

УДК 537.529:544.344.15.4

**В. Ю. БАКЛАРЬ, Н. И. КУСКОВА, Д. И. ЧЕЛПАНОВ****МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ЭЛЕКТРОВЗРЫВА ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПРОВОДНИКОВ**

Разработана математическая модель электровзрыва цилиндрических проводников, основанная на представлениях о волне испарения. Получены аналитические выражения для временных зависимостей сопротивления, тока, напряжения и давления от параметров электроустановки и характерных размеров проводника в процессе однородного нагрева цилиндрических проводников импульсным током. Экспериментально получены временные зависимости сопротивления, тока и напряжения. Проведено сравнение результатов теоретических и экспериментальных исследований.

**Ключевые слова:** математическая модель, электрический взрыв проводников, согласованный режим электровзрыва, волна испарения.

**Введение.** Под электрическим взрывом проводников (ЭВП) обычно понимается разрушение проводников в результате воздействия комплекса сил и явлений, возникающих при протекании в проводнике мощного импульсного тока и сопровождающегося, как правило, импульсом электромагнитного излучения и ударными волнами [1].

Для описания этого явления используются система уравнений магнитной гидродинамики с учетом граничных условий, уравнение состояния материала проводника и уравнение электрической цепи, в которую включен проводник (задается чаще всего в виде последовательного  $RLC$  – контура) с существенно нелинейной нагрузкой (сопротивление проводника) [2].

Нагрев проводника мощным импульсом тока приводит к электрическому взрыву, в результате которого происходит нагрев и последовательный ряд фазовых превращений вещества (плавление, испарение). Возникновение повторного разряда в продуктах ЭВ вызывает образование плазменного канала и генерацию ударных волн. После прекращения тока происходит быстрое расширение парогазовой полости и конденсация продуктов ЭВ.

На начальной стадии ЭВ сопротивление твердого проводника быстро возрастает. Временные зависимости тока  $I(t)$  и напряжения  $U(t)$  могут быть получены экспериментально в виде осциллограмм, однако для прогнозирования результата воздействия мощного импульса тока на вещество необходимо получить аналитические временные зависимости сопротивления  $R(t)$ , тока  $I(t)$ , напряжения  $U(t)$  и генерируемого импульсного давления  $P(t)$ .

**Анализ предварительных исследований и литературы.** Получены условия однородного (по оси и сечению) взрыва цилиндрических проводников в воздухе и воде [3-7]. Для взрыва проводников в воздухе в [5] показано, что все параметры однородны вплоть до момента взрыва только для очень тонких проводников (диаметром  $\leq 0,1$  мм). Эксперименты в этой работе проводили при плотности тока  $j \cong 10^{11}$  А/м<sup>2</sup>. Авторами [6,7] исследованы условия возникновения радиальной (обусловленной скин-эффектом или магнитным давлением) и осевой (винтовой и перетяжной), а также перегретой неоднородностей проводников при подводном электровзрыве. Численное моделирование

процессов при неоднородных режимах ЭВП на разных его стадиях описаны в [7-9].

Для анализа характера взрыва на каждой из его стадий используют критерии подобия электрических характеристик взрыва, полученные в [10]:  $P_1$  (характеризующий приближенное подобие начальной стадии взрыва),  $P_2$  (определяющий фазу взрыва) и  $P_3$  (определяющий подобие следующей за взрывом стадии). Последний критерий существенно зависит от длины проводника, поэтому при соответствующем выборе параметров можно рассчитывать на то, что «дуговая» стадия взрыва будет для всех проводников подобной или близкой к этому.

В работе [11] показано, что при выборе «оптимальных» длины и диаметра проводников все параметры однородны в процессе взрыва на всех стадиях нагрева вплоть до начала испарения, т.е. условие оптимальности является условием однородности.

Однако до настоящего времени даже для однородных режимов электровзрыва не получены аналитические выражения, позволяющие рассчитывать ток, напряжение и давление во взрывающемся проводнике.

**Целью работы** является разработка модели электровзрыва цилиндрических проводников, основанной на представлениях о «волне испарения».

