

ГАЗОДИНАМІЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЕЛЕКТРИЧНИХ РОЗРЯДІВ В ІМПУЛЬСНОМУ ГЕНЕРАТОРІ ПЛАЗМИ З ІНДУКТИВНО-ЄМНІСНИМ НАКОПИЧУВАЧЕМ ЕНЕРГІЇ

К.В. Дубовенко, д-р техн. наук
Миколаївський державний аграрний університет,
вул. Паризької Комуни, 9, Миколаїв, 54010, Україна

В одновимірному магнітогідродинамічному наближенні виконано чисельне моделювання характеристик потужного електричного розряду в повітрі в контурі з індуктивно-ємнісним накопичувачем енергії та електровибуховим фольговим розмикачем. Отримано електричні, енергетичні та газодинамічні характеристики розряду. З урахуванням динаміки електричних процесів та дисипації електричної енергії в плазмовому навантаженні виконано аналіз газодинамічних процесів, зокрема, наведено просторово-часові залежності тиску, швидкості та густини плазми в умовах впливу магнітного тиску та скінуння розрядного струму. Бібл. 10, табл. 1, рис. 5.

Ключові слова: електричний розряд, індуктивно-ємнісний накопичувач.

Актуальність наукової проблеми. Імпульсні генератори низькотемпературної плазми знаходять широке використання в розрядно-імпульсних технологіях і техніці фізичного експерименту як джерела хвиль високого тиску та інтенсивних потоків низькотемпературної плазми високої густини [8, 10]. У попередніх дослідженнях значна увага приділялася вивченню динаміки руху плазми і суцільних середовищ у генераторах з ємнісними накопичувачами енергії (ЄНЕ). Разом з тим, використання в розрядно-імпульсних установках комбінованих індуктивно-ємнісних накопичувачів, до складу яких одночасно належать індуктивні накопичувачі енергії (ІНЕ) та ємнісні, дозволяє значно підвищити потужність розряду і розширити діапазон режимів введення енергії в **плазмовий канал розряду** за рахунок розширення діапазону взаємного впливу електродинамічних і газодинамічних процесів [3,4,10].

Аналізу перехідних процесів у контурах з індуктивно-ємнісними накопичувачами енергії (ІЄНЕ) присвячено публікації [3, 7, 10]. В роботах [3, 7] детально розглянуто електричні характеристики перехідних процесів, що відбуваються в розрядному контурі з ІЄНЕ під час його розряду на індуктивність, а у [10] – аналіз електричних та електродинамічних характеристик розряду в контурах, що містять індуктивний і ємнісний накопичувачі, на плазмовий канал розряду. Визначенню газодинамічних характеристик електричних розрядів в контурах з ІЄНЕ, що взаємопов'язані з електродинамічними процесами в плазмі каналу розряду та електричними процесами в розрядному контурі, не приділялося достатньої уваги. Між тим, вплив електричного розряду на об'єкт обробки реалізується через суцільне середовище, що є проміжним між плазмовим каналом, який генерує імпульс тиску, спричиняє рух середовища, випромінювання крізь нього, та об'єктом, що піддається цьому впливу та знаходиться під його дією.

Тому мета даної роботи полягає в дослідженні просторово-часових процесів електричного розряду в контурі з індуктивно-ємнісним накопичувачем енергії з виконанням аналізу його газодинамічних характеристик.

Математична модель електричного розряду. Схема електрична принципова розрядного контуру генератора імпульсних струмів з індуктивно-ємнісним накопичувачем енергії показана на рис. 1, а. До її складу входять: ємнісний (ЄНЕ) та індуктивний (ІНЕ) накопичувачі енергії, комутатор S_1 , що замикає контур живлення ІНЕ, комутатор S_2 , необхідний для швидкого розмикання контуру живлення ІНЕ в момент, коли струм у ньому досягне заданого значення, і комутатор S_3 , що замикає контур живлення навантаження Z_H . Тут I_1, I_2, I_3 – струми в гілках контуру. Комутатори S_1 і S_3 , що слугують для замикання відповідних контурів, є високовольтними повітряними розрядниками. Принцип дії розмикача швидкої дії S_2 заснований на миттєвій втраті електричної провідності провідником під час протікання крізь нього електричного струму високої густини. Електричним навантаженням Z_H в схемі є плазмовий канал електричного розряду в суцільному середовищі, утворений між плоскими електродами в розрядній камері коаксіальної конструкції із зворотним струмопроводом. Схема заміщення розрядного контуру імпульсного генератора плазми з індуктивно-ємнісним накопичувачем енергії показана на рис. 1, б. На ній позначено: 1 – плазмовий канал; 2 – зворотний струмопровід; 3 – внутрішня стінка розрядної камери; C – ємність конденсаторної батареї

