ В, 305 В і 323 В. Центральні частини першої моди цих залежностей мають нахил до осі абсцис, порушуючи симетрію графіків. У цьому випадку для підвищення точності їхньої апроксимації можна користуватися уточненими формулами виду

$$R(t) = R_{0t} + A_{1t} \exp[-a_{1t}t] + A_{2t} \exp[a_{2t}t] + A_{3t} \exp[a_{3t}t], \quad (2)$$

Найбільший інтерес представляє перша мода розрядного струму, оскільки вона містить від 70 до 100% (у залежності від форми імпульсу) його енергії. Визначення тривалості окремих мод багатомодальних імпульсів струму в плазмоерозійних навантаженнях – складний, неоднозначний і багато в чому суб'єктивний процес, оскільки він утруднений їхньою стохастичною високочастотною амплітудною модуляцією [1], яка спричинена процесами виникнення, еволюції, міграції та згасання плазмових каналів у шарі гранул під час протікання в ньому імпульсних струмів [12]. Для підвищення його достовірності нами одночасно використовувалися два наступні критерії. Критерій за струмом: значення струму в локальних мінімумах на границях мод струму повинні бути як мінімум у 1,5 рази нижче, ніж його значення в локальному екстремумі в центрі моди. Критерій за опором: значення опору шару гранул у локальних екстремумах на границях мод параметричної залежності опору повинні бути як мінімум у 2 рази вище його значення в локальному мінімумі, в центрі моди. Отримані за цією методикою результати представлені на рис. 1.

$$R(t) = R_{0t} + A_{1t} \exp[-a_{1t}t] + A_{2t} \exp[a_{2t}t] + A_{3t}t, \quad (3)$$

де R_{0t} , A_{1t} , A_{2t} , A_{3t} , a_{1t} , a_{2t} , a_{3t} – коефіцієнти апроксимуючих функцій.

R , Ом

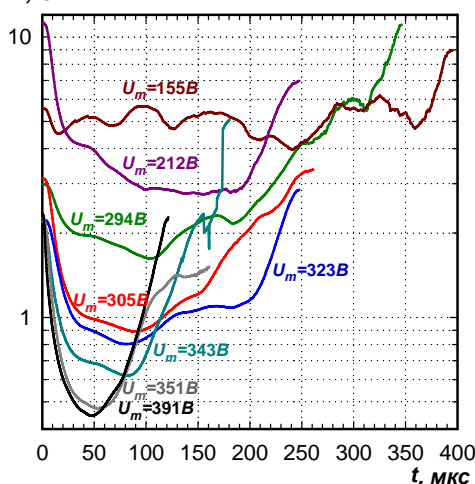


Рис. 2

Доданки (2) і (3), до складу яких входять коефіцієнти з індексом 3, ураховують нахил центральної частини параметричної залежності опору, що відповідає стадії розвинутих плазмових каналів, до осі абсцис, який у розглянутих умовах виникає внаслідок зміни умов утворення плазмових каналів між гранулами протягом тривалості першої моди імпульсу струму. Це викликано, насамперед, збільшенням середньої відстані між поверхнями сусідніх гранул внаслідок плазмової ерозії їхніх приконтактних зон.

Імовірність появи даного нахилу підвищується при збільшенні напруги та тривалості першої моди аперіодичного розряду конденсатора на шар гранул. При низьких значеннях імпульсної напруги та великих значеннях тривалості першої моди параметричної залежності опору шару гранул ерозія приконтактних зон поверхні гранул недостатня для спостереження зазначеної вище особливості. При більш високих значеннях напруги тривалості першої моди параметричної залежності

опору шару гранул недостатньо для яскравого прояву описаної вище особливості.

Використання формул (2) і (3) замість (1) дозволяє знизити на кілька відсотків значення середньої суми модулів відносних похибок апроксимації експериментальної залежності $R(t)$ аналітичною формулою $R(t)_A$, що визначається

$$\delta [R(t), R(t)_A] = \frac{100\%}{N} \sum_{j=1}^N \left| \frac{R(t)_j - R(t)_A}{R(t)_j} \right|,$$

однак суттєво підвищує складність знаходження значень коефіцієнтів (2) і (3), а також розрахунків перехідних процесів. Тому в рамках чинної роботи для апроксимації першої моди параметричної залежності опору плазмоерозійного навантаження будемо використовувати формулу (1).

Зростання амплітуди імпульсів напруги призводить до наступних змін графіків рис. 2. По-перше, знижується значення тривалості першої моди, що пояснюється зменшенням тривалості перехідного процесу в розрядному контурі генератора імпульсів з таким навантаженням, оскільки його опір падає із зростанням прикладеної напруги [11].

По-друге, зменшується мінімальне значення опору в центральній частині параметричних залежностей, що пов'язане зі збільшенням числа паралельно включених плазмових каналів між поверхнями сусідніх гранул шару, а також ступеня іонізації плазми в них внаслідок збільшення прикладеної напруги.

По-третє, зменшується відносна амплітуда високочастотної модуляції залежностей рис. 2. При низьких значеннях напруги імпульсів (155 В) їхньої енергії вистачає на утворення тільки малої кількості паралельно включених плазмових каналів. Зникнення або виникнення хоча б одного з них суттєво впливає на загальний струм у шарі гранул, що призводить до великих значень коефіцієнта його високочастотної амплітудної модуляції [1]. При більш високих значеннях напруги число паралельно підключених плазмових каналів велике, і дане явище нівелюється, знижуючи коефіцієнт амплітудної модуляції струму [1]. Графіки розглянутих залежностей, зняті при високих значеннях амплітуди імпульсів напруги 351 В і 391 В, представляють собою майже гладкі функції, без суттєвої високочастотної амплітудної модуляції (рис. 2).