**Однородный нагрев проводника до температуры кипения.** Система уравнений, моделирующая процесс нагрева твердого расширяющегося и жидкого цилиндрического проводника в электрической цепи с емкостью  $C$  и индуктивностью  $L$ , а также ее приближенное решение приведены в [2]. В работе в качестве объекта исследования выступал однородный, «согласованный» режим электрического взрыва проводников, когда вся запасенная в конденсаторах энергия выделяется за время, соответствующее первому периоду волны тока.

Выражения для диаметра и длины проводника при оптимальном режиме электровзрыва имеют вид [12]

$$d_{opt} = 2 \left[ \frac{W_0}{z\gamma_0\sigma_0(\lambda_m + \lambda_b)} \right]^{\frac{1}{4}}; \quad (1)$$

$$l_{opt} = 2 \cdot 10^{-3} U_0 \sqrt[4]{LC}, \quad (2)$$

где  $W_0 = CU_0^2/2$  – энергия, запасенная в конденсаторной батарее;  $z = \sqrt{L/C}$  – волновое сопротивление;  $\gamma_0$  и  $\sigma_0$  – начальные плотность и электропроводность металла;  $\lambda_{m,b}$  – удельные теплоты плавления и испарения;  $U_0$  – зарядное напряжение.

При быстром однородном нагреве проводника до температуры плавления для оптимального режима электровзрыва временная зависимость тока [2] мало отличается от синусоидальной. Учитывая только первые члены разложения ряда по степеням, получим

$$I(t) \approx U_0 \sqrt{\frac{C}{L}} \sin\left(\frac{t}{\sqrt{LC}}\right) \approx U_0 \sqrt{\frac{C}{L}} \left(\frac{t}{\sqrt{LC}} - \frac{t^3}{6(\sqrt{LC})^3}\right). \quad (3)$$

Временная зависимость сопротивления при нагреве проводника массой  $m$  до плавления имеет вид [2]

$$R(t) \approx R_0 \left[ 1 + \frac{R_0 [\beta_s + \alpha_s (\eta_s - 1)] \left(\frac{U_0}{L}\right)^2 t^3}{3mc_s} \right], \quad (4)$$

где  $R_0$  – начальное сопротивление;  $\beta_s$  и  $\alpha_s$  – средние значения температурных коэффициентов электропроводности и плотности металла;  $c_s$  – среднее значение удельной теплоемкости.

При однородном нагреве жидкого проводника ток слабо изменяется

$$I(t) \approx I^0 \approx \left[ 2 - R^0 / R(t_m) - \tau_m / (R(t_m)C) \right] \cdot I(t_m), \quad (5)$$

где  $t_m$  – момент окончания плавления;  $\tau_m$  – время плавления;  $R_0$  – сопротивление проводника в момент начала плавления.

Сопротивление жидкого проводника изменяется следующим образом

$$R_f(t) = R^0 + (I^0)^2 (R^0)^2 [\beta_l + \alpha_l (\eta_l - 1)] t / (mc_l), \quad (6)$$

где  $\beta_l$  и  $\alpha_l$  – средние значения температурных коэффициентов электропроводности и плотности жидкого металла;  $c_l$  – среднее значение удельной теплоемкости жидкого металла.

**Моделирование процесса испарения проводника.** Объемное испарение невозможно даже при однородном режиме нагрева, так как температура кипения сильно зависит от давления, а магнитное давление, создаваемое текущим по проводнику током  $I(t)$ , неоднородно

$$P(r,t) \approx P(a) + \mu \left( \frac{I(t)}{2\pi a(t)} \right)^2 \left( 1 - \frac{r^2}{a^2(t)} \right), \quad (7)$$

где  $P(a)$  – внешнее давление на поверхности проводника;  $a$  – радиус проводника;  $\mu$  – магнитная проницаемость.

Процесс испарения является существенно неоднородным и нестационарным. Так как температура кипения возрастает с ростом давления, а на поверхности проводника давление минимально, то при достижении температуры кипения поверхностный слой проводника начинает испаряться.