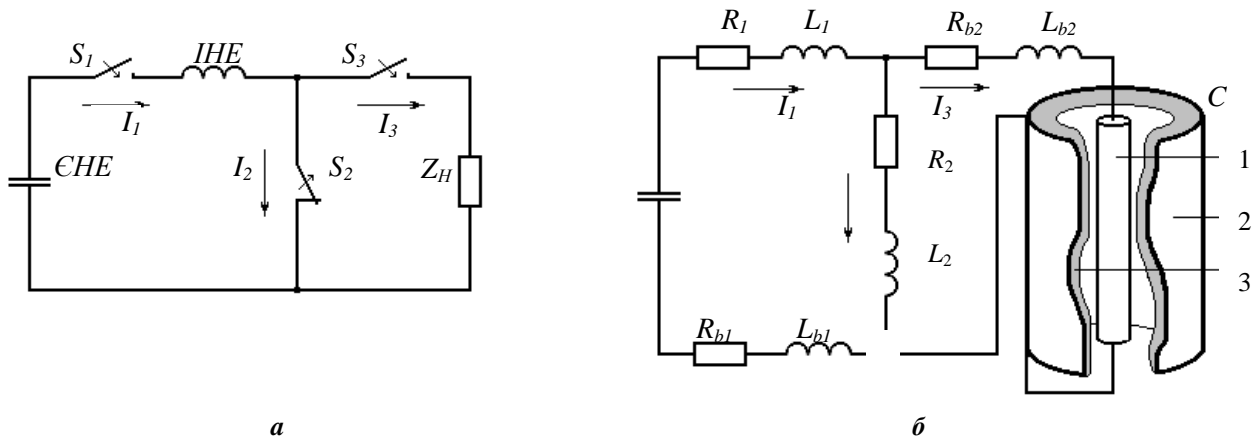


Рис. 1

CNE ; R_{b1} , L_{b1} – сумарні опір і індуктивність комутатора-замикача S_1 , конденсаторної батареї та шин контуру заряджання IHE ; R_1 , L_1 і R_2 , L_2 – активний опір та індуктивність IHE та електровибухового розмикача S_2 відповідно; R_{b2} , L_{b2} – опір та індуктивність шин і комутатора-замикача S_3 гілки навантаження.

Перед початком перехідного процесу електричного розряду конденсаторна батарея C ємнісного накопичувача енергії заряджена до початкової напруги U_0 , комутатори S_1 і S_3 знаходяться в розімкненому стані, а комутатор S_2 – в замкненому. Перехідний процес починається після замикання високовольтним комутатором S_1 кола живлення індуктивного накопичувача енергії. В результаті розряду CNE на індуктивний накопичувач через комутатори S_1 і S_2 в IHE протікає струм, що зростає, і накопичується енергія, пропорційна другій степені величини цього струму. В момент, коли струм I_1 досягає заданого значення, відбувається швидке розмикання контуру живлення IHE розмикачем S_2 . Зростання напруги на індуктивності L_2 розмикача S_2 викликає електричний пробій високовольтного розрядника S_3 в паралельній гілці навантаження і утворення плазмового каналу в міжелектродному проміжку розрядної камери. В результаті енергія послідовно з'єднаних ємнісного та індуктивного накопичувачів енергії виділяється в плазмі каналу розряду.

Розглядався випадок ініціювання розряду з плазмовим каналом циліндричної форми тонким провідником у міжелектродному проміжку імпульсного генератора з індуктивно-ємнісним накопичувачем енергії (рис. 1, б). Як швидкодіючий розмикач S_2 застосовувався комутатор, активним елементом якого слугувала алюмінієва фольга, що електрично вибухає за характерний час 10^{-6} с внаслідок швидкого виділення в ній джоулевої теплоти. Фольга в корпусі розмикача розташована в середовищі дрібнодисперсного кварцу для забезпечення надійних умов дугогасіння [3]. Таким чином, згідно з принципом дії даної схеми в результаті комутації контуру живлення IHE електровибуховим комутатором S_2 до плазмового навантаження виявляються одночасно підімкненими як індуктивний, так і ємнісний накопичувачі енергії. Але розряд двох накопичувачів характеризується різними постійними часу. Постійна часу перехідного процесу розряду IHE має значення $\tau_L = L_1 / R_k(t)$, де $R_k(t)$ – опір плазми каналу розряду. Швидкість виведення енергії в навантаження з CNE визначається постійною розряду $\tau_C = C R_k(t)$. В початкові моменти ($t = 0 \dots 10^{-6}$ с) після комутації струму канал розряду має великий опір ($10^2 \dots 10^3$ Ом), його поперечний переріз є малим (діаметр іонізованої області в момент пробою міжелектродного проміжку відповідає діаметру стримера), а температура й питома електропровідність плазми далекі від максимальних значень, що досягаються в результаті дисипації енергії в плазмі. Цьому випадку відповідає співвідношення $\tau_L \ll \tau_C$.

У процесі введення енергії в канал розряду його опір в результаті швидкого розширення плазми та її нагріву зменшується на 3...4 порядки. При цьому співвідношення постійних часу розряду змінюється на протилежне, так що $\tau_L \gg \tau_C$. Таким чином, перемикання струму у навантаження в розрядному контурі з CNE відбувається в дві стадії. На першій (швидкій) стадії переважає введення енергії в плазму з індуктивного накопичувача енергії, а на другій – з ємнісного.