По-четверте, значення опору шару гранул наприкінці кожної моди параметричної залежності $R(t)$ зменшується зі зростанням амплітуди імпульсів напруги, внаслідок того, що при цьому зростає кількість плазмових каналів між гранулами, у тому числі й тих, які продовжують існувати наприкінці кожної моди параметричної залежності $R(t)$.

По-п'яте, значення опору шару гранул на початку імпульсів ($t \rightarrow 0$) зменшується зі зростанням амплітуди їх напруги. Це пояснюється збільшенням швидкості виникнення паралельно включених плазмових каналів між гранулами протягом переднього фронту імпульсу напруги зі зростанням його амплітуди. Виключенням є випадок з $U_m=212$ В, коли опір шару гранул на початку імпульсу максимальний (рис. 2). Точність вимірювання миттєвих значень напруги на шарі гранул та струму в ньому, а, отже, і його опору у момент часу $t \rightarrow 0$ залежить від їх швидкості наростання, тривалості передніх фронтів і

швидкодії системи синхронізації розгортки осцилографа. Тому визначити з високою точністю опір шару гранул у передпробній стадії таким методом неможливо. Цим пояснюються можливі флуктуації значень цього опору в момент часу, який відповідає початку імпульсу ($t \rightarrow 0$).

Якість апроксимації першої моди експериментальної залежності $R(t)$ функцією (1), крім середньої суми модулів відносних похибок експериментального та наближеного значень $\delta[R(t), R(t)_A]$, оцінювалася наступними параметрами нев'язки: відносним стандартним відхиленням оцінки експериментальних та наближених значень $\nu[R(t), R(t)_A] = \sigma[R(t), R(t)_A] / M[R(t)] = \sqrt{N \cdot \sum_{j=1}^N (R(t)_j - R(t)_{A_j})^2} / \sum_{j=1}^N R(t)_j$, а також інтегральним параметром нев'язки апроксимації $\beta_2[R(t), R(t)_A] = (\nu[R(t), R(t)_A] + \delta[R(t), R(t)_A]) / 2$ [9, 11]. Оптимальні значення коефіцієнтів апроксимуючої функції (1) для першої моди $R(t)$ при різних значеннях U_m , знайдені з урахуванням загальних тенденцій їхньої зміни за мінімальним значенням $\beta_2[R(t), R(t)_A]$, наведені в таблиці. Там же представлені значення описаних вище параметрів нев'язки апроксимації.

$U_m, \text{В}$	Значення коефіцієнтів					Значення параметрів нев'язки		
	$R_{0t}, \text{Ом}$	$A_{1t}, \text{Ом}$	$a_{1t}, 1/\text{с}$	$A_{2t}, \text{Ом}$	$a_{2t}, 1/\text{с}$	$\delta[R(t), R(t)_A], \%$	$\nu[R(t), R(t)_A]$	$\beta_2[R(t), R(t)_A]$
152,9	4,77	0,60	10496	0,00062	21107	8,84	0,108	0,098
212,2	2,95	2,92	50000	0,00307	30500	3,95	0,047	0,043
264,9	1,89	3,00	69557	0,00050	28003	6,48	0,098	0,081
293,8	1,55	2,31	72374	0,00305	23507	17,61	0,222	0,199
304,3	0,96	2,10	80045	0,00370	25571	10,37	0,157	0,130
322,6	0,84	2,07	84024	0,00294	26078	6,71	0,099	0,083
343,1	0,62	1,75	90001	0,00309	39977	9,70	0,196	0,146
351,3	0,49	1,73	95374	0,00278	40583	18,48	0,289	0,237
391,2	0,42	1,72	105567	0,00223	56761	3,99	0,083	0,062

Експериментальні залежності від часу струму в шарі гранул і напруги на ньому для кожного значення його амплітуди містили кілька сотень відліків. У цьому випадку, також як і у випадку, описаному в [11], кількість рівнянь системи, які можна записати для знаходження коефіцієнтів апроксимуючої функції (1), значно перевершує їх кількість. Така система є надлишковою і має нескінченну кількість розв'язків, тобто комбінацій можливих значень коефіцієнтів (1). Тому при виборі оптимальних значень коефіцієнтів (1), також як і у випадку, описаному в [11], враховувалися додаткові умови, а саме – фізичний зміст коефіцієнтів (1) і загальні тенденції їхньої зміни. Необхідність дотримання цих тенденцій спричинило підвищену похибку апроксимації $R(t)$ при деяких значеннях U_m .

Аналіз динаміки змін коефіцієнтів параметричної моделі опору плазмоерозійного навантаження при варіації амплітуди імпульсів напруги. Залежності від амплітуди імпульсів напруги коефіцієнтів функції (1), що апроксимує параметричну залежність опору шару гранул за даними таблиці, показані на рис. 3.

