

К.В. ДУБОВЕНКО, д-р техн. наук, зав. каф., НГАУ, Николаев

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЕННОЙ НАГРУЗКИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В КОНТУРЕ С ИНДУКТИВНЫМ НАКОПИТЕЛЕМ ЭНЕРГИИ

Numerical simulation of air plasma characteristics in a high power electrical discharge occurred in the circuit with inductive energy store and electrically exploding opening switch is carried out using magneto hydrodynamic approach. Influence of nonlinear parameters in the plasma active-inductive load (straw inductance, plasma channel length) is determined on the transient characteristics.

В магнитогидродинамическом приближении выполнено численное моделирование характеристик мощного электрического разряда в воздухе в контуре с индуктивным накопителем энергии и электровзрывным фольговым размыкателем. Определено влияние параметров нелинейной активно-индуктивной плазменной нагрузки (паразитной индуктивности, длины плазменного канала) на характеристики переходного процесса.

У магнітогідродинамічному наближенні виконано чисельне моделювання характеристик потужного електричного розряду в повітрі в контурі з індуктивним накопичувачем енергії та електровибуховим фольговим розмикачем. Визначено вплив параметрів нелінійного активно-індуктивного плазмового навантаження (паразитної індуктивності, довжини плазмового каналу) на характеристики перехідного процесу.

Введение. Электротехническое оборудование, предназначенное для импульсного преобразования параметров электрической энергии, нашло широкое применение в электроразрядных технологиях. В последние годы возросла актуальность его применения и в электроэнергетике [1-3]. Использование в таких системах индуктивных накопителей энергии (ИНЭ) перспективно с точки зрения увеличения плотности запасаемой энергии и энергоемкости установок в 10...100 раз, а мощности разряда – на порядок. Однако проблема выбора параметров установок с ИНЭ в соответствии с параметрами нелинейной плазменной нагрузки в системах с электровзрывной коммутацией остается до конца не решенной. Поэтому целью настоящей работы является численный анализ влияния параметров разрядного контура с ИНЭ и плазменной нагрузкой на характеристики переходного процесса, что необходимо для обоснованного проектирования разрядно-импульсного оборудования.

1. Математическая модель расчета разрядных характеристик в контурах с индуктивным накопителем. Режим ввода электромагнитной энергии в нагрузку генератора импульсных токов с ИНЭ определяется схемой и параметрами разрядного контура. Схема замещения разрядного контура с индуктивным накопителем энергии представлена на рис. 1. На ней обозначено: C – емкость конденсаторной батареи; R_{b1} , L_{b1} – суммарные сопротивление и индуктивность разрядника, конденсаторной батареи и шин контура накачки ИНЭ; R_1 , L_1 и R_2 , L_2 – сопротивления и индуктивности размыкателя и ИНЭ соответственно; R_{b2} , L_{b2} – сопротивление и индуктивность шин и разрядника ветви нагрузки. В такой цепи при обрыве тока I_1 в контуре накачки ИНЭ размыкателем за счет импульса высокого напряжения осуществляется пробой разрядника в ветви нагрузки и ток из ИНЭ переключается в межэлектродный промежуток.

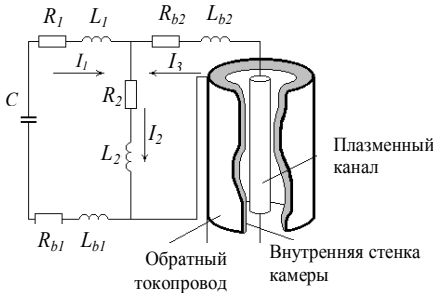


Рис. 1. Схема формирования канала разряда.

На рис. 1 электроды расположены вдоль оси цилиндрической разрядной камеры. Между ними инициируется канал разряда. Стенка разрядной камеры служит обратным токопроводом. Если длина канала разряда намного превышает его радиус, пространственно-временные процессы в межэлектродном промежутке во время протекания тока можно количественно описать одномерной магнитогидродинамической моделью в лагранжевых переменных [3, 4].

