

УДК 537.528

С. А. ХАЙНАЦКИЙ

НЕКОТОРЫЕ ИНВАРИАНТЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПРОВОДНИКОВ В ОПТИМАЛЬНЫХ РЕЖИМАХ

Получены некоторые инварианты электрического взрыва проводников в оптимальных режимах, когда вся запасенная энергия выделяется в первом полупериоде. Показано, что в оптимальных режимах ряд соотношений – отношение запасенной энергии к массе проводника, к энергии сублимации, отношение волнового сопротивления разрядного контура и начального омического сопротивления проводника, не зависят от параметров контура и размеров проводников. Определено среднее значение отношения начального напряжения к длине проводника, зависящее только от собственной частоты разрядного контура. Установлены границы применимости модели однородного взрыва проводников.

Ключевые слова: электрический взрыв проводников, оптимальный режим, инварианты подобия, электроразрядный контур.

Введение. Электрический взрыв проводников (ЭВП) является одним из важных инструментов получения композитных наноматериалов [1, 2], широко применяется также в ряде других технологических процессов. Актуальными являются вопросы изучения особенностей взрыва в различных диапазонах параметров, особенностей механизма разрушения проводников под действием импульсных токов, границ применимости различных моделей. Особый интерес представляет ЭВП в оптимальных режимах, когда вся запасенная энергия выделяется в первом полупериоде разряда. В этих режимах скорость выделения энергии в канале разряда максимальна, что безусловно сказывается как на параметрах генерируемой при ЭВП ударной волны, так и на размерах получаемых при взрыве наночастиц.

Целью работы является поиск величин (отношений, выражений), характеризующих особенности ЭВП в оптимальных режимах и не зависящих от электротехнических параметров энергоисточника и размеров проводника, то есть являющихся инвариантами при их изменении.

Условия оптимальности ЭВП были получены в [3] с использованием экспериментально определенных критериев подобия (инвариантов подобия) электрических характеристик взрыва проводников

$$\begin{cases} \Pi_1 = (R_c + R_{w0}) \cdot \sqrt{C/L}, \\ \Pi_2 = \frac{1}{S^2 \gamma_0 \sigma_0 (\lambda_m + \lambda_b)} \cdot \frac{C^{3/2} U_0^2}{L^{1/2}}, \\ \Pi_3 = \frac{A l^2}{U_0^2 \sqrt{LC}} \end{cases} \quad (1)$$

из требования максимума мощности. Здесь R_c и R_{w0} – сопротивление разрядного контура и начальное сопротивление проводника. γ_0 – плотность, σ_0 – удельная электропроводность, λ_m и λ_b – удельные теплоты плавления и испарения материала проводника – характеризуют индивидуальные свойства металла проводника. S – площадь сечения проводника, $A = 10^4$ (В²·с)/м² – искровая постоянная, не зависящая от материала проводника. Электротехнические параметры энергоисточника C – емкость конденсаторной батареи, L – индуктивность разрядного контура, U_0 – начальное напряжение, вместе с геометрическими

параметрами проводника (для цилиндрического проводника это длина и диаметр), «отвечают» за режим разряда. Выражения для оптимального диаметра d_{opt} и длины проводника l_{opt} имеют вид [3]

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

$$l_{opt} = 2 \cdot (10^2 A)^{-1/2} U_0 \sqrt{LC}, \quad (3)$$

где $W_0 = CU_0^2/2$ – запасенная в конденсаторной батарее энергия, $z = \sqrt{L/C}$ – волновое сопротивление.

