

Сравнительное моделирование режимов коммутации взрывомагнитных генераторов магнитодинамическими размыкателями тока из меди и алюминия с учетом упругопластических свойств материалов

© А.А. Базанов, А.В. Ивановский, А.И. Панов,
А.В. Самодолов, С.С. Соколов, В.Ш. Шайдуллин

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607188 Саров, Нижегородская обл., Россия,
e-mail: aab@elph.vniief.ru

(Поступило в Редакцию 16 февраля 2016 г. В окончательной редакции 11 июля 2016 г.)

Представлены результаты компьютерного моделирования работы магнитодинамических открывающих ключей при их использовании в качестве второго каскада формирования импульса тока взрывомагнитных генераторов. Моделирование проводилось в условиях, когда плотность энергии магнитного поля на поверхности коммутационного проводника от протекающего по нему тока близка, но еще не превышает критического значения, характерного для начала процесса электровзрыва. В расчетной модели использовались параметры экспериментально отработанного образца спирального взрывомагнитного генератора, способного запасать в накопительном индуктивном контуре энергию до 2.7 МДж и снабженного первичным взрывным каскадом формирования импульса тока. Показано, что как выбор материала коммутационного проводника, так и его упругопластические свойства существенно влияют на быстродействие коммутатора. Приведены сравнительные результаты расчетного моделирования для меди и алюминия.

DOI: 10.21883/JTF.2017.06.44518.1760

Введение

Для мультимегаамперных импульсных источников тока, таких как взрывомагнитные генераторы (ВМГ), существует до сих пор неразрешенная в полной мере проблема. Обладая большим энергозапасом, они имеют ограниченные возможности для быстрой передачи энергии в нагрузку. Причем наибольшие трудности возникают, когда речь идет о временах субмикросекундного диапазона. Это связано с трудностью создания открывающих ключей, способных за столь короткое время разрывать силовоточный электрический контур [1]. Между тем потребность в использовании таких ключей возникает при проведении исследований в области физики высоких плотностей энергии (например, для генерации мощных потоков мягкого рентгеновского излучения).

Для решения этой проблемы в работах [2,3] предложено использовать магнитодинамический размыкатель (МДР), устанавливаемый в качестве выходного каскада обострения импульса тока ВМГ. Принцип действия МДР основан на быстром развитии краевых магнитогидродинамических (МГД) неустойчивостей, возникающих под влиянием давления магнитного поля на искусственно вносимых в коммутационный проводник локальных неоднородностях, что приводит к его рассечению и выведению магнитного потока через разрывы.

В работе [2] расчетное моделирование процесса коммутации МДР выполнялось в МГД приближении, т.е. не учитывались упругопластические свойства материала коммутатора. Это ограничивало точность получаемых результатов. Кроме того, расчеты проводились только

для коммутационных элементов МДР, выполненных из меди. Тогда как весьма перспективным для применения может оказаться алюминий, который также обладает достаточно высокой проводимостью и в то же время значительно легче меди, что должно ускорять процесс коммутации. Устранению этих пробелов посвящена настоящая работа.

1. Техническое решение устройства ВМГ—МДР, использованное для расчетного моделирования

Техническое решение устройства представлено на рис. 1, а (см. [3]). Устройство содержит спиральный ВМГ, снабженный первичным взрывным размыкателем тока (изображен в виде переменного сопротивления $R(t)$) и магнитодинамический размыкатель в качестве второго каскада формирования импульса тока. МДР представляет собой присоединенные к источнику и к индуктивной нагрузке 2 коаксиальные электроды 3 и 4, а также шунтирующий их проводник 1, установленный в вакуумной полости между электродами. Поверхность проводника 1 имеет одну или ряд последовательно расположенных кольцевых проточек 5, которые образуют на проводнике один или ряд тонкостенных перемычек 6. Коммутацию с помощью МДР осуществляют, инициируя развитие краевых магнитогидродинамических неустойчивостей на локальных неоднородностях шунтирующего проводника, вызывающих его разрушение. Локальные неоднородности располагаются на краях перемычек

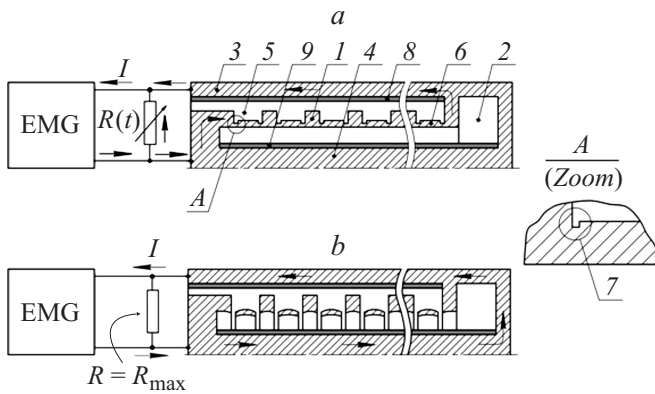


Рис. 1. Техническое решение устройства ВМГ–МДР.