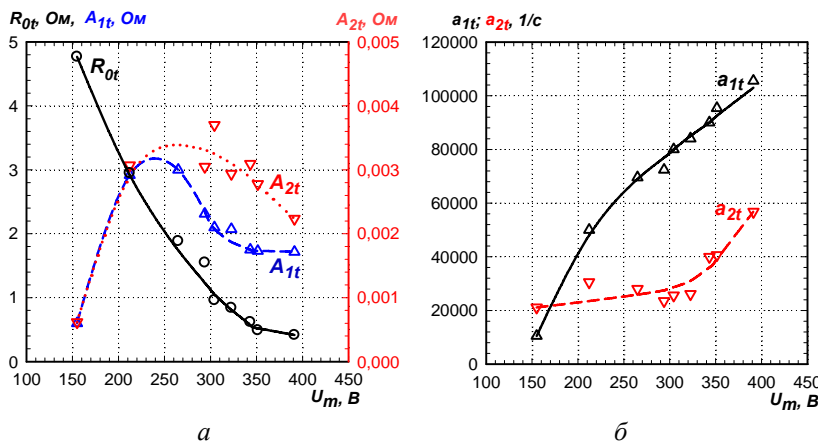


Рис. 3

Зростанням U_m коефіцієнт R_{0t} функції (1) зменшується. На рис. 3, а експериментальні дані $R_{0t}(U_m)$ позначені порожніми колами, а апроксимуюча їх залежність – суцільною лінією. Вигляд залежності $R_{0t}(U_m)$ подібний до вигляду залежностей миттєвого значення опору шару гранул від струму, який протікає в ньому, $R(i)$ [11] і може бути описаний функціями на

основі степеневих із показником степеня -1 .

Такий вид залежності пояснюється тим, що із зростанням U_m зростає кількість паралельно підключених плазмових каналів між гранулами в їх шарі, а також ступінь іонізації плазми в самих каналах, що призводить як до зниження повного опору шару гранул, так і до зниження його мінімального за час імпульсу значення, яке, власне, і характеризується доданком R_{0t} у (1).

Найбільш істотне (з 4,8 до 0,6 Ом) зниження R_{0t} спостерігається в діапазоні зміни U_m від 150 до 340 В (рис. 3, а). На цій ділянці графіка, оскільки число наявних плазмових каналів невелике, відношення числа знову утворених у результаті підвищення напруги імпульсів паралельно включених плазмових каналів до вже наявних у шарі, значне, що обумовлює різкий спад $R_{0t}(U_m)$. У діапазоні зміни U_m від 340 до 400 В через наявність великого числа паралельно включених плазмових каналів між гранулами зазначене вище відношення істотно менше, ніж на попередній ділянці, що обумовлює пологий характер даної ділянки $R_{0t}(U_m)$.

Експериментальна залежність від U_m коефіцієнта A_{1t} функції (1) на рис. 3, а представлена порожніми трикутниками з вершинами вгору, а апроксимуюча – штриховою лінією. Експериментальна залежність від U_m коефіцієнта A_{2t} функції (1) на рис. 3, а представлена порожніми трикутниками з вершинами знизу, а апроксимуюча – крапками. Коефіцієнт A_{1t} представляє собою різницю між значенням опору шару гранул у момент початку імпульсу ($t \rightarrow 0$) та мінімальним значенням його опору в центральній частині імпульсу – R_{0t} , коефіцієнт A_{2t} – різницю між значенням опору шару гранул у момент закінчення першої моди імпульсу ($t \rightarrow \tau_{1M}$) та мінімальним значенням його опору в центральній частині імпульсу – R_{0t} (рис. 2).

Як відзначалося вище, точність вимірювання миттєвих значень опору шару гранул у момент часу $t \rightarrow 0$ залежить від тривалості передніх фронтів, а також від співвідношення швидкостей зміни напруги і струму в ньому та швидкодії системи синхронізації розгортки осцилографа. Цим пояснюються можливі флуктуації значень коефіцієнта A_{1t} функції (1).

При низьких значеннях U_m діапазони зміни напруги і струму невеликі, а при високих – спостерігаються високі швидкості їх наростання. Тому при дуже низьких і при дуже високих значеннях амплітуди напруги імпульсів (на краях діапазону, що досліджувався) зростає проміжок часу між початком імпульсу і початком розгортки осцилографа, в результаті чого збільшується похибка визначення моменту початку імпульсу, а, отже, і коефіцієнта A_{1t} формули (1). Цим пояснюється наявність локального екстремуму на графіку залежності $A_{1t}(U_m)$ на рис. 3, а. Незаперечним є факт зменшення значень R_{0t} з ростом U_m , що відбивається в загальній тенденції збільшення значень A_{1t} зі збільшенням U_m (рис. 3, а).

Залежність $A_{2t}(U_m)$ також має загальну тенденцію до зростання зі збільшенням аргумента, що обумовлене зниженням значень коефіцієнта R_{0t} функції (1) у таких умовах. Локальний екстремум $A_{2t}(U_m)$ на рис. 3, а не є методичною похибкою вимірювання опору шару гранул, а є наслідком конкуренції двох тенденцій при зростанні амплітуди напруги імпульсів – зменшення значення опору шару гранул $R(t)$ у центрі і наприкінці першої моди $R(t = \tau_{1M})$.

Експериментальна залежність від U_m коефіцієнта a_{1t} функції (1) на рис. 3, б представлена порожніми трикутниками з вершинами вгору, а апроксимуюча – суцільною лінією, експериментальна залежність $a_{2t}(U_m)$ – порожніми трикутниками з вершинами знизу, а апроксимуюча – штриховою лінією. Обидві ці залежності зростають зі збільшенням аргумента.