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

$$i = \sigma E; \quad f = \frac{\mu_0 i H}{\rho}, \quad q = \sigma E^2; \quad (2)$$

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

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

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

$$Q_V = \frac{\sigma_B T^4}{l_R}; \quad (5)$$

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

$$R_1 = R_1(j_{1m}, Q_1, dQ_1/dt); \quad j_{1m} = I_{1m}/S_0; \quad Q_1 = \int I_1(t)^2 \cdot R_1 dt, \quad (7)$$

где r – пространственная координата; t – время; s – лагранжева координата ($ds = r dr$); μ_0 – магнитная постоянная; σ – удельная электропроводность; f, q – плотность электромагнитной силы и мощность тепловых источников в пересчете на единицу массы; W – суммарный тепловой поток; Q_V – объемные потери энергии излучением; χ – удельная теплопроводность, определяемая суммой удельной электронной $\chi_{\text{э}}$, молекулярной $\chi_{\text{м}}$ и лучистой $\chi_{\text{р}}$ теплопроводности; σ_B – постоянная Стефана-Больцмана; l_R – средняя длина свободного пробега излучения по Росселанду; I_{1m}, j_{1m} – амплитудное значение тока и плотности тока в фольге электровзрывного коммутатора; S_0 – начальная площадь поперечного сечения фольги; Q_1 – энергия, выделившаяся в коммутаторе.

Электродинамические процессы в межэлектродном промежутке описываются уравнениями электромагнитного поля (1) – (2). Влияние гидродинамических процессов на электродинамические проявляется через движение среды, которое с одной стороны определяет динамику изменения радиуса токопроводящей области, а с другой – влияет на плотность среды и удельную электропроводность плазмы. Движение среды в межэлектродном промежутке описывается законами сохранения массы и количества движения (3). Закон сохранения энергии (4) представляет собой уравнение баланса энергии по видам: механической, электромагнитной, тепловой, излучения. Излучением нельзя пренебрегать уже при температурах $T > 10^4$ К. В противном случае это приводит к завышению расчетной температуры в несколько раз [3]. В рассматриваемом случае электрического разряда в жидкости оптическая плотность плазмы велика во всем спектре частот излучения. В этом случае справедливо приближение лучистой теплопроводности [5, 6]. В соответствии с ним коэффициент лучистой теплопроводности l_R имеет вид (5). В конце активной стадии разряда, когда ток мал и плотность плазмы вследствие ее расширения уменьшена более, чем на порядок величины, средняя длина свободного пробега по Росселанду превышает радиус плазменного канала и канал начинает излучать из

всего объема. В этом случае возрастают объемные потери энергии излучением Q_V , которые определяются согласно [5, 6] соотношением (5). Зависимости (6), характеризующие состояние рабочей среды в межэлектродном промежутке, в математической модели рассчитаны в квазиравновесном приближении [7].

Изменение сопротивления алюминиевой фольги электровзрывного коммутатора при диссипации в нем энергии определяется соотношениями (7), полученными экспериментально для широкого диапазона характеристик электрического взрыва [8].

Пространственно-временные процессы в межэлектродном промежутке рассматриваются в области $0 < r < r_\Gamma$, где координата $r = 0$ соответствует положению оси канала и разрядной камеры, а $r = r_\Gamma$ – границе рассматриваемой области (стенке разрядной камеры), выбираемой из условия ее недостижимости возмущениями среды за время разряда. В связи с этим краевые условия для уравнений (3), (4) математической модели заданы в виде:

$$v(0,t) = 0 \quad v(r_\Gamma,t) = 0; \quad W(0,t) = 0; \quad W(r_\Gamma,t) = 0. \quad (8)$$