Оскільки математичну модель аналізу просторово-часових характеристик розряду опубліковано раніше [4, 10], в даній роботі для виконання аналізу електричних і газодинамічних перехідних процесів в міжелектродному проміжку розрядного контуру з CNE наведено її основні рівняння, які в наближенні одновимірної магнітної гідродинаміки в лагранжевих масових змінних мають вигляд

$$i = \rho \partial(rH) / \partial s, \quad \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H}{\rho r} \right) = \frac{\partial E}{\partial s}, \quad (1)$$

$$j = \sigma E, \quad f = \mu_0 i H / \rho, \quad q = \sigma E^2, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial}{\partial s} (rv), \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -r \frac{\partial p}{\partial s} + f, \quad v = \partial r / \partial t, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -p \frac{\partial (rv)}{\partial s} + q - \frac{\partial W}{\partial s} - Q_V, \quad W = -\chi \rho r \frac{\partial T}{\partial s}, \quad (4)$$

$$\chi_R = \frac{16}{3} \sigma_B T^3 l_R, \quad l_R = 6,8 \cdot 10^{-10} \left(\frac{T}{10^4} \right)^{1,33} (10^3 \rho)^{-7/4}, \quad (5)$$

$$p = p(\rho, T), \quad \varepsilon = \varepsilon(\rho, T), \quad \chi = \chi(\rho, T), \quad \sigma = \sigma(\rho, T), \quad (6)$$

$$R_2 = R_2(j_{2m}, Q_2, dQ_2/dt), \quad j_{2m} = I_{2m}/S_0, \quad (7)$$

$$Q_2 = \int I_2(t)^2 \cdot R_2 dt, \quad (8)$$

де r – просторова координата; t – час; s – лагранжева масова координата ($ds = \rho r dr$); μ_0 – магнітна стала; σ – питома електропровідність; f, q – густина електромагнітної сили та електрична потужність у перерахунку на одиницю маси плазми; W – сумарний тепловий потік; Q_V – об’ємні втрати енергії випромінюванням; χ – питома теплопровідність, що визначається сумою значень питомих електронної χ_E , молекулярної χ_M та променистої χ_R теплопровідностей; σ_B – постійна Стефана-Больцмана; l_R – середня відстань вільного пробігу випромінювання за Росселандом; I_{2m}, j_{2m} – амплітудні значення струму і густини струму електровибухового розмикача; S_0 – початкова площа поперечного перерізу фольги комутатора; Q_2 – енергія, що виділилася в комутаторі під час процесу електровибухового розімкнення контуру живлення *IHE*.

Електродинамічні процеси в розрядній камері визначаються рівняннями електромагнітного поля (1) – (2). Рух середовища кількісно характеризується законами збереження маси і кількості руху (3). Закон збереження енергії (4) є рівнянням балансу енергії за видами: механічної, електромагнітної, теплової, енергії випромінювання. Висока оптична густина плазми свідчить про наближення променистої теплопровідності [6]. Наприкінці активної стадії розряду, коли густина плазми внаслідок її розширення суттєво зменшується, вона починає випромінювати з усього об’єму. В цьому випадку необхідно враховувати величину Q_V в (4). Залежності (6) характеризують термодинамічні функції і коефіцієнти переносу середовища в міжелектродному проміжку [5].

Зміна опору R_2 алюмінієвої фольги електровибухового комутатора S_2 визначається співвідношеннями (7), отриманими експериментально для широкого діапазону значень виділеної в ньому енергії [3].

Значення розрядного струму в (9) розраховується спільним чисельним розв’язком рівнянь електромагнітного поля з рівняннями зовнішнього електричного контуру [9, 10]. Для замкнутого контуру будь-якої схеми заміщення в умовах циліндричної симетрії розрядної камери є вірним рівняння Максвелла в інтегральній формі [9]

$$\oint E dm = -\frac{\mu_0 l}{2\pi} \frac{d}{dt} \left[I_3(t) \ln \frac{r_r}{r_k(t)} \right], \quad (9)$$

де l – довжина міжелектродного проміжку; I_3 – струм плазмового каналу; r_r – радіус камери; r_k – радіус каналу.

У [9] отримано чисельне вирішення системи рівнянь (1) – (9) ітераційним методом роздільних прогонів з використанням повністю консервативної різницевої схеми.

Відповідність математичної моделі процесам електричного розряду. Виконання обґрунтованих чисельних розрахунків викликає необхідність порівняння характеристик розряду, що моделюються, з результатами натурного експерименту. З цією метою використовувалися експериментальні дані роботи [2], отримані в умовах швидкого введення енергії в плазму розряду. Моделювалися просторово-часові перехідні процеси в контурі з конденсаторною батареєю ємністю $C = 3 \cdot 10^{-5}$ Ф, початковою напругою $U_0 = 5 \cdot 10^4$ В, паразитною індуктивністю контура розряду $L_{b2} = 1,3 \cdot 10^{-7}$ Гн. Міжелектродний проміжок, що знаходиться в атмосфері повітря нормального тиску і утворює із зворотним струмопроводом коаксіальну систему, мав довжину $l = 0,2$ м. Відстань від осі каналу розряду до зворотного струмопроводу становила $r_r = 0,13$ м. Для розряду в контурі з такими параметрами є характерною наявність скін-ефекту і стиснення плазми магнітним полем. Як приклад,

на рис. 2 показано порівняння розрахункових (суцільні лінії) та експериментально визначених (пунктир) характеристик плазмового каналу розряду. Очевидно, що в даному випадку мала розбіжність розрахункової кривої струму з осцилографованою (рис. 2,а) характеризує точність математичної моделі. Опір плазмового каналу на початковій стадії розряду є на одному рівні з хвильовим опором контуру, а індуктивність міжелектродного проміжку має той же порядок, що й паразитна індуктивність контуру. Їх вплив на струм розряду є істотним. Тому невеликі відмінності в кривих часових залежностей струму розряду свідчать також і про хороше кількісне відтворення нелінійної залежності від часу опору газорозрядної плазми.