Збільшення амплітуди напруги імпульсів призводить до зменшення опору шару гранул і, як наслідок, до зменшення тривалості першої моди залежності $R(t)$ (рис. 2), а також до збільшення швидкості підведення енергії в плазмові канали. Обидва ці фактора сприяють збільшенню швидкостей як спаду опору шару гранул на передньому фронті імпульсу, тобто значень a_{1t} , так і його зростанню на задньому фронті, тобто значень a_{2t} . Слід зазначити, що швидкість зростання залежності $a_{1t}(U_m)$ зменшується зі збільшенням U_m , а залежності $a_{2t}(U_m)$, навпаки, збільшується. Це зумовлено переходом аперіодичного розряду конденсатора на шар гранул при низьких значеннях напруги в колівальний – при високих.

Аналіз впливу параметрів розрядних імпульсів на розміри плазмоерозійних частинок. В ідеальній системі з одним, існуючим протягом всієї тривалості розрядного імпульсу плазмовим каналом, без втрат енергії на розігрів всієї маси гранул і робочої рідини, за умови, що із розплавленого металу приконтатної зони формується тільки одна плазмоерозійна частинка, її маса буде прямо

пропорційна підведеній у плазмовий канал енергії. Тобто, чим менша енергія розрядного імпульсу в таких умовах, тим меншими будуть розміри плазмоерозійних частинок.

У реальній системі завжди потрібно враховувати відведення тепла з приконтатної зони гранули в її глибину, а також у робочу рідину, що оточує її та плазмовий канал. Чим більша різниця між швидкістю підведення енергії в приконтатну зону гранули і швидкістю її відведення, тим скоріше температура металу в цій зоні досягне температури його плавлення або навіть випаровування [15]. Чим швидше відбуваються ці процеси, тим менша маса металу розплавиться або випарується, розриваючи струм плазмового каналу [16], і тим менші розміри будуть мати отримані таким чином плазмоерозійні частинки.

Більше того, за умов великих значень швидкості підведення енергії в приконтатну зону гранули може відбуватися термодинамічний вибух [3] з наступним подрібненням розплавленої маси на кілька десятків та навіть сотень порцій [14], які при охолодженні формують окремі плазмоерозійні частинки, в результаті чого їх розмір порівняно з розміром всієї виплавленої маси металу зменшується. Тому велике значення при формуванні плазмоерозійних частинок у реальних системах мають не тільки інтегральні параметри розрядних імпульсів напруги і струму (енергія і заряд), а також потужність і диференціальні параметри – швидкості зростання струму, напруги, потужності тощо [8, 10].

Зважаючи на сказане вище, зменшенню розмірів плазмоерозійних частинок сприятимуть зменшення енергії, яка виділяється в окремому плазмовому каналі, та збільшення швидкості її підведення. Зменшенню енергії розрядних імпульсів сприяють зменшення їх напруги, струму і тривалості [8]. Збільшенню швидкості підводу енергії сприяють збільшення імпульсної потужності, а також швидкостей зростання напруги і струму. Як бачимо, деякі з параметрів розрядних імпульсів мають неоднозначний вплив на розміри плазмоерозійних частинок. Так, збільшення амплітуди напруги і струму призводить, з одного боку, до збільшення енергії імпульсу, що сприяє збільшенню розмірів плазмоерозійних частинок, а з іншого – до збільшення швидкостей їх зростання, тобто швидкості підведення енергії, що, в свою чергу, сприяє зменшенню розмірів частинок. Те саме стосується серед-

ньої за час тривалості імпульсу τ потужності $\bar{P} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} u(t) \cdot i(t) dt$ [10].

Відношення максимального значення миттєвої потужності розрядного імпульсу $p(t)_{\max} = \max[u(t) \cdot i(t)]$ до добутку амплітудних значень імпульсів прикладеної напруги U_m та струму в навантаженні I_m спостерігається у разі, якщо останні співпадають у часі. В цьому разі це відношення є максимальним і дорівнює 1. Для імпульсів напруги і струму прямокутної форми, які співпадають у часі, значення миттєвої потужності протягом усієї їхньої тривалості τ постійні і дорівнюють максимально можливому значенню $p(t)_{\max} = U_m I_m$. Для таких імпульсів відношення середнього за час тривалості імпульсу значення миттєвої потужності \bar{P} до її максимального значення найбільше з усіх можливих і дорівнює 1.

Найбільші значення відношення середньої за час тривалості імпульсу потужності \bar{P} до енергії розрядного імпульсу $W = \int_0^{\tau} u(t) \cdot i(t) dt$ приймає у випадку, коли тривалість імпульсів напруги і струму τ прямує до нуля. Тобто для енергоефективного отримання плазмоерозійних частинок екстремально малих розмірів ідеальною формою імпульсів напруги на навантаженні та струму в ньому є форма дельта-функції Дірака. При цьому обов'язковою умовою є співпадіння імпульсів напруги і струму у часі.

Тому для отримання плазмоерозійних частинок малих розмірів (десятки–сотні нанометрів) вкрай важливо формувати розрядні імпульси напруги і струму квазіпрямокутної форми і малої тривалості (доли – одиниці мікросекунд) [2]. Для отримання крупних плазмоерозійних частинок доцільно використовувати імпульси напруги і струму трикутної форми з пологими фронтами великої тривалості.

Одним із небагатьох однозначних у даному сенсі параметрів імпульсів є його тривалість, зменшення якої призводить до зменшення енергії і збільшення імпульсної потужності в разі, якщо передні фронти імпульсів напруги і струму крутіші, ніж задні [10]. Тобто зменшення тривалості імпульсів струму в окремому плазмовому каналі однозначно призводить до зменшення розмірів плазмоерозійних частинок [2, 13].