Краевые условия для уравнений электромагнитного поля (1) определяются значениями напряженности магнитного поля на границах расчетной области:

$$H(0,t) = 0; \quad H(r_\Gamma,t) = I_3(t)/(2\pi r_\Gamma). \quad (9)$$

Значение тока в (9) определяется совместным решением уравнений электромагнитного поля с уравнениями внешней электрической цепи [3, 4, 9]. Для замкнутого контура любой схемы замещения с цилиндрической симметрией разрядной камеры справедливо уравнение Максвелла в интегральной форме [4]

$$\oint Edm = -\frac{\mu_0 l}{2\pi} \frac{d}{dt} \left[I_3(t) \ln \frac{r_\Gamma}{r_k(t)} \right], \quad (10)$$

где m – линия контура интегрирования; l – длина канала.

Таким образом, система уравнений (1)-(10) представляет собой математическую модель для расчета пространственно-временных процессов электрического разряда в контуре с ИНЭ.

Решение системы уравнений выполнено конечно-разностным методом раздельных прогонок [4]. Моделировался разряд в воздухе атмосферного давления.

Результаты тестирования математической модели, представленные в [3, 10], свидетельствуют о ее соответствии реальным процессам.

С учетом этого численные расчеты выполнялись для базовых па-

раметров разрядного контура с индуктивным накопителем энергии в соответствии со схемой замещения (рис. 1) для значений емкости конденсаторной батареи $C = 1,53 \cdot 10^{-5}$ Ф, ее начального напряжения $U_0 = 8 \cdot 10^4$ В, суммарной индуктивности шин, конденсаторной батареи и разрядника в цепи накопления энергии ИНЭ $L_{b1} = 5 \cdot 10^{-8}$ Гн, индуктивности электровзрывного размыкателя $L_p = 1,3 \cdot 10^{-7}$ Гн, паразитной индуктивности ветви нагрузки $L_{b2} = 9 \cdot 10^{-8}$ Гн, активных сопротивлений шин цепи накопления энергии ИНЭ и ветви нагрузки $R_{b1} = 10^{-2}$ Ом и $R_{b2} = 7 \cdot 10^{-3}$ Ом соответственно, длины канала разряда $l = 0,2$ м и радиуса обратного токопровода $r_\Gamma = 0,13$ м. Заданное время бездугового разрыва цепи в моделируемой схеме (10^{-6} с) обеспечивалось размыкателем с длиной фольги $d = 0,93$ м, шириной $b = 0,15$ м, толщиной $h = 10^{-5}$ м. В схеме замещения индуктивность электровзрывного размыкателя задавалась равной $L_1 = 1,3 \cdot 10^{-7}$ Гн. Индуктивность ИНЭ в разрядном контуре составляла $L_2 = 3 \cdot 10^{-7}$ Гн. Указанные параметры соответствовали параметрам установки [11].

2. Электроразрядные характеристики при изменении индуктивности нагрузки. В разрядно-импульсных установках для обеспечения условий выполнения технологического процесса рабочий межэлектродный промежуток располагается на расстоянии от накопителя. Поэтому индуктивность соединительного кабельно-коллекторного тракта оказывает влияние на характеристики переходного процесса в исследуемой электрической цепи. Для исследования влияния индуктивности ветви нагрузки на характеристики электрического разряда паразитная индуктивность ветви нагрузки L_{b2} в численных расчетах варьировалась в диапазоне от $6 \cdot 10^{-8}$ Гн до $7,5 \cdot 10^{-7}$ Гн. Влияние индуктивности ветви нагрузки на электрические характеристики разряда представлено на рис. 2: а – токи в ветвях контура: штрих-пунктирная линия – ток размыкателя, I_1 ; сплошные линии – ток плазменного канала, I_3 ; б – скорость изменения тока в канале; в – напряжение на размыкателе (активная составляющая). Нумерация кривых: 1 – $L_n = 6 \cdot 10^{-8}$ Гн; 2 – $L_n = 1,8 \cdot 10^{-7}$ Гн; 3 – $L_n = 2,7 \cdot 10^{-7}$ Гн.