Для того, чтобы процесс испарения был реализован в виде волны, то есть непрерывно, необходимо, чтобы за время фазового перехода в  $i$ -м слое

( $i = 0, 1, 2, \dots, n$ , считая от границы проводника) температура в  $(i + 1)$ -м слое поднялась до величины, равной температуре кипения  $T_b^{i+1}$ , то есть должно выполняться равенство

$$c \cdot \Delta T_b^{i+1} = \lambda_b^i,$$

где  $\lambda_b^i$  – скрытая теплота испарения в  $i$ -м слое,  $\Delta T_b = T_b - T(t - \tau)$ .

Поскольку неоднородность в процессе испарения обусловлена зависимостью магнитного давления от радиуса, обозначим толщину слоя  $\delta_p$ . Так как

$$\Delta T_b \approx (dT_b / dP) \cdot \Delta P \approx (dT_b / dP) (dP / dr) \delta_p,$$

то из приведенных выражений можно найти толщину испаряющегося слоя

$$\delta_p \approx \frac{\lambda_b^i}{c_i} \cdot \frac{dP}{dT_b} \cdot \left( \frac{dP}{dr} \right)^{-1}, \quad (8)$$

где  $dP/dT_b$  – изменение давления с температурой вдоль кривой фазового равновесия жидкость-газ, определяемое экспериментально или из уравнения Клапейрона-Клаузиуса

$$T_b = \left( \frac{1}{T_{b,atm}} - \frac{R^* \cdot \ln(P/P_{atm})}{\lambda_b \cdot M} \right)^{-1}, \quad (9)$$

где  $T_{b,atm}$  – температура кипения при атмосферном давлении;  $M$  – молярная масса;  $R^*$  – универсальная газовая постоянная.

Определив  $dP/dr$  из выражения (7), находим радиальную зависимость характерного размера толщины слоя, в котором происходит кипение,

$$\delta_p \approx \frac{\lambda_b}{cP(0)} \cdot \frac{dP}{dT_b} \cdot \frac{a^2}{2r}. \quad (10)$$

Так как температура проводника однородна до начала кипения, то изменение удельной внутренней энергии на фронте волны  $\Delta \epsilon = \lambda_b$ , а скорость перемещения волн фазовых превращений определяется выражением

$$u \approx \frac{I^0 R^0 \delta_p}{m \lambda_b} - v, \quad (11)$$

где  $v = 0,5 \alpha_l r I^2 R / (mc_l)$  – скорость теплового расширения проводника.

Радиус проводника при испарении быстро уменьшается. Пусть скорость волны испарения  $u = \text{const}$ . Обозначив момент начала испарения  $t_f$ ,  $p = u / a(t_f)$ , получим

$$a(t) \approx a(t_f) (1 - pt).$$

Сопротивление проводника в процессе испарения уменьшается от значения  $R(t_f) = R_b$  следующим образом

$$R = \sigma^{-1} l / \pi a^2(t) \approx R_b (1 + 2pt). \quad (12)$$

Тогда при начальных условиях

$$I(t_f) = I_b; \quad (dI/dt)_{t_f} = 0; \quad R(t_f) = R_b$$

приближенное решение уравнения цепи имеет вид

$$I(t) = I_b \exp \left[ - \left( \frac{R_b p}{L} + \frac{1}{2LC} \right) t^2 \left( 1 - \frac{R_b}{3L} t + \dots \right) \right]. \quad (13)$$

Найдем аналитическую зависимость давления от мощности  $N(t) = I^2(t) R(t)$  для стадии взрывного испарения проводника при  $t > t_f$ , используя выражения (12) и (13)

$$N(t) = N(t_f) \left[ \left( 1 + 2pt - \left( \frac{2pR_b}{L} + \frac{1}{LC} \right) t^2 \right) \right], \quad (14)$$

где

$$N(t_f) \approx \left( \frac{U_0}{L} \right)^2 t_m^2 k_m^2 R_0 \left( 1 + \frac{k_m^2}{mc_0} \left( \frac{U_0}{L} \right)^2 R^0 [\beta_i + \alpha_i (\eta_i - 1)] t_f \right).$$

Запишем известное уравнение баланса энергии, отнесенное к длине проводника  $l$ , [13]

$$p \frac{dS}{dt} + \frac{1}{\zeta_a - 1} \frac{d(PS)}{dt} = \frac{N}{l}, \quad (15)$$

где  $S$  – площадь сечения проводника;  $\zeta_a$  – показатель адиабаты.