Используя эти выражения и результаты собственных экспериментальных данных, ранее мы получили некоторые соотношения, определяющие другие (кроме максимума мощности) особенности оптимального режима взрыва проводников [4, 5]. Оказалось, что некоторые важные для исследования ЭВП размерные соотношения при взрыве в оптимальном режиме являются инвариантами по отношению к параметрам разрядного контура и размерам проводников. Например, отношение запасенной энергии к массе проводника, широко применяющееся для анализа экспериментальных данных и классификации режимов взрыва еще с самого начала активного исследования процесса ЭВП [6], зависит только от свойств металла проводника

$$\left(\frac{W_0}{m} \right)_{opt}^l = \sqrt{10^2 A} \cdot \left[\frac{\sigma_0 \cdot (\lambda_m + \lambda_b)}{8\pi^2 \gamma_0} \right]^{1/2} \quad (4)$$

и, соответственно, инвариантно по отношению к параметрам контура и размерам проводника. Аналогичным инвариантом является отношение запасенной энергии к энергии сублимации – энергии, необходимой для полного испарения проводника

$$\left. \frac{W_0}{W_s} \right|_{opt}^l = 10 \sqrt{\frac{A \sigma_0}{8\pi^2 \gamma_0}} \cdot \left[\frac{(\lambda_m + \lambda_b)^{1/2}}{c_p (T_b - T_0) + (\lambda_m + \lambda_b)} \right]. \quad (5)$$

Здесь c_p – теплоемкость металла, T_b – температура кипения. Верхний индекс l означает, что выражения (4-5), как, собственно, и (1-3), относятся к ЭВП в жидкости. Это требуется уточнить, поскольку в [5] показано, что подобные соотношения, полученные для ЭВП в газах, несколько отличаются.

Естественно предположить, что и безразмерные критерии Π_1 , Π_2 и Π_3 [3] в оптимальных режимах

взрыва по своей сути должны быть инвариантами. Для первого критерия $\Pi_1 = \frac{R_c}{z} + \frac{R_{w0}}{z}$ инвариантным (одинаковым для всех оптимальных режимов ЭВП) может являться только второе слагаемое – отношение начального сопротивления проводника к «волновому» сопротивлению. Действительно, несложные вычисления приводят к выражению

$$\frac{z}{R_{w0}} \cong \pi^2 \frac{W_0}{W_s}. \quad (6)$$

При вычислениях мы пренебрегли в (5) слагаемым $c_p(T_b - T_0)$, поскольку $c_p(T_b - T_0) \ll (\lambda_m + \lambda_b)$. Таким образом, учитывая (5), из (6) следует, что отношение z/R_{w0} равно для всех оптимальных режимов, если проводники из одинакового металла, а также всегда $z > R_{w0}$, а для металлов I группы [4,6] $z \gg R_{w0}$. В случаях, когда $R_{w0} \ll R_c$, значения критерия Π_1 определяются величиной сопротивления цепи, емкостью конденсаторной батареи и индуктивностью контура.

Что касается критериев Π_2 и Π_3 , то в оптимальных режимах их значения не зависят также и от свойств металла проводника. Для всех металлов расчет для Π_2 дает значение $\Pi_2 = 2/\pi^2 \approx 0,2$, а Π_3 равно $\Pi_3 = 4 \cdot 10^{-2}$.

Некоторые соотношения не являются в полной мере инвариантными по отношению к параметрам и размерам проводника, но наличие таких выражений упрощает анализ процесса взрыва с их помощью. Так, например, из (4) следует, что отношение W_0/V_{opt} , где V_{opt} – объем проводника при взрыве в оптимальных режимах, также является инвариантом:

$$\left(\frac{W_0}{V}\right)_{opt}^l = \sqrt{10^2 A} \cdot \left[\frac{\sigma_0 \gamma_0 \cdot (\lambda_m + \lambda_b)}{8\pi^2}\right]^{1/2}.$$

Соответственно, объем равен

$$V_{opt} = 0,4 \frac{\pi W_0}{\sqrt{A}} [2\gamma_0 \sigma_0 (\lambda_m + \lambda_b)]^{-1/2}, \quad (7)$$

то есть при одинаковой запасенной энергии также не зависит ни от размеров проводника, ни от параметров разрядного контура.