Согласно выполненным расчетам в контуре с индуктивным накопителем энергии увеличение индуктивности ветви нагрузки приводит к уменьшению амплитуды тока (рис. 2, а) и скорости его переключения в межэлектродный промежуток (рис. 2, б).

В соответствии с электрической схемой (рис. 1) это обуславливает рост энерговывода в размыкатель (табл. 1) и, как следствие, увеличение его сопротивления, а также амплитуды напряжения на нем (рис. 2, в).

Следует отметить, что до момента начала переключения тока в межэлектродный промежуток процессы в контуре не зависят от индуктивности ветви нагрузки.

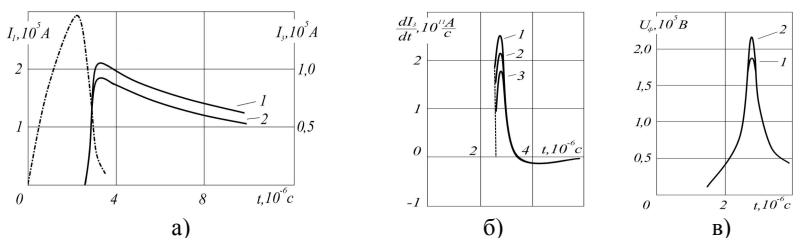


Рис. 2. Электрические характеристики разряда.

Поэтому индуктивность нагрузки практически не влияет на зависимость тока электровзрывного коммутатора от времени (рис. 2, а).

Распределение энергии по элементам контура (10^3 Дж) в момент окончания электровзрывной коммутации для различных значений индуктивности ветви нагрузки представлено в табл. 1.

Таблица 1 – Распределение энергии по элементам контура

Элемент схемы замещения	Индуктивность нагрузки (10^{-6} Гн)		
	0,09	0,18	0,27
Емкостный накопитель	13,7	13,7	13,7
Индуктивный накопитель	3,4	2,5	2,0
Активное сопротивление размыкателя	26,7	27,6	28,3
Активное сопротивление плазменного канала	2,9	2,5	2,3

Анализ энергетических характеристик свидетельствует о том, что уже на стадии переключения тока индуктивность нагрузки не влияет на значение энергии, выводимой из конденсаторной батареи. Причем, как следует из табл. 1, увеличение расхода энергии на размыкание цепи происходит исключительно за счет энергии, накопленной в индуктивном накопителе. Поэтому с возрастанием индуктивности нагрузки снижается уровень магнитной энергии, введенной в плазменный канал как на стадии коммутации, так и после размыкания контура зарядки ИНЭ. Следствием этого является уменьшение максимального значения температуры плазмы на оси канала от $2,7 \cdot 10^4$ К до $2,4 \cdot 10^4$ К и давления от $2,8 \cdot 10^7$ Па до $2,1 \cdot 10^7$ Па при изменении индуктивности нагрузки со-

ответственно от $9 \cdot 10^{-8}$ Гн до $2,7 \cdot 10^{-7}$ Гн.

Характерно, что длительность коммутации практически не зависит от значения варьируемого параметра и энергии, поступающей в разрядный контур из ИНЭ, что соответствующим образом влияет на изменение мощности разряда.

Поэтому с увеличением индуктивности ветви нагрузки уменьшаются максимальные значения распределений электродинамических характеристик плазменного канала по радиусу канала – плотности тока, объемной мощности и плотности электромагнитной силы в пересчете на единицу массы плазмы, напряженности магнитного поля. Максимальные значения распределений по радиусу канала электродинамических характеристик разряда в зависимости от индуктивности нагрузки представлены на рис. 3. Соответственно уменьшаются значения удельной электропроводности плазмы на оси канала (штрих пунктирные линии) и радиуса токопроводящей области (сплошные линии), временные зависимости которых представлены на рис. 4.