Используем известную зависимость давления на поверхности расширяющегося цилиндрического проводника от площади поперечного сечения [14]

$$P = \frac{\gamma}{2\pi} \frac{d^2 S}{dt^2} \ln \left( \frac{\sqrt{\pi l}}{\sqrt{S}} \right) - \frac{\gamma}{8\pi S} \left( \frac{dS}{dt} \right)^2. \quad (16)$$

$\ln \left( \frac{\sqrt{\pi l}}{\sqrt{S}} \right) = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{\pi l^2}{S} \right)$  можно разложить в ряд, используя выражение  $\ln x \approx \frac{x-1}{x}$  (при  $x > 0,5$ ).

Тогда  $\frac{1}{2} \ln \left( \frac{\pi l^2}{S} \right) \approx \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{S}{\pi l^2} \right)$ , а уравнение (16)

примет вид

$$P = \frac{\gamma}{4\pi} \frac{d^2 S}{dt^2} - \frac{\gamma}{4\pi^2 l^2} \frac{d^2 S}{dt^2} S - \frac{\gamma}{8\pi S} \left( \frac{dS}{dt} \right)^2. \quad (17)$$

Начальные условия  $S_0 = S(t_f)$ ,  $P_0 = P(t_f) + P_a$ .

Давление на поверхности проводника в момент взрыва  $t_f$  можно найти из уравнения Клапейрона

$$P(t) = \frac{\gamma(t_f, P_a)}{M} R^* T_b(P_a). \quad (18)$$

Запишем выражение для мощности (14) в виде ряда

$$N = N_0 + N_1 t + N_2 t^2, \quad (19)$$

где

$$N_0 = N(t_f); \quad N_1 = 2pN(t_f);$$

$$N_2 = -N(t_f) \left( \frac{2pR_b}{L} + \frac{1}{LC} \right).$$

После подстановки в (17), получим приближенное решение уравнения в виде степенных рядов

$$S = S_0 + S_1 t + S_2 t^2; \quad (20)$$

$$P = P_0 + P_1 t + P_2 t^2, \quad (21)$$

где

$$S_1 = \sqrt{\frac{8\pi P_0 S_0}{\gamma(t_f)}}; \quad S_2 = \frac{\gamma(t_f) S_1^3 + 8\pi^2 l^2 P_1 S + 8\pi^2 l^2 P_0 S_1}{4\pi \gamma(t_f) l^2 S_1};$$

$$P_1 = \frac{nN_0 - \zeta_a P_0 S_1}{S_0}; \quad P_2 = \frac{nN_1 - (\zeta_a + 1) P_1 S_1 - 2\zeta_a P_0 S_2}{2S_0};$$

$$n = (1 - \zeta_a) / l.$$

Таким образом, получены аналитические выражения (12), (13), (19) - (21), устанавливающие связь между электротехническими параметрами установки, характеристиками материала, размерами проводника и давлением во взрывающемся проводнике.

**Сравнение теоретических и экспериментальных результатов.**

В качестве экспериментальных данных использованы осциллограммы тока и напряжения, полученные в процессе согласованного режима электровзрыва вольфрамового проводника длиной 87 мм и диаметром 0,35 мм при параметрах электрического контура  $U_0 = 20$  кВ;  $C = 6$  мкФ;  $L = 4,5$  мкГн.

В результате расчета при указанных выше электротехнических параметрах были получены временные зависимости сопротивления (рис. 1), тока и напряжения  $U(t) \approx I(t) \cdot R(t)$  (рис. 2).