Большой интерес представляет отношение начального напряжения U_0 к длине проводника l , – его влияние на характер взрыва проводников отмечается в [7]. Считается, что это некоторая «напряженность электрического поля», величина которой определяет взрывной/невзрывной характер развития процессов в проводнике. Для оптимальных режимов это отношение можно записать в виде

$$\frac{U_0}{l_{opt}} = \frac{U_0}{2(10^2 A)^{-1/2} \sqrt{LC}} = \frac{5A^{1/2}}{(LC)^{1/4}}. \quad (8)$$

откуда следует, что оно зависит только от временного параметра, поскольку $T = 2\pi\sqrt{LC}$ – период собственных колебаний контура. Такая особенность отношения U_0/l_{opt} позволяет его использовать для исследования границ применимости представлений о механизме разрушения проводников при ЭВП в оптимальных режимах.

Для проводников из различных металлов (для

каждого из них), относящихся, как правило, к первой группе по классификации [4, 6], можно отыскать множество режимов с оптимальными параметрами. При этом остается открытым вопрос о границах применимости приведенных выше соотношений. Поскольку из их вида явно не следует, что такие границы существуют, необходимо для их нахождения привлечь какие-то другие соображения. В работе [3] просто вводится примерный диапазон времени до наступления первого максимума тока, установленный экспериментально для медных и алюминиевых проводников, в рамках которого можно корректно использовать соотношения (1), на которых основаны все наши расчеты. Но, как известно, существуют реальные физические процессы, отвечающие за разрушение проводников в процессе электрического взрыва, которые реализуются в определенных временных рамках, связанных со скоростью энерговода. Наиболее известные из них – это магнитогидродинамические (МГД) неустойчивости, тепловые объемные процессы и процессы, развивающиеся неоднородно по сечению – с поверхности проводника.

Условия смены механизма взрыва (с МГД на тепловой) определены в [8] из достаточно простых соображений. Из того, что инкременты неустойчивостей зависят от плотности тока линейно, а энергия, вводимая в проводник, квадратично, можно заключить, что роль МГД неустойчивостей с ростом плотности тока будет уменьшаться и, в конце концов, главным обстоятельством, определяющим поведение проводника, станут тепловые процессы. Плотность тока, при достижении которой такое изменение должно проявиться, в работе оценили, приняв, что удельная энергия, необходимая для полного испарения проводника, вводится за время развития неустойчивости. Полагая для оценки плотность тока постоянной j_0 , удельное сопротивление металла также постоянным и равным удельному сопротивлению жидкого проводника при температуре плавления, для медного проводника в [8] получено значение критической плотности тока $j_{max} \approx 2,5 \cdot 10^{11}$ А/м². Если учесть влияние принятых в работе допущений на величину j_{max} , было бы правильнее считать $2,5 \cdot 10^{11}$ А/м² $\geq j_{max} \geq 2 \cdot 10^{11}$ А/м². При плотности тока, большей j_{max} , медный проводник будет разрушаться за счет однородных по сечению тепловых процессов, при меньшей будут возникать зоны неоднородного (по оси) распределения тока и температуры, которые приведут к разрушению проводника в этих местах неоднородности.

Учитывая это обстоятельство, попробуем оценить значение отношения U_0/l_{opt} , рассмотренное выше, на «нижней» (по скорости ввода энергии) границе однородного взрыва проводников. МГД-неустойчивости в конденсированном проводнике изучены достаточно хорошо, поэтому произвести оценки однородности осевого распределения электрических характеристик проводника не представляет труда. Самой опасной модой МГД-неустойчивости является неустойчивость моды $m = 0$, соответствующая перетяжкам. Перетяжки приводят к неоднородности осевого распределения плотности тока и к осевой неоднородности температуры проводника из-за неодина-

ковой степени нагрева разных частей проводника.

Инкремент неустойчивости моды $m = 0$ можно оценить выражением [9]

$$\tau_{MHD}^{(m=0)} = \begin{cases} t_A^{4/5} \cdot t_H^{1/5}, & t_H \gg t_A; \\ t_A, & t_H \leq t_A. \end{cases} \quad (9)$$

Здесь введены следующие обозначения: $t_H = \mu_0 \sigma_w r_w^2$ – магнитное диффузионное время, определяющее установление однородного распределения тока в проводнике с постоянной проводимостью;

$t_A = r_w / v_A$, где $v_A = \sqrt{\frac{\mu \mu_0}{\gamma_l}} H$ – скорость распространения волны Альфвена, соответственно, t_A – время распространения альфвеновской волны в проводнике радиуса r_w . Здесь μ_0 – относительная магнитная проницаемость, γ_l – плотность жидкого металла.