Для більш-менш коректного прогнозу впливу значень ємності та індуктивності розрядного контуру генератора розрядних імпульсів, початкових умов на них, а також опору плазмоерозійного навантаження на розміри плазмоерозійних частинок необхідно визначити перелічені вище параметри розрядних імпульсів у результаті розрахунку перехідних процесів у таких колах, як це зроблено в [10] для розрядно-імпульсної системи з нелінійною моделлю плазмоерозійного навантаження. Але розрахунок перехідних процесів у колах з параметричним або нелінійним навантаженням при зміні параметрів елементів та початкових умов на них у широких межах – дуже трудомісткий процес. Для зменшення зазначених вище об'ємів обчислень нами запропоновано попереднє визначення діапазонів зміни напруги розрядних імпульсів, в яких найбільш імовірно отримання плазмоерозійних частинок відносно малих або відносно великих розмірів за результатами аналізу коефіцієнтів параметричної залежності опору плазмоерозійного навантаження (1).

Оскільки зменшенню розмірів плазмоерозійних частинок металу сприяють зниження підведеної в одиничний плазмовий канал енергії і збільшення швидкості її зміни, то для оптимальних режимів їх отримання бажано, щоб значення всіх коефіцієнтів функції (1) були максимальними, а тривалість першої моди залежності $R(t)$ – мінімальною. Що стосується значень коефіцієнтів A_{1b} , A_{2b} , A_{3b} , a_{1b} , a_{2b} , a_{3b} формули (1), то тут додаткових пояснень не потрібно, але щодо значень коефіцієнта R_{0t} – необхідне роз'яснення.

Як відомо, при повному розряді конденсатора ємністю C на активне навантаження енергія, яка виділяється в ньому, не залежить від його опору і дорівнює початковій енергії конденсатора $W_{C0} = 0,5CU_0^2$ [8]. Але, якщо паралельно навантаженню підключено шунтуючий резистор, як це має місце у нашому випадку [10, 12], то перерозподіл енергії конденсатора в результаті його розрядження між плазмоерозійним навантаженням і резистивним шунтом залежатиме від співвідношення їх опорів. Тому, чим більший опір плазмоерозійного навантаження, зокрема його лінійна складова R_{0t} , тим менша частка енергії розрядного імпульсу буде в ньому виділятися і тим більше імовірність отримання плазмоерозійних частинок малих розмірів.

Як впливає з рис. 3, коефіцієнти функції (1) a_{1t} і a_{2t} монотонно зростають зі збільшенням U_m , коефіцієнт R_{0t} монотонно зменшується, а залежності коефіцієнтів A_{1t} і A_{2t} від U_m мають локальні екстремуми в діапазоні значень аргумента від 200 до 280 В. З метою пошуку діапазонів зміни аргумента (1), де отримання плазмоерозійних частинок малих розмірів найбільш імовірно, складемо функціонал зі зважених по своїх максимальних значеннях коефіцієнтів (1) і знайдемо його локальні максимуми

$$\Phi(U_m) = [R_{0t}(U_m)/R_{0t\max} + A_{1t}(U_m)/A_{1t\max} + A_{2t}(U_m)/A_{2t\max} + a_{1t}(U_m)/a_{1t\max} + a_{2t}(U_m)/a_{2t\max}] / 5. \quad (4)$$

Локальні мінімуми (4), навпаки, відповідають ділянкам аргумента, де імовірність отримання відносно крупних плазмоерозійних частинок вища. Графік залежності функціонала Φ від амплітуди імпульсів напруги U_m , побудований за формулою (4) і значеннями з таблиці, представлений на рис. 4.

Як впливає з аналізу залежності $\Phi(U_m)$ на рис. 4, значення U_m , при яких найбільш імовір-

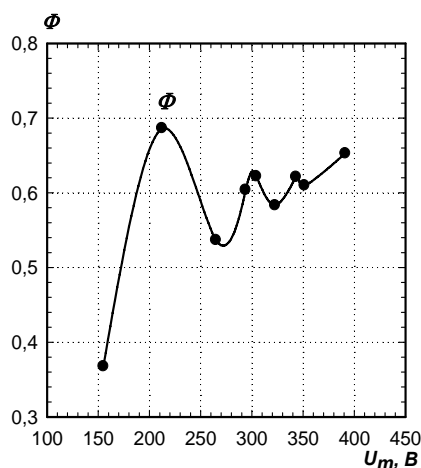


Рис. 4

ним є отримання плазмоерозійних частинок малих розмірів при протіканні розрядних імпульсів саме в цьому навантаженні і з саме з цією ємністю розрядного конденсатора, $U_m=212$ В і 392 В. Зауважимо, що перша точка розташована поблизу нижньої границі діапазону технічно можливого в умовах даних експериментів регулювання амплітуди розрядних імпульсів напруги, а остання точка фактично є його верхньою границею. При $U_m=212$ В енергія розрядних імпульсів ще достатньо мала, а швидкість наростання напруги і струму вже значно вища, ніж на нижній границі діапазону ($U_m=152$ В).

Зазначимо, що в дослідях, описаних у [10], найдрібніші плазмоерозійні частинки (пік розподілу за розмірами 7 мкм), а в дослідях, описаних у [13], найдрібніші плазмоерозійні частинки Al (пік розподілів за розмірами 10 мкм при $C=25$ мкФ і 24 мкм при $C=200$ мкФ) були отримані поблизу нижніх границь діапазонів технічно можливого в умовах даних експериментів регулювання

амплітуди розрядних імпульсів напруги.