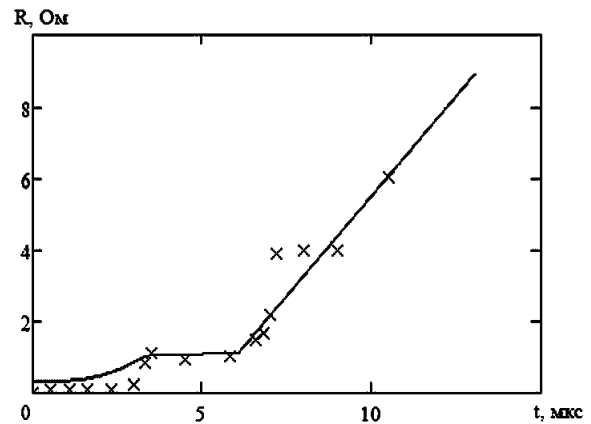


Рисунок 1 – Временная зависимость сопротивления; XXX – экспериментальные значения сопротивления

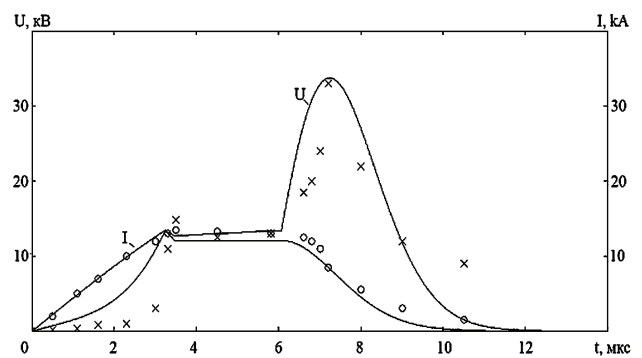


Рисунок 2 – Временные зависимости тока и напряжения; XXX – экспериментальные значения напряжения; OOO – экспериментальные значения тока

Проведенное сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей тока и напряжения показало, что полученные аналитические зависимости для тока и сопротивления для моделирования нагрева проводника и волны испарения могут быть использованы для количественного описания согласованных режимов электровзрыва.

В результате расчета были получены временные зависимости мощности (рис. 3), площади сечения канала разряда (рис. 4) и давления (рис. 5).

Проведено сравнение с кривой мощности, полученной по экспериментальным данным тока и напряжения.



Рисунок 3 – Временная зависимость мощности

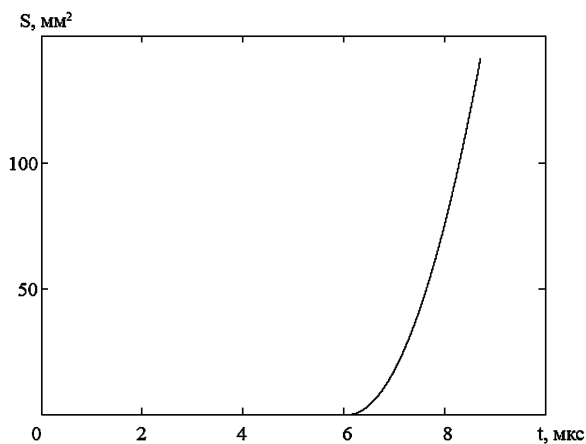


Рисунок 4 – Временная зависимость площади сечения канала разряда

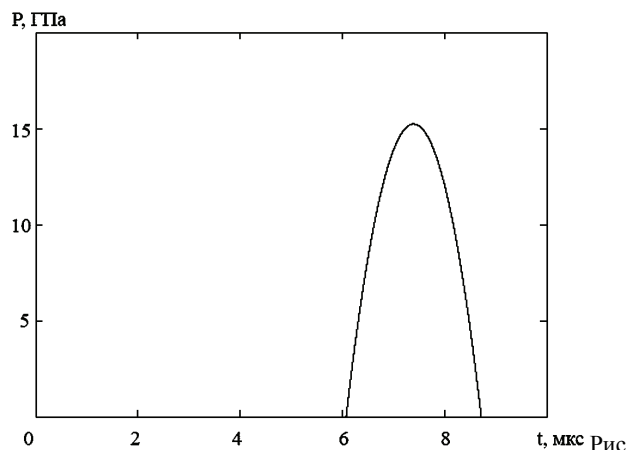


Рисунок 5 – Временная зависимость давления на поверхности расширяющегося проводника

**Выводы.** Разработана математическая модель электровзрыва цилиндрических проводников, основанная на представлении о волне испарения. Получены аналитические выражения для временных зависимостей тока, сопротивления и давления от параметров электроустановки и характерных размеров проводника

ка в процессе однородного нагрева цилиндрических проводников импульсным током.