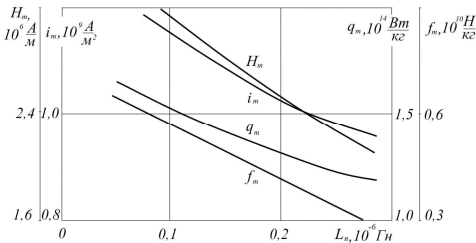


Рис. 3. Электрические характеристики разряда в зависимости от индуктивности нагрузки

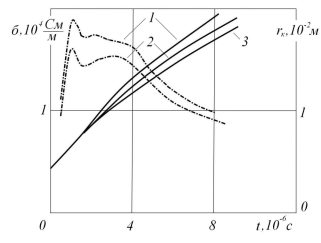


Рис. 4. Удельная электропроводность плазмы.

Здесь приняты следующие обозначения кривых: 1 – $L_n = 6 \cdot 10^{-8}$ Гн; 2 – $L_n = 1,8 \cdot 10^{-7}$ Гн; 3 – $L_n = 2,7 \cdot 10^{-7}$ Гн. Необходимо отметить, что некоторая задержка спада удельной электропроводности плазмы и даже небольшое увеличение ее на послекоммутационной стадии во временном диапазоне от $2 \cdot 10^{-6}$ с до $3 \cdot 10^{-6}$ с объясняется выравниванием температуры по сечению канала из-за снижения со временем влияния скин-эффекта (рис. 4).

3. Влияние на характеристики переходного процесса длины канала канала разряда. Выполненные в предыдущем пункте статьи расчеты дают основания считать, что изменение индуктивности канала при увеличении длины межэлектродного промежутка соответствующим образом влияет на характеристики разряда. Кроме того, от длины

канала зависит активное сопротивление ветви нагрузки схемы замещения (рис. 1).

В настоящей работе исследовалась зависимость процессов электрического разряда от длины межэлектродного промежутка с учетом нелинейности сопротивления и индуктивности плазменного канала на всей активной стадии переходного процесса, включающей и переключение тока в канал. Численные расчеты переходных процессов электрического разряда выполнены для базовых параметров контура с индуктивным накопителем энергии. Длина межэлектродного промежутка варьировалась в диапазоне от 0,01 м до 0,8 м. Ниже представлены полученные результаты численного моделирования.

Временные зависимости электрических характеристик разряда в контуре с индуктивным накопителем при различных значениях длины межэлектродного промежутка изображены на рис. 5, где: а – токи в ветвях контура (штрих пунктирная линия – ток размыкателя, I_1 ; сплошные линии – ток плазменного канала, I_3); б – скорость изменения тока в межэлектродном промежутке; в – напряжение на размыкателе (активная составляющая). Кривые: 1 – $l = 0,05$ м; 2 – $l = 0,1$ м; 3 – $l = 0,3$ м.

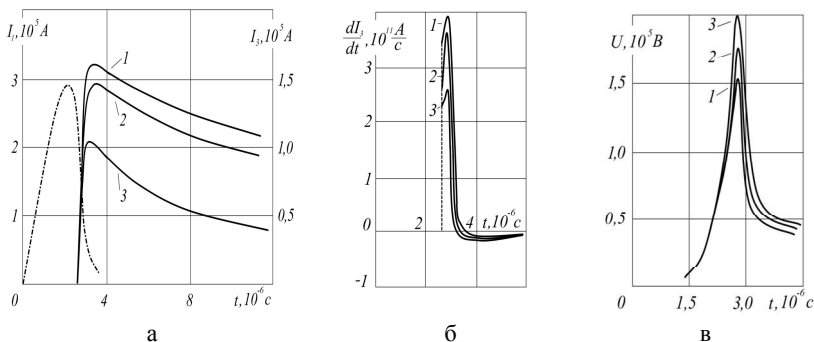


Рис. 5. Электрических характеристик разряда в контуре с индуктивным накопителем энергии.