На рис. 2, б зображено зміну в часі радіуса плазми r_k , що випромінює, та енергії Q , введеної в плазму розряду. Під час моделювання за межу плазми, що випромінює світло, радіусом r_k приймалася координата зі значенням температури $T = 10^4$ К, вище якої випромінюванням знехтувати не можна.

Іншим нелінійним елементом в розрядному контурі з ІСНЕ є електровибуховий комутатор S_3 . Співставлення розрахункових залежностей його комутаційних характеристик (струму I_2 , напруги на фользі розмикача U_ϕ , виділеної енергії Q_2 від часу) з експериментальними результатами [3] виконано для наступних базових параметрів розрядного контуру, що відповідали параметрам реальної установки [3] зі значеннями ємності СНЕ $C = 15,3 \cdot 10^{-6}$ Ф, зарядженої до початкової напруги $U_0 = 8 \cdot 10^4$ В, сумарної індуктивності СНЕ і розрядника S_1 в колі живлення ІНЕ $L_{b1} = 5 \cdot 10^{-8}$ Гн, індуктивності розмикача S_2 $L_2 = 1,3 \cdot 10^{-7}$ Гн, паразитної індуктивності шин і розрядника S_3 вітки навантаження контуру $L_{b2} = 9 \cdot 10^{-8}$ Гн, активних опорів кола живлення ІНЕ та вітки навантаження $R_{b1} = 10^{-2}$ Ом і $R_{b2} = 7 \cdot 10^{-3}$ Ом відповідно. Заданий час ($\sim 10^{-6}$ с) бездугового розриву кола в схемі, що моделюється, забезпечувався розмикачем з довжиною алюмінієвої фольги $d = 0,93$ м, шириною $b = 0,15$ м і товщиною $h = 10^{-5}$ м. Індуктивність ІНЕ в контурі дорівнювала $L_1 = 1,5 \cdot 10^{-7}$ Гн. Як і в попередньому випадку моделювання, базовим параметрам розрядного контуру відповідала довжина міжелектродного проміжку $l = 0,2$ м, а відстань від осі розрядної камери до зворотного струмопроводу становила $r_T = 0,13$ м. В цьому разі у відповідності з умовами експерименту опір міжелектродного проміжка мав значення близьке до нескінченності. Це досягалося штучним заданням значення питомої електропровідності середовища в міжелектродному проміжку (повітря) незмінним на рівні $\sigma = 10^{-10}$ См·м⁻¹ протягом усього перехідного процесу.

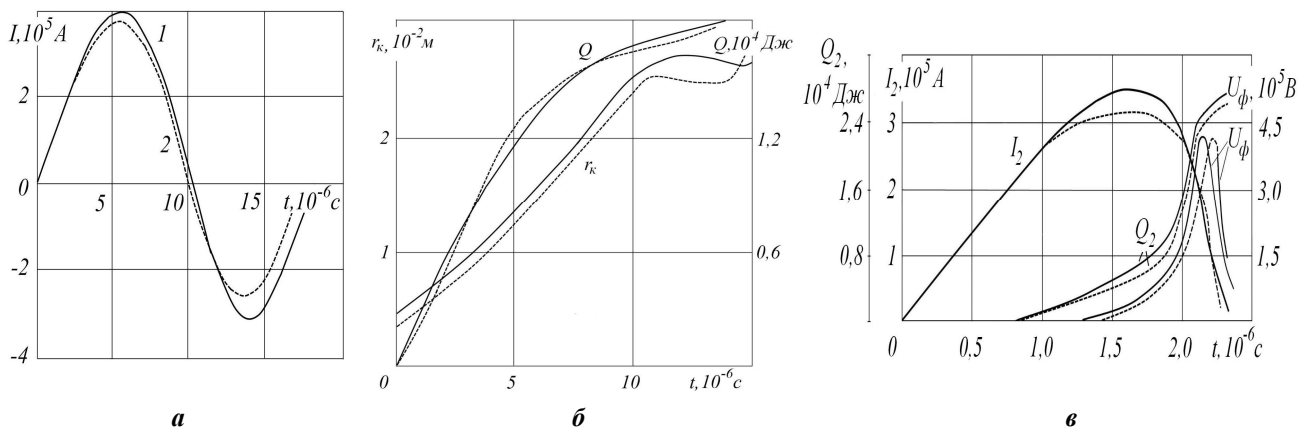


Рис. 2

Результати порівняння розрахункових характеристик електровибухової комутації з експериментальними показано на рис. 2, в. Слід зазначити, що у розрядних контурах генераторів імпульсних струмів з ІСНЕ швидкість обриву струму I_2 в гілці з розмикачем S_2 впливає на швидкість перемикачання струму I_3 в міжелектродному проміжку. З іншого боку, похідною струму визначається напруга U_ϕ , що виникає на комутаторі S_2 в процесі електричного вибуху, а отже, і його електрична міцність. Важливим також для чисельного аналізу перехідних процесів у розрядному контурі є питання про значення енергії Q_2 , яку необхідно витратити на розмикання комутатором контуру живлення індуктивного накопичувача.

Таким чином, результати тестування демонструють достатню точність відтворення розрахунковою моделлю динаміки газорозрядної плазми та комутаційних процесів. Про це ж свідчать теоретичні [10] та експериментальні [1] дослідження потужних електричних розрядів у гелії.