Получены аналитические выражения, устанавливающие связь между импульсным давлением во взрывающемся проводнике и электроэнергетическими параметрами, характеристиками материала и размерами проводника.

Анализ полученных выражений позволил сделать следующие выводы:

- импульсное давление во взрывающемся проводнике зависит от величины  $(U_0/L)^2$ , начального сопротивления, размеров и материала проводника;
- от емкости зависят оптимальные размеры проводника.

**Список литературы:** 1. Бурцев В. А. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках / В. А. Бурцев, Н. В. Калинин, А. В. Лучинский. – М.: Энергоатомиздат, 1990. 2. Бакларь В. Ю. Электрофизические параметры синтеза углеродных наноструктур в процессе электровзрыва / В. Ю. Бакларь, Н. И. Кускова, С. А. Хайнацкий // Вісник НТУ «ХПІ». Збірник наукових праць. Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХПІ». – 2014. – № 50 (1092). – С. 3-12. 3. Кускова Н. І. Теоретичне дослідження динаміки фазових перетворень в результаті мікросекундних електричних вибухів провідників циліндричної форми / Н. І. Кускова, С. І. Ткаченко // Український фізичний журнал. – 1999. – Т. 44, № 3. – С.351–356. 4. Ткаченко С. І. Однородність проводника, нагріваемого імпульсом тока / С. І. Ткаченко // Письма в журнал технической физики. – 2002. – Т. 28, вып. 15. – С. 37–41. 5. Лебедев С. В. Металлы в процессе быстрого нагревания электрическим током большой плотности / С. В. Лебедев, А. И. Савватимский // Успехи физических наук. – 1984. – Т. 144, вып. 2. – С. 215–250. 6. Kuskova N. I. Investigation of Liquid Metallic Wire Heating Dynamics / N. I. Kuskova, S. I. Tkachenko, S. V. Koval // Journ. Phys.: Condens. Matter. – 1997. – Vol. 9. – P. 6175-6184. 7. Рахель А. Д. Об испарении металла электрическим током высокой плотности / А. Д. Рахель // Журнал технической физики. – 1995. – Т. 65, вып. 12. – С. 27-38. 8. Коваль С. В. Исследование высокотемпературных свойств металлов методом подводного электрического взрыва проводников / С. В. Коваль, Е. В. Кривицкий, Г. Б. Раковский. – Николаев, 1989. 9. Ткаченко С. І. Моделирование ранней стадии электрического взрыва проводника / С. І. Ткаченко // Журнал технической физики. – 2000. – Т. 70, вып. 7. – С. 138-140. 10. Кривицкий Е. В. Динамика электровзрыва в жидкости. – К.: Наукова думка, 1986. 11. Клосс А. Экспериментальные результаты взрыва вольфрамового проводника в воздухе при атмосферном давлении – сравнение с одномерной числовой моделью / А. Клосс, А. Д. Рахель, Г. Гесс // Международный журнал термодинамики. – 1998. – Vol. 19, № 3. – С. 1-9. 12. Хайнацкий С. А. Условия реализации оптимального режима электрического взрыва проводников в воде / С. А. Хайнацкий // Письма в журнал технической физики. – 2009. – Т. 35, вып. 7. – С. 15-20. 13. Кривицкий Е. В. Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде / Е. В. Кривицкий, В. В. Шамко. – К.: Наукова думка, 1979. 14. Наугольных К. А. Электрические разряды в воде / К. А. Наугольных, Н. А. Рой. – М.: Наука, 1971.