При максимально можливих для умов експерименту значеннях $U_m=392$ В спостерігаються найвищі для даних умов значення швидкостей зростання імпульсів напруги і струму, імпульсної потужності та енергії розрядних імпульсів [10]. Зазначимо, що другий локальний максимум (4) на рис. 4 суттєво нижчий, ніж перший. За даними [13] пік розподілів за розмірами плазмоерозійних частинок Al при $C=25$ мкФ у центрі діапазону регулювання U_m становить 24 мкм, а на його верхній границі – 18 мкм; при $C=200$ мкФ – 59 мкм у центрі і 40 мкм на верхній границі. Отже, практика підтверджує, що положення локальних максимумів (4) відповідають значенням U_m , при яких імовірність отримання менших за розмірами плазмоерозійних частинок вища, а значення $\Phi(U_m)$ корелюють з цією імовірністю.

При виборі діапазону зміни амплітуди імпульсів напруги для стійкої відтворюваності технологічних параметрів плазмоерозійних частинок, які отримуються, важливо враховувати швидкість зміни функціоналу (4) на його границях, тобто, $d\Phi(U_m)/dU_m$ повинна бути мінімально можливою. Зауважимо, що запропонована методика дає лише приблизну оцінку імовірності отримання плазмоерозійних частинок відносно малих або відносно великих розмірів, але вона дозволяє суттєво зменшити об'єми обчислень при наступному використанні більш точних методик.

Для отримання субмікронних плазмоерозійних частинок важливо суттєво (до часток мікросекунд) знизити тривалість розрядних імпульсів і підвищити крутість їхніх фронтів і, як наслідок, значень функціоналу (4). Такі режими реалізовані нами при використанні повністю керованих біполярних транзисторів з ізольованим затвором у розрядному контурі генератора імпульсів для забезпечення регульованої тривалості розряду конденсатора [2]. Це дало змогу формувати квазіпрямокутні імпульси напруги і струму тривалістю від 0,5 мкс і отримати плазмоерозійні частинки із середніми розмірами області когерентного розсіювання рентгенівських променів металічного ядра від 33 нм і середніми розмірами області когерентного розсіювання рентгенівських променів оксидної оболонки від 48 нм [2].

Висновки. 1. Параметричні моделі опору плазмоерозійних навантажень, на відміну від нелінійних, дозволяють однозначно описувати несиметричні і багатомодальні залежності опору від часу, внаслідок чого похибка апроксимації аналітичними функціями параметричних залежностей опору у 2–3 рази менша, ніж нелінійних.

2. У загальному випадку параметрична залежність опору плазмоерозійних навантажень має кілька мод основного тренду, найважливішою серед яких є перша мода, оскільки протягом її тривалості в навантаженні виділяється від 70 до 100% енергії розрядного імпульсу в залежності від його форми. Із збільшенням амплітуди імпульсу напруги тривалість як першої моди імпульсу розрядного струму, так і всього імпульсу скорочуються. Також зменшується різниця між ними. При певних значеннях амплітуди імпульсу напруги (у розглянутому випадку понад 450 В) форма імпульсу розрядного струму вироджується в одномодальну.

3. Побудовано параметричну модель опору плазмоерозійного навантаження, адекватну в широкому діапазоні змін амплітуди імпульсів прикладеної напруги. Суттєво зменшити параметри не в'язки даної моделі дозволила знайдена залежність її коефіцієнтів від амплітудних значень імпульсів прикладеної напруги. Для залежностей від часу опору плазмоерозійних навантажень, які характеризуються значною тривалістю центральної частини і пологими фронтами, запропоновано альтернативні параметричні моделі.

4. Розглянуто вплив параметрів розрядних імпульсів на середні значення розмірів плазмоерозійних частинок. Показано, що в реальних умовах важливим є не тільки енергія імпульсів, а також тривалість, імпульсна потужність і швидкості зростання напруги, струму та потужності. Однозначний вплив на розміри плазмоерозійних частинок має тривалість розрядних імпульсів. Її зменшення завжди призводить до зменшення енергії імпульсів, не зменшує, а у більшості випадків збільшує середню за час імпульсу потужність та її максимальне значення, а також швидкості зростання напруги і струму. Все це у сукупності призводить до зменшення середніх розмірів плазмоерозійних частинок.

5. З метою скорочення об'ємів розрахунків перехідних процесів у плазмоерозійних навантаженнях, необхідних для прогнозу оптимальних для отримання плазмоерозійних частинок малих або великих розмірів значень параметрів елементів розрядного контуру генератора імпульсів і початкових умов на них, запропоновано новий метод попереднього оцінювання оптимальних діапазонів зміни амплітуди імпульсів напруги. Метод ґрунтується на побудові функціоналу суми зважених по

своих максимальных значениях коэффициентов параметричной модели опоры плазмоэрозийного навантажения та знаходженні й аналізі його локальних максимумів і мінімумів.