Если считать, что неустойчивость может развиваться лишь на максимальном токе, то магнитное поле оценивается выражением $H = H_{\max} = \frac{I_{\max}}{2\pi r_w}$, где радиус r_w должен соответствовать его начальному значению в жидкой фазе проводника (после плавления). Для альфвеновского времени получим выражение

$$t_A = \frac{2\pi r_w^2}{I_{\max} \sqrt{\frac{\mu \mu_0}{\gamma_l}}} = \frac{2}{j_{\max} \sqrt{\frac{\mu \mu_0}{\gamma_l}}}, \quad \text{где } j_{\max} = \frac{I_{\max}}{\pi r_w^2} \text{ – плотность тока в максимуме.}$$

Оценка t_H и t_A для медного проводника дает значения $t_H \sim 10^{-7}$ с, $t_A \sim 10^{-6}$ с, откуда следует, что реализуется неравенство $t_H \ll t_A$, поэтому окончательно для постоянной времени МГД-неустойчивости моды $m = 0$ имеем:

$$\tau_{MHD}^{(m=0)} = t_A = \frac{2}{j_{\max} \sqrt{\mu \mu_0 / \gamma_l}}. \quad (10)$$

Поскольку неустойчивость моды $m = 0$ может развиваться только в жидком проводнике, в качестве некоторого «характерного» времени процесса выберем время нахождения проводника в жидком состоянии $t_l = T/n$, где T – период собственных колебаний контура, а $1/n$ характеризует долю времени от момента плавления до вскипания проводника. Для того, чтобы в процессе разрушения проводника преобладали тепловые процессы, естественно потребовать

$$t_l \leq \tau_{MHD}^{(m=0)}. \quad (11)$$

Учитывая, что из (8) $\sqrt{LC} = 25A \left(\frac{l_{opt}}{U_0} \right)^2$, а

$$t_l = \frac{2\pi \sqrt{LC}}{n}, \quad \text{несложно условие (11) привести к виду}$$

$$\frac{U_0}{l_{opt}} \geq 5 \left(\frac{\pi A j_{\max} \sqrt{\mu \mu_0 / \gamma_l}}{n} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (12)$$

Для медного проводника «критическая» плотность тока по оценкам, приведенным выше, $j_{\max} \cong 2 \div 2,5 \cdot 10^{11}$ А/м², для ферромагнитных материалов $\mu = 1$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$, $\gamma_l = 8,27 \cdot 10^3$ кг/м³. Время нахо-

ждения проводника в жидком состоянии t_l можно определить только экспериментальным путем, из осциллограмм напряжения. Например, оптимальные размеры медного проводника при электротехнических параметрах энергоисточника $U_0 = 20 \cdot 10^3$ В, $L = 4,8 \cdot 10^{-6}$ Гн, $C = 6 \cdot 10^{-6}$ Ф равны $d_{opt} = 2,996 \cdot 10^{-4}$ м, $l_{opt} = 0,093$ м. При выборе проводника с размерами, равными $d = 3 \cdot 10^{-4}$ м и $l = 0,093$ м и тех же параметрах контура мы получаем ЭВП в оптимальном режиме. По осциллограммам напряжения [3] определяем $t_l \cong 0,56 \cdot 10^{-6}$ с. Период контура при этом равен $33,72 \cdot 10^{-6}$ с, поэтому $n = 60,21$. Погрешность измерений не превышает 10%, поэтому можно принять $n = 60 \pm 6$. Расчет отношения U_0/l_{opt} по (12) дает значение $U_0/l_{opt} \geq 2,01 \cdot 10^5$ В/м. Экспериментальное значение этого отношения для выбранного режима при $U_0 = 20 \cdot 10^3$ В и $l_{opt} = 0,093$ м будет равно $2,16 \cdot 10^5$ В/м – т.е. неравенство (12) выполняется «на пределе». Тем не менее, проводник с такими оптимальными параметрами при взрыве разрушается однородно, за счет тепловых процессов, происходящих в его объеме.