**Bibliography (transliterated):** 1. Burcev V. A. Elektricheskij vzryv i ego primeneniye v elektrofizicheskikh ustanovkakh. V. A. Burcev, N. V. Kalinin, A. V. Luchinskij. M.: Energoatomizdat, 1990 Print. 2. Baklar V. Yu. Elektricheskie parametry sinteza uglerodnykh nanostructure v protsessе elektrovzryva. V. Yu. Baklar, N. I. Kuskova, S. A. Kha-jnackij. Visnyk NTU "KhPI". Zbirnyk naukovykh prac'. Tehnika ta elektrofizyka vysokykh naprug. Kharkiv: NTU "KhPI", 2014. No 50 (1092). 3-12 Print. 3. Kuskova N.I, Tkachenko S.I. Teoretychne doslidzhennia dynamiky fazovykh peretvoren v rezultati mikrosekundnykh elektrichnykh vybukhiv providnykiv tsylindrychnoi formy. Ukrainskyi fizychnyi zhurnal, 1999. Vol. 44, No 3. 351-356 Print. 4. Tkachenko S. I. Odnorodnost' provodnika, nagrevaemogo impulsom'toka. S. I. Tkachenko. Pis'ma v zhurnal tehnichekoj fiziki. 2002. Vol. 28, vyp. 15. 37-41 Print. 5. Lebedev S. V. Metally v protsessе bystrogo nagrevaniya elektrichskim tokom bol'shoj plotnosti. S. V. Lebedev, A. I. Savvatimskij. Usphehifizicheskikh nauk. 1984. Vol. 144, vyp. 2. 215-250 Print. 6. Kuskova N. I. Investigation of Liquid Metallic Wire Heating Dynamics.

N. I. Kuskova, S. I. Tkachenko, S. V. Koval. Journ. Phys.: Condens. Matter. 1997. Vol. 9. 6175-6184 Print. 7. Rahe'l' A. D. Ob isparenii metalla elektricheskim tokom vysokoj plotnosti. A. D. Rahe'l'. Zhurnal tehnicheckoj fiziki. 1995. Vol. 65, vyp. 12. 27-38 Print. 8. Kovavl' S. V. Issledovanie vysokotemperaturnyh svojstv metallov metodom podvodnogo elektricheskogo vzryva provodnikov. S. V. Kovavl', E. V. Krivickij, G. B. Rakovskij. Nikolaev, 1989 Print. 9. Tkachenko S. I. Modelirovanie rannej stadii elektricheskogo vzryva provodnika. S. I. Tkachenko. Zhurnal tehnicheckoj fiziki. 2000. Vol. 70, vyp. 7. 138-140 Print. 10. Krivickij E. V. Dinamika elektrovzryva v zhidkosti. Kyiv: Naukova dumka, 1986 Print. 11. Kloss A. Eksperimental'nye rezul'taty vzryva

vol'framovogo provodnika v vozduhe pri atmosfernom davlenii. – sravnenie s odnomernoj chislovoj model'ju. A. Kloss, A. D. Rahe'l', G. Gess. Mezhdunarodnyj zhurnal termofiziki. 1998. Vol. 19, No 3. 1-9 Print. 12. Hajnackij S. A. Uslovija realizacii optimal'nogo rezhima elektricheskogo vzryva provodnikov v vode. S. A. Hajnackij. Pis'ma v zhurnal tehnicheckoj fiziki. 2009. Vol. 35, vyp. 7. 15-20 Print. 13. Krivickij E. V. Perehodnye processy pri vysokovol'tnom razrjade v vode. E. V. Krivickij, V. V. Shamko. Kyiv: Naukova dumka, 1979 Print. 14. Naugol'nyh K. A. Elektricheskije razrjady v vode. K. A. Naugol'nyh, N. A. Roj. Moscow: Nauka, 1971 Print.

Поступила (received) 11.09.2015

*Відомості про авторів / Сведения об авторах / About the Authors*

**Бакларь Виктор Юрьевич**, Институт импульсных процессов и технологий Национальной Академии Наук Украины, младший научный сотрудник; тел.: (050) 864-26-23; email: baklarv@gmail.com.

**Baklar Viktor Yurjevich**, Institute of Pulse Processes and Technologies of the National Academy of Sciences of Ukraine, Research Assistant; tel.: (050) 864-26-23; email: baklarv@gmail.com.