До момента начала переключения тока в нагрузку процессы в рассматриваемом контуре не зависят от длины канала. Аналогично влиянию индуктивности нагрузки в контуре с индуктивным накопителем энергии увеличение длины межэлектродного промежутка характеризуется:

а) уменьшением амплитуды тока разряда и скорости его переключения в плазменную нагрузку (рис. 5, а и 5, б);

б) увеличением амплитуды импульса напряжения на размыкателе (рис. 5, в);

в) уменьшением энергии, запасенной в ИНЭ к моменту окончания электровзрывной коммутации, за счет увеличения доли энергии, расходуемой на размыкание цепи (табл. 2);

г) независимыми от длины канала разряда значениями напряжения на емкостном накопителе и оставшейся в нем энергии к моменту окончания размыкания контура (табл. 2);

д) уменьшением энергии, введенной в канал в течение всей активной стадии разряда.

На рис. 6 представлены расчетные временные зависимости радиуса токопроводящего канала (сплошные линии) и удельной электропроводности плазмы на его оси (штрих пунктирные линии) при различных значениях длины межэлектродного промежутка: 1 – $l = 0,05$ м; 2 – $l = 0,1$ м; 3 – $l = 0,3$ м.

Слабое влияние межэлектродного расстояния на расширение плазменного столба в начальной стадии протекания через него тока (рис. 6), а также уменьшение амплитуды тока при увеличении длины межэлектродного промежутка (рис. 5, а) обуславливают уменьшение максимальных значений распределений по радиусу канала зависимостей электродинамических характеристик разряда $i_m(l)$, $q_m(l)$ и, согласно (2), (9), зависимостей $H_m(l)$ и $f_m(l)$, представленных на рис. 7.

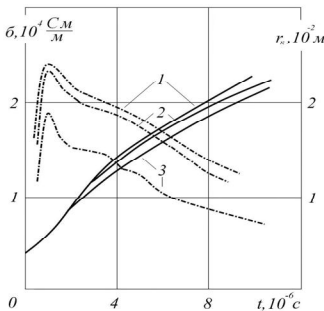


Рис. 6. Зависимости радиуса канала (—) и удельной электропроводности плазмы (---) от длины межэлектродного промежутка.

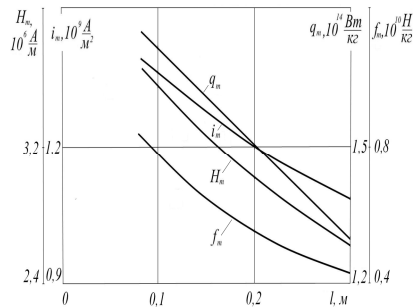


Рис. 7. Электродинамические характеристики разряда.

Распределение энергии по элементам разрядного контура (в килоджоулах) в момент окончания размыкания для различных значений длины канала разряда представлен в табл. 2. Анализ этих энергетических характеристик разряда свидетельствует о том, что при заданных параметрах разрядного контура значение энергии, введенной в канал на стадии переключения тока, имеет максимум при длине межэлектродного промежутка $l = 0,1$ м. Уровень энергии, вложенной в канал, полого снижается в окрестности этого значения.

Более крутой спад наблюдается только при $l \leq 0,05$ м, когда индуктивность канала намного меньше паразитной индуктивности ветви нагрузки и не влияет на увеличение амплитуды тока, а сопротивление канала становится сравнимым с сопротивлением шин цепи разряда. В противоположном случае, при большой длине межэлектродного промежутка ($l > 0,3$ м) индуктивность и активное сопротивление канала ограничивают амплитуду тока. В пределе $l = \infty$, $R_n = \infty$, $I_3 = 0$, $W_n = 0$ (режим холостого хода).