Для сравнения возьмем еще один режим взрыва с параметрами контура $U_0 = 40 \cdot 10^3$ В, $L = 2,85 \cdot 10^{-6}$ Гн, $C = 6 \cdot 10^{-6}$ Ф, диаметром проводника $d = 4 \cdot 10^{-4}$ м и длиной $l = 0,165$ м. Этот режим взрыва также близок к оптимальному. Время t_l для него, определенное по осциллограммам [3], $t_l \cong 0,46 \cdot 10^{-6}$ с, период контура $T = 26 \cdot 10^{-6}$ с, соответственно, $n = 56,5$. Отношение $U_0/l = 2,46 \cdot 10^5$ В/м – неравенство (12) выполняется хорошо. Проверка значения n по другим экспериментальным результатам для медных проводников также дает очень близкий результат, и это не удивительно, поскольку зависимости напряжения и тока от времени в безразмерных («приведенных») координатах при ЭВП в оптимальных режимах практически ложатся на одну кривую ввиду подобия и высокой степени повторяемости экспериментальных результатов [3]. Соответственно, совпадают и отношения T/t_l .

Из приведенных оценок хорошо просматривается смысл полученных соотношений. Из (8) и (12) следует, что при уменьшении собственной частоты разрядного контура за счет увеличения его индуктивности или емкости конденсаторной батареи, несмотря на то, что параметры формально будут оптимальными, мы можем попасть в область их значений (при $U_0/l < 2 \cdot 10^5$ В/м), в которой соотношения (1) – (3) выполняется некорректно. При этом вид осциллограммы тока и напряжения может быть похожим на получаемые при взрыве в оптимальном режиме, но проводник будет разрушаться не за счет тепловых процессов и неоднородно вдоль оси.

Условие (12) позволяет также установить граничное значение отношения длины проводника к его диаметру. Максимальный ток в проводнике до начала его испарения приблизительно равен $I_{\max} = U_0 \sqrt{C/L}$. Полагая, как и выше, что время развития МГД-неустойчивости равно альфвеновскому времени, из

$$t_A = r_w / v_A, \quad v_A = \sqrt{\frac{\mu \mu_0}{\gamma_l}} H \quad \text{и} \quad H = H_{\max} = \frac{I_{\max}}{2\pi r_w}, \quad \text{ис-}$$

пользуя (8) и условие $t_l \leq \tau_{MHD}^{(m=0)}$, получим

$$\frac{\pi}{2n} 100A \left(\frac{l_{opt}}{U_0} \right)^2 \leq 2 \frac{\pi r_w^2}{U_0 \sqrt{\mu\mu_0/\gamma_l}} \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (13)$$

Применяя для оптимальных режимов $r_w = r_{opt}$, преобразуем (13) к виду

$$\frac{l_{opt}}{d_{opt}} \leq 0,1 \sqrt{\frac{nU_0 \sqrt{L/C}}{A \sqrt{\mu\mu_0/\gamma_l}}}. \quad (14)$$

Соотношение (14) определяет «допустимое» значение отношения длины проводника к диаметру в оптимальном режиме взрыва, выше которого разрушение проводника происходит неоднородно. К сожалению, отношение (14) включает в себя параметры разрядного контура, поэтому не может носить универсального характера. Но опираясь на тот факт, что значения отношения (12) для первого режима разряда, рассчитанные по формуле и взятые из эксперимента, практически совпадают, в качестве граничного значения можно принять $l_{opt}/d_{opt} \approx 300$, получаемое из расчета и экспериментально.