1. *Гороновский И.С.* Радиотехнические цепи и сигналы. – М.: Радио и связь, 1986. – 512 с.
2. *Захарченко С.Н., Кондратенко И.П., Перекос А.Е., Залуцкий В.П., Козырский В.В., Лопатько К.Г.* Влияние длительности разрядных импульсов в слое гранул железа на размеры и структурно-фазовое состояние его электроэрозионных частиц // Восточно-Европейский журнал передовых технологий. – 2012. – Т. 6. – № 5(60). – С. 66–72.
3. *Курс общей физики для природопользователей. Молекулярная физика и термодинамика / А.В. Бармасов, В.Е. Холмогоров.* – СПб.: БХВ-Петербург, 2009. – 512 с.
4. *Подольцев А.Д., Супруновская Н.И.* Моделирование и анализ электроразрядных процессов в нелинейной RLC цепи // Техн. электродинамика. Тем. выпуск "Проблеми сучасної електротехніки". – 2006. – Ч. 4. – С. 3–8.
5. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987. – 592 с.
6. *Трубников Б.А.* Теория плазмы. – М.: Энергоатомиздат, 1996. – 461 с.
7. *Ушаков В.Я.* Импульсный электрический пробой жидкостей. – Томск: Изд-во Томского университета, 1975. – 256 с.
8. *Физические основы электротехники.* – М.-Л.: Гос. энергетическое изд-во, 1950. – 556 с.
9. *Ціделко В.Д., Яремчук Н.А.* Невизначеність вимірювання. Обробка даних і подання результату вимірювання. – К.: Політехніка, 2002. – 176 с.
10. *Шидловская Н.А., Захарченко С.Н., Черкасский А.П.* Анализ электромагнитных процессов в выходной цепи генератора разрядных импульсов с нелинейной моделью плазмоэрозионной нагрузки при изменении их параметров в широких диапазонах // Технічна електродинаміка. – 2016. – № 1. – С. 87–95.
11. *Шидловская Н.А., Захарченко С.Н., Черкасский А.П.* Нелинейно-параметрическая модель электрического сопротивления гранулированных токопроводящих сред для широкого диапазона изменений приложенного напряжения // Технічна електродинаміка. – 2014. – № 6. – С. 3–17.
12. *Шидловська Н.А., Захарченко С.М., Черкаський О.П.* Фізичні передумови побудови математичних моделей електричного опоры плазмоерозійних навантажень // Техн. електродинаміка. – 2017. – № 2. – С. 5–12.
13. *Щерба А.А., Захарченко С.Н., Яцюк С.А., Кучерявая И.Н., Лопатько К.Г., Афтандиянц Е.Г.* Анализ методов повышения эффективности электроэрозионной коагуляции при очистке водных сред // Технічна електродинаміка. Тематичний випуск "Силова електроніка та енергоефективність". – 2008. – Ч. 2. – С. 120–125.
14. *Щерба А.А., Подольцев А.Д., Кучерявая И.Н.* Изучение эрозионного разрушения материалов при электроискровой обработке токопроводящих гранулированных сред // Техн. електродинаміка. – 2006. – № 1. – С. 3–10.
15. *Berkowitz A.E., Hansen M.F., Parker F.T., Vecchio K.S., Spada F.E., Lavernia E.J., Rodriguez R.* Amorphous soft magnetic particles produced by spark erosion // J. Magn. Magn. Mater. – 2003. – No 1. – Pp. 254–255.
16. *Berkowitz A.E., Walter J.L.* Spark Erosion: A Method for Producing Rapidly Quenched Fine Powders // Journal of Materials Research. – 1987. – No 2. – Pp. 277–288.
17. *Shcherba A.A., Podoltsev A.D., Kucheryava I.N.* Spark erosion of conducting granules in a liquid: analysis of electromagnetic, thermal and hydrodynamic processes // Технічна електродинаміка. – 2004. – No 6. – Pp. 4–16.

УДК 621.3.011.72: 621.3.014.14

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПЛАЗМОЭРОЗИОННОЙ НАГРУЗКИ, АДЕКВАТНАЯ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПРИЛОЖЕННОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Н.А. Шидловская, чл.-корр. НАН Украины, **С.Н. Захарченко**, докт. техн. наук, **А.П. Черкасский**
Институт электродинамики НАН Украины,
пр. Победы, 56, Киев, 03057, Украина.
E-mail: shydlovska@ied.org.ua, snzakhar@bk.ru, cherkassky_a@ukr.net

Рассмотрены преимущества параметрических моделей плазмоэрозионных нагрузок. Исследована зависимость продолжительности мод разрядного тока от амплитуды импульсов приложенного напряжения. Разработана параметрическая модель сопротивления плазмоэрозионной нагрузки, адекватная в широком диапазоне изменений приложенного напряжения. Исследована зависимость ее коэффициентов от амплитуды импульсов приложенного напряжения. Рассмотрено влияние параметров разрядных импульсов на среднее значение размеров плазмоэрозионных частиц. Предложен новый метод предварительной оценки оптимальных диапазонов изменения амплитуды импульсов напряжения для получения плазмоэрозионных частиц малых или больших размеров. Метод основывается на построении функционала суммы взвешенных по своим максимальным значениям коэффициентов параметрической модели сопротивления плазмоэрозионной нагрузки и нахождении и анализе его локальных максимумов и минимумов. Библ. 17, рис. 4, табл. 1.

Ключевые слова: плазмоэрозионная нагрузка, разрядный ток, параметрическая модель, адекватность, размеры плазмоэрозионных частиц.