Таблица 2 – Распределение энергии по элементам разрядного контура

Элемент схемы замещения	Длина канала (м)		
	0,05	0,1	0,3
Емкостный накопитель	13,7	13,7	13,7
Индуктивный накопитель	5,1	4,5	2,5
Активное сопротивление размыкателя	25,3	25,8	27,6
Активное сопротивление канала разряда	2,1	2,6	2,2

Следует отметить, что уменьшение тока и удельной объемной мощности разряда q_m при увеличении длины межэлектродного промежутка объясняет уменьшение температуры и давления плазмы канала. Причем, для заданных параметров контура давление и температура канала оказываются сильно зависящими от длины межэлектродного промежутка. Изменение l от 0,2 м до 0,8 м приводит к уменьшению расчетных максимальных значений давления от $4,4 \cdot 10^7$ Па до $1,7 \cdot 10^7$ Па, а температуры – соответственно от $4,0 \cdot 10^4$ К до $2,7 \cdot 10^4$ К.

Выводы. Результаты исследований можно кратко охарактеризовать следующим образом.

1. Выполнено численное моделирование и исследовано влияние изменения параметров нелинейной плазменной нагрузки в разрядном контуре с индуктивным накопителем энергии на динамику переходных процессов мощного электрического разряда.

2. Полученные результаты целесообразно использовать для создания разрядно-импульсных технологических установок с индуктивными накопителями энергии, основанных на генерации мощных электрических разрядов в сплошных средах.

Список литературы: 1. Импульсные системы большой мощности / Пер. с англ. под ред. Э.И. Асиновского. – М.: Мир, 1981. – 247 с. 2. Романенко И.Н., Романенко Л.Н. Технологические возможности импульсных генераторов плазмы // Импульсные методы обработки машиностроительных материалов. – Чебоксары: Чув. ГУ, 1985. – С. 18-21. 3. Щерба А.А., Дубовенко К.В. Высоковольтные электроразрядные компактные системы. – К.: Наукова думка, 2008. – 270 с. 4. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. – М.: Наука, 1980. – 352 с. 5. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений. – М.: Наука, 1966. – 686 с. 6. Головнев И.Ф., Замураев В.П., Кацнельсон С.С. Радиационный теплоперенос в высокотемпературных газах. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 256 с. 7. Замышляев Б.В., Стуцкий Е.Л., Гузь А.Г. Состав и термодинамические функции плазмы. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 144 с. 8. Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 432 с. 9. Дубовенко К.В. Взаимодействие ударных волн в плазме канала сильноточного разряда в камере высокого давления // Журн. техн. физики, 1992. – Т. 62, № 6. – С. 83-93. 10. Dubovenko K.V., Chemerys V.T. Performance simulation of pulsed power supply system for electrothermal launcher // IEEE Transactions on Magnetics. – 1999. – Vol. 35. – № 1. – Part 1. – P. 328-333. 11. Бурцев В.А., Литуновский В.Н., Прокопенко В.Ф. Исследование электрического взрыва фольги // ЖТФ, 1977. – 47, № 8. – С. 1642-1652.



Дубовенко Константин Викторович, доцент, доктор технических наук. Защитил диплом инженера в Николаевском кораблестроительном институте по специальности "Электрооборудование судов" в 1981 году. Защитил диссертацию кандидата технических наук по специальности "Теоретическая электротехника" в 1988 году и диссертацию доктора технических наук по специальности "Электротехнические комплексы и системы" в 2007 году в Институте электродинамики НАН Украины. Заведующий кафедры электротехнологии и электроснабжения Николаевского государственного аграрного университета с 2008 г.

Научные интересы связаны с проблемами физических полей электрических разрядов в сплошных средах, разработкой электротехнических комплексов и систем электроразрядного действия различного технологического назначения.

*Поступила в редколлегию 30.01.2012
Рецензент д.т.н., проф. Болюх В.Ф.*