При еще большем увеличении скорости ввода энергии в проводник однородность распределения поля и, соответственно, тока в проводнике при определенных условиях может нарушаться, что приводит к локализации фазовой неоднородности проводника вблизи его поверхности. Разрушение проводника при взрыве будет по-прежнему связано с тепловыми процессами, но происходить будет неоднородно по сечению. Поскольку поле проникает в проводник на глубину

$$\delta = \frac{2}{\sqrt{2\omega\sigma_0\mu\mu_0}}, \quad (15)$$

для того, чтобы исключить влияния поверхностных эффектов, достаточно потребовать

$$r_w/\delta \leq 1, \text{ или } r_w \leq \delta. \quad (16)$$

Здесь ω – частота, $\omega = 1/\sqrt{LC}$; σ_0 – начальная электропроводность, δ – толщина скин-слоя. С учетом (8) и (15), условие (16) легко преобразуется к виду

$$\frac{U_0}{l_{opt}} \leq \frac{10}{r_w} \sqrt{\frac{A}{2\sigma_0\mu\mu_0}}, \quad (17)$$

или же для оптимальных режимов

$$\frac{U_0}{l_{opt}} \leq \frac{10}{d_{opt}} \sqrt{\frac{2A}{\sigma_0\mu\mu_0}}. \quad (18)$$

Для отношения l_{opt}/d_{opt} отсюда также несложно получить

$$\frac{l_{opt}}{d_{opt}} \geq 0,1 U_0 \sqrt{\frac{\sigma_0\mu\mu_0}{2A}}. \quad (19)$$

При расчете отношения U_0/l_{opt} по (18) для режима с $U_0 = 20$ кВ значение U_0/l_{opt} превышает экспериментальное значение более чем вдвое ($5,45 \cdot 10^5$ В/м и $2,16 \cdot 10^5$ В/м соответственно), что свидетельствует о том, что нарушения однородности радиального распределения тока в проводнике нет. Отношение l_{opt}/d_{opt} во столько же раз меньше ($122,57 \text{ м}^{-1}$ и $309,25 \text{ м}^{-1}$). В режиме с $U_0 = 40$ кВ отношение $U_0/l_{opt} = 3,61 \cdot 10^5$ В/м

при экспериментальном значении $2,46 \cdot 10^5$ В/м, отношение длины проводника к диаметру дает значение $245,13 \text{ м}^{-1}$ при $(l_{opt}/d_{opt})_{exp} = 359,68 \text{ м}^{-1}$, то есть неравенство выполняется для обоих рассмотренных режимов строго.

Для определения граничных величин отношений (18) и (19) рассчитаем их в широком диапазоне параметров. Начальное напряжение будем изменять от 10 до 50 кВ, емкость от 0,1 до 12 мкФ, индуктивность от 0,1 до 12 мкГн. При $U_0 = 50$ кВ уменьшение произведения LC от $144 \cdot 10^{-12}$ до $2,5 \cdot 10^{-13} \text{ с}^2$ приводит к нарушению неравенств при значениях $U_0/l_{opt} \approx 7 \cdot 10^5$ В/м, причем с определенных значений LC отношение l_{opt}/d_{opt} «стабилизируется» на величине $l_{opt}/d_{opt} \approx 300 \text{ м}^{-1}$. При этом на более низких напряжениях неравенства (18) - (19) выполняются, но значения вычисленных U_0/l_{opt} и l_{opt}/d_{opt} становятся значительно меньше.

Таким образом, при ЭВП в оптимальных режимах разрушение проводника происходит однородно за счет тепловых процессов, если отношение начального напряжения к длине проводника лежит в диапазоне значений $2 \cdot 10^5 \leq U_0/l_{opt} \leq 7 \cdot 10^5$ В/м. Значение $l_{opt}/d_{opt} \approx 300 \text{ м}^{-1}$, по-видимому, характеризует ЭВП в оптимальных режимах в целом, учитывая расчеты этого отношения при анализе влияния МГД-неустойчивостей и скин-эффекта.