Чисельний аналіз газодинамічних характеристик розряду з урахуванням електричних та енергетичних процесів. Чисельний аналіз характеристик розряду в генераторі імпульсних струмів з ІСНЕ виконано для базових параметрів розрядного контуру, зазначених вище. Під час моделювання задавалася умова, що напруга пробую високовольтного комутатора S_3 вдвічі перевищує значення зарядної напруги $СНЕ$. В цей момент початкова температура плазми в циліндричному каналі розряду між електродами розрядної камери дорівнювала $T_0 = 1,5 \cdot 10^4$ К, а початковий радіус каналу мав значення $r_{k0} = 10^{-3}$ м. Таким чином, канал розряду є нелінійним плазмовим навантаженням зі змінним в процесі розряду активним і індуктивним опором відповідно до геометрії розрядної камери.

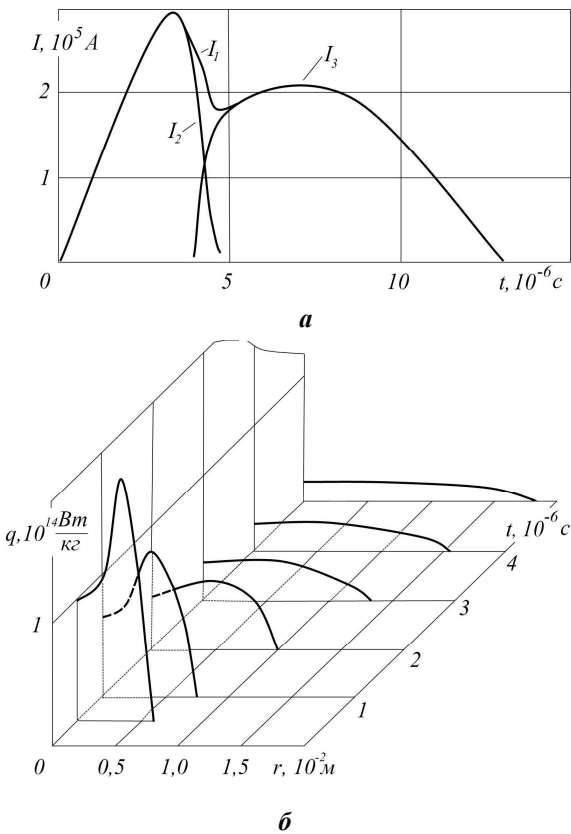


Рис. 3

перемикання, густина струму в каналі зростає тільки під час першої стадії розряду. На другій стадії збільшення поперечного перерізу каналу розряду, що розширюється під дією високого тиску плазми, превалює над зміною струму в ньому, і тому значення густини струму і питомої об'ємної потужності з часом зменшуються. Зменшення струму в каналі, який продовжує розширюватися, на третій стадії розряду також призводить до швидкого зниження значення q . Причому, збільшення значень q від осі симетрії ($r = 0$) уздовж радіусу каналу (рис. 3, б) на початковій стадії розряду пов'язано із скінученням струму.

Для розуміння взаємного зв'язку електричних і газодинамічних процесів розряду в контурі з індуктивно-ємнісним накопичувачем енергії важливим є також аналіз його енергетичних показників, наведених в таблиці. В даному випадку на момент початку розмикання електричного кола живлення ІНЕ в нього з ємнісного накопичувача введена енергія $9,3 \cdot 10^3$ Дж. Одночасно на активному опорі розмикача S_2 до початку електровибухової комутації виділилося $1,12 \cdot 10^4$ Дж, а в конденсаторній батареї залишилася енергія $9,8 \cdot 10^3$ Дж. За час розмикання електричного кола живлення ІНЕ кількість виведеної енергії з ємнісного накопичувача в контур досягає значення $4 \cdot 10^3$ Дж. Одночасно енергія, що вкладається за той же період у зовнішній контур з ІНЕ становить $5,2 \cdot 10^3$ Дж. Введення енергії в канал розряду на цій стадії процесу відбувається переважно з індуктивного накопичувача енергії і дорівнює $2,4 \cdot 10^3$ Дж. За рахунок цього температура і тиск плазми каналу досягають максимальних значень $4,1 \cdot 10^4$ К і $5,6 \cdot 10^7$ Па відповідно. Сумарна енергія, виділена в плазмовому каналі за весь час розряду, досягає 28% від накопиченої.

Згідно з результатами чисельного розрахунку після пробую розрядника S_3 в гілці навантаження комутаційним перенапруженням на розмикачі S_2 і підключення нелінійного плазмового навантаження в розрядний контур в момент $t = 3,9 \cdot 10^{-6}$ с зміна струму I_3 в міжелектродному проміжку відбувається в три стадії (рис. 3, а). Перша стадія відповідає режиму швидкої комутації, яка триває протягом $\tau_1 = 8 \cdot 10^{-7}$ с від моменту появи струму I_3 в навантаженні до досягнення струмом індуктивного накопичувача I_1 мінімуму на рівні $1,8 \cdot 10^5$ А. При цьому значення струму в каналі розряду досягає значення $I_3 = 1,7 \cdot 10^5$ А. Для другої стадії є характерним повільне збільшення струму міжелектродного проміжку до амплітудного значення $I_3 = 2,1 \cdot 10^5$ А в наступний проміжок часу $\tau_2 = 2,5 \cdot 10^{-6}$ с. Третя стадія характеризується зменшенням струму до нуля в момент $t = 1,3 \cdot 10^{-5}$ с (рис. 3, а) і подальшим переходом часової залежності $I_3(t)$ в режим коливаний із загасанням, пов'язаних з обміном енергії між індуктивним і ємнісним накопичувачами через нелінійне резистивне навантаження в RLC-контурі, що утворився після комутації.