PARAMETRIC MODEL OF RESISTANCE OF PLASMA-EROSIVE LOAD, ADEQUATE IN THE WIDE RANGE OF CHANGE OF APPLIED VOLTAGE

N.A. Shydlovska, S.M. Zakharchenko, O.P. Cherkaskyi
Institute of Electrodynamics National Academy of Science of Ukraine,
pr. Peremohy, 56, Kyiv, 03057, Ukraine.
E-mail: shydlovska@ied.org.ua, snzakhar@bk.ru, cherkassky_a@ukr.net

In the present article advantages of parametrical models of plasma-erosive loads are considered. Dependence of duration of modes of a discharge current on amplitude of pulses of the applied voltage is investigated. The parametrical model of resistance of plasma-erosive load, adequate in a wide range of changes of the applied voltage is developed. Dependence of its factors on amplitude of pulses of the applied voltage is investigated. Influence of parameters of discharge pulses on average value of the sizes of plasma-erosive particles is considered. The new method of a tentative estimation of optimum ranges of change of amplitude of pulses of voltage for production of plasma-erosive particles small or big sizes is offered. The method is based on construction of functional of the sums of the factors of parametrical model of resistance of plasma-erosive load weighed on their maximum value and a finding and the analysis of his local maxima and minima. References 17, figures 4, table 1.

Key words: plasma-erosive load, discharge current, parametric model, the adequacy, dimensions of plasma-erosive particles.

1. Goronovskiy I.S. Radio Circuits and Signals. – Moskva: Radio i sviaz, 1986. – 512 p. (Rus)
2. Zakharchenko S.N., Kondratenko I.P., Perekos A.E., Zalutsky V.P., Kozyrsky V.V., Lopatko K.G. The Influence of Discharge Pulses Duration in a Layer of Iron Granules on the Sizes and a Structurally-Phase Condition of its Electric-erosive Particles // Vostochno-Evropetskii zhurnal peredovykh tekhnologii. – 2012. – Vol. 6. – No 5 (60). – Pp. 66–72. (Rus)
3. Course of General Physics for Naturalists. Molecular Physics and Thermodynamics / A.V. Barmasov, V.E. Kholmogorov. – Sankt-Peterburg: BHV-Peterburg, 2009. – 512 p. (Rus)
4. Podoltsev A.D., Suprunovskaya N.I. Modeling and the analysis of electric discharge processes in nonlinear RLC-circuits // Tekhnichna Elektrodynamika. Tematychnyi vypusk "Problemy suchasnoi elektrotekhniki". – 2006. – Vol. 4. – Pp. 3–8. (Rus)
5. Riser Yu.P. Physics of the Discharge in Gas. – Moskva: Nauka, 1987. – 592 p. (Rus)
6. Trubnikov B.A. The Theory of Plasma. – Moskva: Energoatomizdat, 1996. – 461 p. (Rus)
7. Ushakov V.Ja. Pulse Electric Breakdown of Liquids. – Tomsk: Izdatelstvo Tomskogo Universiteta, 1975. – 256 p. (Rus)
8. Physical Foundations of Electrical Engineering. – Moskva-Leningrad: Gosudarstvennoe energeticheskoe izdatelstvo, 1950. – 556 p. (Rus)
9. Tsidelko V.D., Yaremchuk N.A. Measurement Uncertainty. Data Processing and Presentation of the Measurement Result. – Kyiv: Politekhnik, 2002. – 176 p. (Ukr)
10. Shydlovska N.A., Zakharchenko S.N., Cherkassky A.P. The Analysis of Electromagnetic Processes in Output Circuit of the Generator of Discharge Pulses with Non-linear Model of Plasma-erosive Load at Change Their Parameters in Wide Ranges // Tekhnichna Elektrodynamika. – 2016. – No 1. – Pp. 87–95. (Rus)
11. Shydlovska N.A., Zakharchenko S.N., Cherkassky A.P. Non-linear-parametrical Model of Electrical Resistance of Conductive Granulated Media for a Wide Range of Applied Voltage // Tekhnichna Elektrodynamika. – 2014. – No 6. – Pp. 3–17. (Rus)
12. Shydlovska N.A., Zakharchenko S.M., Cherkaskyi O.P. Physical Prerequisites of Construction of Mathematical Models of Electric Resistance of Plasma-erosive Loads // Tekhnichna Elektrodynamika. – 2017. – No 2. – Pp. 5–12. (Ukr)
13. Shcherba A.A., Zakharchenko S.N., Yatsyuk S.A., Kucheryava I.N., Lopatko K.G., Aftandilyants E.G. Analysis of the Methods of Increasing the Efficiency of Electric-erosive Coagulation During Cleaning of Aqueous Media // Tekhnichna Elektrodynamika. Tematychnyi vypusk "Sylova elektronika ta enerhoefektyvnist". – 2008. – Part. 2. – Pp. 120–125. (Rus)
14. Shcherba A.A., Podoltsev A.D., Kucheryava I.N. Studying Erosive Destruction of Materials by Electric-Spark Treatment of Conductive Granular Media // Tekhnichna Elektrodynamika. – 2006. – No 1. – Pp. 3–10. (Rus)
15. Berkowitz A.E., Hansen M.F., Parker F.T., Vecchio K.S., Spada F.E., Lavernia E.J., Rodriguez R. Amorphous soft magnetic particles produced by spark erosion // J. Magn. Magn. Mater. – 2003. – No 1. – Pp. 254–255.
16. Berkowitz A.E., Walter J.L. Spark Erosion: A Method for Producing Rapidly Quenched Fine Powders // Journal of Materials Research. – 1987. – No 2. – Pp. 277–288.
17. Shcherba A.A., Podoltsev A.D., Kucheryava I.N. Spark erosion of conducting granules in a liquid: analysis of electromagnetic, thermal and hydrodynamic processes // Tekhnichna Elektrodynamika. – 2004. – No 6. – Pp. 4–16.

Надійшла 18.01.2017
Остаточний варіант 09.03.2017