Из полученных соотношений можно сделать оценку времени достижения максимума тока при ЭВП в оптимальных режимах. Поскольку t_{max} для оптимальных режимов $t_{max} \cong T/4 = \pi/2 \cdot (LC)^{1/2}$ [3], используя (8) несложно получить

$$t_{max} = \frac{25\pi A}{2 \left(\frac{U_0}{L} \right)^2}. \quad (20)$$

Используя оценки для отношения U_0/l_{opt} , из (20) получаем $8 \cdot 10^{-7} \text{ с} \leq t_{max} \leq 10^{-5} \text{ с}$ или же $8 \cdot 10^{-7} \text{ с} \leq \pi/2 \cdot (LC)^{1/2} \leq 10^{-5} \text{ с}$. Этот результат хорошо согласуется с приведенными в [3] интервалами времени, ограничивающими область применимости выражений (1) - (3), полученными экспериментально.

Выводы. Для ЭВП в оптимальных режимах в работе получен ряд соотношений, являющихся инвариантами по отношению к изменению электротехнических параметров энергоисточника и размеров проводника. Показано, что отношение запасенной энергии к массе проводника, к его объему (при одинаковой запасенной энергии), к энергии, необходимой для его полного испарения, а также отношение волнового сопротивления к омическому начальному сопротивлению проводника зависят только от параметров, характеризующих свойства металла. При этом значения критериев Π_2 и Π_3 одинаковы для всех оптимальных режимов ЭВП вне зависимости от материала проводников. Используя эти соотношения, в работе получены некоторые граничные значения отношений U_0/l_{opt} и l_{opt}/d_{opt} , в рамках которых при ЭВП в оптимальных режимах проводник разрушается однородно за счет тепловых процессов, происходящих в его объеме.

Список литературы: 1. Русских А. Г. Исследование электрического взрыва проводников в зоне высокого давления сходящейся ударной волны / А. Г. Русских, В. И. Орешкин, А. Ю. Лабейский, С. А. Чайковский, А. В. Шишлов // ЖТФ. – 2007. – Т. 77, В. 5. – С. 35–40. 2. Орешкин В. И. Численные исследования интеграла удельного действия тока при электрическом взрыве проводников / В. И. Орешкин, С. А. Баренгольц, С. А. Чайковский // ЖТФ. – 2007. Т. 77, В. 5. – С. 108–116. 3. Кривицкий Е. В. Динамика электровзрыва в жидкости / Е. В. Кривицкий. – К.: Наукова думка, 1986. – 206 с. 4. Khainatskiy S. A. Conditions for realization of an optimum regime of the electric explosion of conductors in liquid media / S. A. Khainatskiy // Technical Physics Letters. – 2009. – Vol. 35, № 4. – P. 299–301. 5. Khainatskiy S. A. Investigations on optimal mode of electric explosion of conductors in water and air / S. A. Khainatskiy // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. – 2009. – Vol. 45, № 5. – P. 397–403. 6. Уэбб Ф. Электрические и оптические характеристики быстрого взрыва проволоки / Ф. Уэбб, Г. Хилтон, П. Левин, Э. Толлестрон // Электрический взрыв проводников. – М.: Мир, 1965. – С. 47–95. 7. Бурцев В. А. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках / В. А. Бурцев, Н. В. Калинин, А. В. Лущинский. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 288 с. 8. Колгатин С. Н. Разрушение медных проводников при протекании по ним тока плотностью, большей 10^7 А/см² / С. Н. Колгатин, М. Л. Лев, Б. П. Перегуд, А. М. Степанов, Т. А. Федорова, А. С. Фурман, А. В. Хачатурьян // Журнал технической физики. – 1989. – Т. 59, В. 9. – С. 123–133. 9. Эпельбаум Я. Г. Перегревная и гидромагнитная неустойчивости жидкого металлического цилиндра с током / Я. Г. Эпельбаум // Журнал технической физики – 1984. – Т. 54, № 3. – С. 492–503.

тоичности жидкого металлического цилиндра с током / Я. Г. Эпельбаум // Журнал технической физики – 1984. – Т. 54, № 3. – С. 492–503.