Просторово-часовий розподіл питомої об'ємної електричної потужності в перерахунку на одиницю маси плазми q показано на рис. 3, б. Незважаючи на те, що струм в міжелектродному проміжку збільшується до максимуму протягом $3,3 \cdot 10^{-6}$ с від початку

Елемент схеми заміщення	Запасена або дисипована енергія (10^3 Дж) в елементах схеми заміщення в характерні моменти часу:		
	початку комутації	закінчення комутації	переходу кривої струму через нуль
C	9,8	5,8	7,5
L_1	9,3	4,1	0,0
L_2	6,7	0,0	0,0
R_2	11,2	23,2	23,2
R_{b2}	0,0	2,4	6,3

З точки зору практичного застосування важливо зазначити, що, незважаючи на значні втрати енергії в електровибуховому комутаторі, схема розрядного контуру з індуктивно-ємнісним накопичувачем забезпечує такий режим введення енергії в плазмовий канал, для якого амплітуда тиску плазми перевищує максимальне значення тиску в режимі безпосереднього підімкнення конденсаторної батареї до міжелектродного проміжку. Це є результатом того, що в контурі з ІСНЕ значення струму і питомої об'ємної потужності, близькі до амплітудних, досягаються в початковій

стадії розряду, коли канал ще достатньо не розширений, густина плазми відносно велика, а швидке введення енергії і, отже, більш висока потужність розряду забезпечують достатній розігрів плазми.

Газодинамічні процеси в міжелектродному проміжку, що відбуваються під дією електричного розряду в контурі з індуктивно-ємнісним накопичувачем, доцільно проаналізувати з урахуванням електричних та енергетичних характеристик розряду.

На рис. 4 та рис. 5 зображено просторово-часовий розподіл тиску, швидкості і густини середовища (повітря) в міжелектродному проміжку. Нумерації кривих відповідають такі моменти часу: $1 - t = 5 \cdot 10^{-6}$ с; $2 - t = 6 \cdot 10^{-6}$ с; $3 - t = 10^{-5}$ с; $4 - t = 1,4 \cdot 10^{-5}$ с.

У момент часу $t = 5 \cdot 10^{-6}$ с після початку перехідного процесу закінчується розмикання контуру живлення ІНЕ, і струм з гілки з розмикачем S_2 повністю перемикається у навантаження (рис. 3,а). В цей момент тиск на осі плазмового каналу досягає значення $3,6 \cdot 10^7$ Па, а за межею каналу формується ударна хвиля у вигляді стрибка тиску (крива 1 на рис. 4,а). Амплітуда тиску на фронті ударної хвилі в цей момент становить $1,2 \cdot 10^7$ Па. Під дією високого тиску плазми циліндричний канал швидко розширюється. Незважаючи на збільшення струму I_3 в міжелектродному проміжку до моменту $t = 7,2 \cdot 10^{-6}$ с (рис. 3,а), питома об'ємна електрична потужність у перерахунку на одиницю маси плазми каналу зменшується (рис. 3,б).

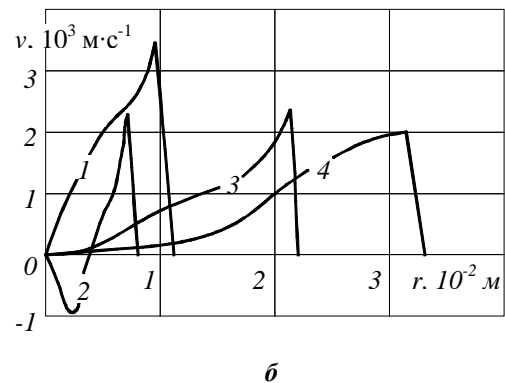
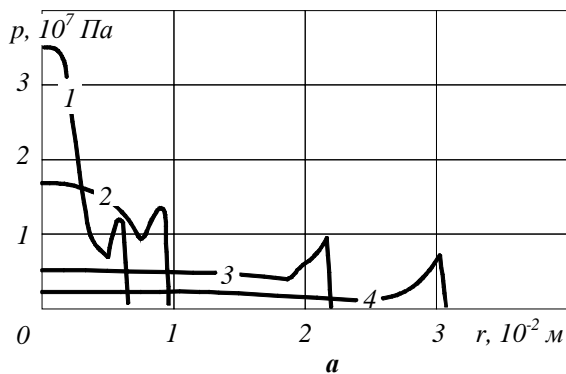


Рис. 4

Тому зменшується і тиск плазми в каналі розряду. Однак до того часу, поки тиск в каналі набагато перевищує тиск на фронті ударної хвилі, значення тиску на фронті зростає і до моменту $t = 6 \cdot 10^{-6}$ с досягає $1,5 \cdot 10^7$ Па (крива 2 на рис. 4,а). У подальшому в міру поступового зниження тиску в каналі і розповсюдження ударної хвилі амплітуда на її фронті зменшується (криві 3, 4 на рис. 4,а).