**Кускова Наталья Ивановна**, доктор технических наук, профессор, зав. отделом электрофизических исследований Института импульсных процессов и технологий Национальной Академии Наук Украины; тел.: (050) 737-94-52; email: nataljakuskova@mail.ru.

**Kuskova Natalya Ivanovna**, Doctor of Technical Sciences, Full Professor, Head of the Department of Electrophysical Researches of the Institute of Pulse Processes and Technologies of the National Academy of Sciences of Ukraine; tel.: (050) 737-94-52; email: nataljakuskova@mail.ru.

**Челпанов Дмитрий Ильич**, Институт импульсных процессов и технологий Национальной Академии Наук Украины, аспирант; тел.: (067) 514-77-78; email: chelpanoffdimitri@gmail.com.

**Chelpanov Dmitry Ilych**, Institute of Pulse Processes and Technologies of the National Academy of Sciences of Ukraine, Postgraduate Student; tel.: (067) 514-77-78; email: chelpanoffdimitri@gmail.com.

УДК 621.3.022 : 537.311.8

**М. И. БАРАНОВ, С. В. РУДАКОВ**

**ПРИМЕНЕНИЕ МОЩНОГО ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ГЕНЕРАТОРА ГИТМ-10/350 ДЛЯ ОЦЕНКИ ЭЛЕКТРОТЕРМИЧЕСКОЙ МОЛНИЕСТОЙКОСТИ ПРОВОДОВ И КАБЕЛЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦЕПЕЙ ОБЪЕКТОВ ПРОМЫШЛЕННОЙ ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИКИ**

Приведены результаты опытной оценки стойкости образцов ряда проводов и кабелей с медными (алюминиевыми) жилами, полиэтиленовой (ПЭТ) и поливинилхлоридной (ПВХ) изоляцией электрических цепей объектов промышленной электроэнергетики к воздействию апериодического импульса тока 10/350 мкс искусственной молнии с нормированными по требованиям международных и национальных стандартов амплитудно-временными параметрами (АВП) и допусками на них. Определены максимальные численные значения предельно допустимых и критических плотностей указанного импульса тока искусственной молнии с нормированными АВП и допусками на них в рассматриваемых проводах (кабелях) силовых электрических цепей энергообъектов с ПЭТ и ПВХ изоляцией.

**Ключевые слова:** мощный высоковольтный генератор тока искусственной молнии; провода и кабели электрических цепей объектов электроэнергетики; молниестойкость кабельно-проводниковой продукции энергообъектов; предельно допустимые и критические плотности импульса тока 10/350 мкс искусственной молнии в проводах и кабелях энергообъектов.

**Введение.** В 2014 году в отделе электромагнитных исследований и испытаний НИПКИ «Молния» НТУ «ХПИ» (НИО № 4) был создан уникальный мощный высоковольтный генератор типа ГИТМ-10/350 [1], воспроизводящий в низкоомной (до 0,1 Ом) и малоиндуктивной (до 1,5 мкГн) электрической нагрузке апериодические импульсы тока  $\tau_f / \tau_p = 10/350$  мкс искусственной молнии обеих полярностей с нормированными согласно требованиям ряда действующих международных и национальных стандартов [2-7] амплитудно-временными параметрами (АВП) и допусками на них. Данный генератор способен обеспечить формирование на указанной  $RL$ -нагрузке испытатель-

ных импульсов тока 10/350 мкс искусственной молнии с АВП, удовлетворяющими I-IV уровням защиты от молнии объектов электроэнергетики (ОЭЭ) и их инженерных коммуникаций, включающих силовые электрические цепи. Известно, что данные цепи ОЭЭ могут содержать широкую номенклатуру проводов и кабелей с медными (алюминиевыми) жилами (экранами), полиэтиленовой (ПЭТ) и поливинилхлоридной (ПВХ) изоляцией [8]. Следует отметить, что по требованиям стандартов [2-6] для I уровня молниезащиты ОЭЭ испытательный импульс тока искусственной молнии положительной полярности должен характеризоваться следующими АВП: амплитудой