Bibliography (transliterated): 1. Russkikh A. et al. Issledovanie jelektricheskogo vzryva provodnikov v zone vysokogo davlenija shodjashhejsja udarnoj volny. Zhurnal Technicheskoy Fiziki. 77.5 (2010). pp. 35–40. 2. Oreshkin, V. Chislennye issledovanija integrala udel'nogo dejstvija toka pri jelektricheskom vzryve provodnikov. Zhurnal Technicheskoy Fiziki. 77.5 (2007). pp. 108–116. 3. Krivickij, E. Dinamika jelektrovzryva v zhidkosti. Kyiv: Naukova dumka, 1986. 206 p. 4. Khainatskiy S. Conditions for realization of an optimum regime of the electric explosion of conductors in liquid media. Technical Physics Letters. 35.4 (2009). pp. 299–301. 5. Khainatskiy, S. Investigations on optimal mode of electric explosion of conductors in water and air. Surface Engineering and Applied Electrochemistry 45.5 (2009). pp. 397–403. 6. Ujebb F., et al. Jelektricheskie i opticheskie harakteristiki bystrogo vzryva provolochek. Jelektricheskij vzryv provodnikov. Moscow: Mir, 1965. pp. 47–95. 7. Burcev, V., N. Kalinin, A. Luchinskij Jelektricheskij vzryv provodnikov i ego primenenie v jelektrofizicheskikh ustanovkah. Moscow: Jenergoatomizdat, 1990. 288 p. 8. Kolgatin S. et al. Razrushenie mednyh provodnikov pri protekanii po nim toka plotnost'ju, bol'shej 10^7 A/sm². Zhurnal Tehnicheskoy Fiziki 59.9 (1989). pp. 123–133. Print. 9. Jepel'baum, Ja. Peregrevnaja i gidromagnitnaja neustojchivosti zhidkogo metallicheskogo cilindra s tokom. Zhurnal Tehnicheskoy Fiziki 54.3 (1984): pp. 492–503.

Поступила (received) 25.01.2016

Відомості про авторів / Сведения об авторах / About the Authors

Хайнацкий Сергей Александрович, научный сотрудник; Институт импульсных процессов и технологий Национальной Академии Наук Украины, тел.: (095) 664-90-70; e-mail: Khainatskiy@mail.ru.

Khainatskiy Sergey Aleksandrovich, Researcher; Institute of Pulse Processes and Technologies of the National Academy of Sciences of Ukraine, tel.: (095) 664-90-70; e-mail: Khainatskiy@mail.ru.

УДК 621.314:621.373

А. И. ХРИСТО, Н. И. КУСКОВА

СТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ КОЛЕБАНИЙ МАГНИТНОГО ГЕНЕРАТОРА ИМПУЛЬСОВ ПРИ РАБОТЕ НА РАССОГЛАСОВАННУЮ НАГРУЗКУ

В работе рассмотрен стационарный режим колебаний одноключевого магнитно-полупроводникового генератора импульсов при работе на рассогласованную нагрузку. Проведено численное моделирование периодических электромагнитных процессов в цепях генератора. Получены аналитические выражения, позволяющие качественно и количественно описать переходный процесс на каждом интервале в отдельности. Определены условия существования режима стационарных колебаний на рассогласованной нагрузке, когда период коммутации ключа становится соизмерим с периодом затухающих колебаний электромагнитного процесса обратного перематничивания.

Ключевые слова: магнитно-полупроводниковый генератор, коммутирующий дроссель, численное моделирование.

Введение. Магнитные генераторы импульсов (МГИ) представляют класс электрических схем, предназначенных для получения импульсов на основе использования нелинейных свойств ферромагнитных сердечников [1-3]. Наиболее значимыми в развитии теории и разработки магнитных и магнитно-полупроводниковых генераторов импульсов являются работы таких ученых, как Гарбер И.С., Розенблат М.А., Меерович Л.А. [4-6]. Ними рассмотрены такие процессы как, резонансный заряд конденсатора

первого звена сжатия, намагничивание и перематничивание сердечника коммутирующего дросселя, передача энергии в звене при насыщении сердечника и др. Однако полученные аналитические выражения применимы только для случая однонаправленной передачи энергии от генератора в нагрузку, что ограничивает их применение.

В недавней работе [7] выполнен анализ формирования импульса в согласующем оконечном узле магнитного генератора импульсов, где используется