На рис. 4, б показано результати чисельного розрахунку просторового розподілу швидкості середовища в об'ємі міжелектродного проміжку в різні моменти електричного розряду. Швидкість середовища зазнає раптової зміни на фронті ударної хвилі (крива 1 на рис. 4, б) і досягає максимального значення $v = 3,2 \cdot 10^3$ м·с⁻¹ в момент $t = 6 \cdot 10^{-6}$ с (крива 2 на рис. 4,б), а потім поступово зменшується до значення $v = 3,0 \cdot 10^3$ м·с⁻¹ в момент $t = 1,4 \cdot 10^{-5}$ с (криві 3, 4 на рис. 4,б).

Велика різниця значень швидкості руху середовища на фронті ударної хвилі і в каналі розряду обумовлює швидке зниження густини газу за фронтом (рис. 5). Стрибок густини повітря в міжелектродному проміжку на фронті ударної хвилі за відсутності іонізації газу не може перевищити в $k = (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ раз густини незбуреного середовища, що знаходиться перед фронтом. Тут $\gamma = 1,667$ – показник ударної адиабати для повітря. Тому значенню нормальної густини повітря при атмо-

сферному тиску ($\rho = 1,23 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$) буде відповідати чотириразове збільшення густини на фронті ударної хвилі (рис. 5). На цьому рисунку максимальні значення густини не наведено.

Як зазначалося раніше, особливістю розрядів сильного струму є вплив магнітного тиску і скінунвання струму на динаміку газорозрядної плазми. Певне стиснення плазмового каналу магнітним полем відбувається в моменти, близькі до максимального значення струму. Для заданих параметрів контуру газокінетичний тиск перевищує тиск магнітного поля. Тому магнітний тиск здатний лише уповільнити розширення і зниження густини середовища в плазмовій області. Це добре видно на кривих графіків швидкості (крива 1 на рис. 4, б) і густини середовища (крива 1 на рис. 5). На графіку просторового розподілу швидкості середовища в момент часу $t = 6 \cdot 10^{-6}$ с показано, що швидкість в плазмовій області, де тече струм, має негативні значення, відповідні руху в напрямку до осі з нульовою радіальною координатою. Тобто такий рух середовища всередині каналу відповідає його стисненню. Одночасно в області за межами каналу розряду розподіл швидкості середовища характеризується позитивними значеннями, що обумовлює рух середовища в напрямку від каналу в зоні між каналом і фронтом ударної хвилі. Таким чином, в цей момент спостерігається деяке розшарування середовища (крива 1 на рис. 5), коли крива просторового розподілу густини має два максимуми. Перший максимум, що знаходиться в зоні газорозрядної плазми, обумовлений стисненням середовища магнітним полем. Другий максимум виникає в результаті руху середовища в напрямку фронту ударної хвилі, перед яким середовище є нерухомим. В наступні моменти часу, коли магнітний тиск стає настільки малим, що ним можна знехтувати, розподіл похідної густини середовища поблизу осі симетрії каналу ($r = 0$) під дією газокінетичного тиску стає незмінним за знаком, а густина зростає в напрямі руху ударної хвилі до її фронту (криві 2 – 4 на рис. 5). Проте упродовж виділення електричної енергії в каналі розряду густина середовища в міжелектродному проміжку за фронтом ударної хвилі зменшується.

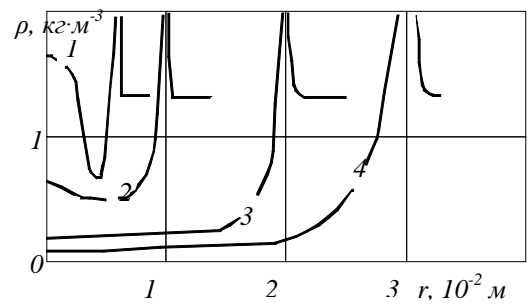


Рис. 5

Висновок. В результаті чисельного моделювання з урахуванням електричних і енергетичних процесів, що супроводжують імпульсне перетворення енергії в міжелектродних проміжках імпульсних генераторів плазми з індуктивно-ємнісними накопичувачами енергії, виконано аналіз газодинамічних процесів електричного розряду сильного струму, що на практиці необхідно для визначення впливу робочого середовища на об'єкт обробки. Отримані результати призначені для використання в процесі проектування розрядно-імпульсного технологічного устаткування, заснованого на створенні потужних електричних розрядів в суцільних середовищах. Крім того, динамічні характеристики плазми дозволяють оцінити вплив її густини на питому електропровідність, а також на електродинамічні характеристики розряду – густину електромагнітної сили і електричну потужність в перерахунку на одиницю маси плазми.

1. Андреев Д.А., Богомаз А.А., Рутберг Ф.Г., Шакиров А.М. Сильноточный разряд типа Z-пинч в плотных средах // Журнал технической физики. – 1992. – Т. 62. – № 6. – С. 74 – 92.

2. Басов Н.Г., Борович Б.П., Стойлов В.С. Сильноточный разряд в газах I. Экспериментальное исследование световых и энергетических характеристик мощного разряда в воздухе // Журнал технической физики. – 1970. – Т. 40. – № 3. – С. 516 – 522.

3. Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. – Москва: Энергоатомиздат, 1990. – 432 с.

4. Дубовенко К.В. Влияние параметров электровзрывного размыкателя на характеристики электрического разряда в контуре с индуктивным накопителем энергии // Вестник Национального технического университета «Харьковский политехнический институт». – 2009. – Вып. 41. – С. 54 – 61.

5. Замышляев Б.В., Ступицкий Е.Л., Гузь А.Г. Состав и термодинамические функции плазмы. – Москва: Энергоатомиздат, 1984. – 144 с.

6. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – Москва: Наука, 1966. – 686 с.

7. Kratz R., Wyder P. Principles of Pulsed Magnet Design. – Berlin: Springer-Verlag, 2002. – 187 p.

8. Савватеев А.Ф., Богомаз А.А., Будин А.В., Коликов В.А., Рутберг Ф.Г. Исследование электрического разряда в газе сверхвысокой плотности с предварительным адиабатическим сжатием // Теплофизика высоких температур. – 2003. – № 5. – С. 161 – 165.

9. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. – Москва: Наука, 1980. – 352 с.

10. Щерба А.А., Дубовенко К.В. Высоковольтные электроразрядные компактные системы. – Київ: Наукова думка, 2008. – 270 с.

УДК 621.314: 533.528

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В ИМПУЛЬСНОМ ГЕНЕРАТОРЕ ПЛАЗМЫ С ИНДУКТИВНО-ЕМКОСТНЫМ НАКОПИТЕЛЕМ ЭНЕРГИИ

К.В. Дубовенко, д-р техн. наук
Николаевский государственный аграрный университет,
ул. Парижской Коммуны, 9, Николаев, 54010, Украина.

В одномерном магнетогидродинамическом приближении выполнено численное моделирование характеристик мощного электрического разряда в воздухе в контуре с индуктивно-емкостным накопителем энергии и электровзрывным размыкателем. Получены электрические, энергетические и газодинамические характеристики разряда. С учетом электрических процессов и диссипации электрической энергии в плазменной нагрузке выполнен анализ газодинамических процессов, в частности, представлены пространственно-временные зависимости давления скорости и плотности среды в условиях влияния магнитного давления и скинирования разрядного тока. Библ. 10, табл. 1, рис. 5.

Ключевые слова: электрический разряд, индуктивно-емкостный накопитель.

GASODYNAMICAL CHARACTERISTICS OF ELECTRICAL DISCHARGES IN THE PULSED PLASMA GENERATOR WITH INDUCTIVE AND CAPACITIVE ENERGY STORE

K.V. Dubovenko
Mykolayiv State Agrarian University,
Paryzka Comuna St, 9, Mykolayiv, 54010, Ukraine.

Numerical simulation of powerful electrical discharges in the air in the circuit with the inductive and capacitive energy store and electroexplosive opening switch has been carried out with one-dimensional magnetohydrodynamic approach. Electrical, energetical and gasodynamical characteristics of the discharge have been obtained. With accounting for the electrical processes and electrical energy dissipation in the plasma load the analysis of the gasodynamical transients has been carried out. In particular, spatial and temporal dependencies of the medium pressure, velocity and density under conditions of the magnetic pressure and discharge current skinning influence have been shown. References 10, table 1, figures 5.

Key words: electrical discharge, inductive and capacitive store.

1. Andreev D.A., Bogomaz A.A., Rutberg Ph.G., Shakirov A.M. High-current discharge of the Z-pinch type in high density media // Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki. – 1992. – Vol. 62. – № 6. – Pp. 74 – 92. (Rus)

2. Basov N.G., Borovich B.P., Stoylov V.S. High-current discharge in gases I. Experimental investigation of light and energetical characteristics of the powerful discharge in the air // Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki. – 1970. – Vol. 40. – № 3. – Pp. 516 – 522. (Rus)

3. Burtsev V.A., Kalinin V.A., Luchinskiy A.V. Electrical explosion of wires and its application in electrophysical installations. – Moskva: Energoatomizdat, 1990. – 432 p. (Rus)

4. Dubovenko K.V. Influence of the electroexplosive opening switch parameters on the electrical discharge characteristics in the circuit with inductive energy store. // Vestnik Natsionalnogo Tekhnicheskogo universiteta Kharkovskii Politeknicheskii Institut». – 2009. – Vol. 41. – Pp. 54 – 61. (Rus)

5. Zamyshlyayev B.V., Stupitskii, Guz A.G. Plasma composition and thermodynamical functions. – Moskva: Energoatomizdat, 1984. – 144 p. (Rus)

6. Zeldovich Ya.B., Rayzer Yu.P. Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamical phenomena. – Moskva: Nauka, 1966. – 686 p. (Rus)

7. Kratz R., Wyder P. Principles of Pulsed Magnet Design. – Berlin: Springer-Verlag, 2002. – 187 p. (Eng)

8. Savvateev A.F., Bogomaz A.A., Budin A.V., Kolikov V.A., Gutberg F.G. Investigation of the electrical discharge in the gas of superhigh density with its preliminary adiabatic pressurising // Теплофизика vysokikh temperatur. – 2003. – № 5. – Pp. 161 – 165. (Rus)

9. Samarskii A.A., Popov Yu.P. Gasodynamics tasks finite-difference methods for Gasodynamics tasks solution. – Moskva: Nauka, 1980. – 352 p. (Rus)

10. Shcherba A.A., Dubovenko K.V. High-voltage electrical discharge compact systems. – Kyiv: Naukova dumka, 2008. – 270 p. (Rus)

Надійшла 13.02.2012

Received 13.02.2012