(в углах проточек), так как в этих областях имеет место наибольший градиент изменения свойств среды. Для усиления неоднородностей на края перемычек могут быть нанесены насечки 7. Поверхности электродов 3 и 4 облицованы изоляторами 8 и 9.

Устройство работает следующим образом. При инициировании ВМГ начинает генерировать нарастающий ток. Этот ток первоначально замкнут через коммутационный элемент $R(t)$ взрывного размыкателя, сопротивление которого пока невелико $R(t) \sim 0$. В момент достижения максимума тока его проводник разрывается зарядом взрывчатого вещества. Сопротивление на разрыве нарастает до максимального значения R_{\max} . В результате ток ВМГ переключается в контур МДР. На перемычки 6 начинает действовать давление магнитного поля от протекающего по шунтирующему проводнику I тока. Перемычки начинают сдвигаться радиально внутрь и истончаться по краям. Наличие краевых неоднородностей вызывает повышенное энерговыделение в этих областях за счет локального роста плотности тока, что приводит к ускоренному плавлению материала, развитию МГД неустойчивостей, электровзрыву материала и выносу вещества под действием давления магнитного поля. В результате проводник 1 оказывается разрезанным на части (рис. 1, б). Через разрывы проводника магнитный поток поступает в нагрузку 2 и происходит переключение тока. Количество перемычек 6 определяется уровнем электрического напряжения, которое необходимо удержать при срабатывании размыкателя. Чем больше перемычек, тем выше уровень допустимого напряжения.

В процессе коммутации изолятор 8 предотвращает возникновение пробоя, шунтирующего размыкаемый проводник, а изолятор 9 предотвращает возникновение пробоя, шунтирующего нагрузку.

2. Физические особенности работы МДР

Быстродействие МДР определяется скоростью развития МГД неустойчивостей в месте расплавления перемычек и возрастает с ростом давления магнитного поля.

Известно, что при плавлении металлов имеет место скачкообразное падение их электропроводности, которая (с учетом ее дополнительного уменьшения в процессе нагрева проводника до точки плавления) изменяется в несколько раз по сравнению с электропроводностью при 0°C . Поскольку для электропроводности металлов в первом приближении справедливо соотношение (см. [4])

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + \theta q}, \quad (1)$$

то значительное падение электропроводности означает

$$\theta q > 1, \quad (2)$$

где σ_0 — электропроводность при 0°C , θ — тепловой коэффициент, q — прирост удельной энергии. При соблюдении условия (2) в системах импульсной мощности энергия, выделяющаяся в единице объема поверхностного слоя проводника, совпадает в любой момент времени с плотностью энергии магнитного поля вблизи этой поверхности с точностью до коэффициента, близкого к единице [4]. Плотность этой энергии не должна превышать уровня электровзрыва материала проводника. Таким образом, максимальное быстродействие размыкателя имеет место при значении напряженности магнитного поля $H = H_m$, соответствующей удельной энергии q_m начала электровзрыва перемычек 6:

$$\frac{1}{2} \mu_0 H_m^2 \approx q_m. \quad (3)$$

Здесь μ_0 — постоянная магнитной проницаемости. Откуда находим

$$H_m \approx \sqrt{\frac{2q_m}{\mu_0}}. \quad (4)$$

Из сказанного следует, что максимальное быстродействие магнитодинамического ключа определяется указанной величиной H_m . Для меди $H_m \sim 149$ МА/м, а для алюминия $H_m \sim 142$ МА/м. Уровень давления магнитного поля такой напряженности сопоставим по величине с газокINETическим давлением современных взрывчатых веществ. Как видим, для алюминия и меди предельно допустимые значения напряженностей магнитного поля близки. Однако плотность алюминия значительно ниже плотности меди. Это означает, что магнитодинамические размыкатели, выполненные из алюминия, могут обладать существенно большим быстродействием по сравнению с медными.

Отметим, что из связи $2\pi r H_m = I_m$ (I_m — ток в шунтирующем проводнике открывающего ключа, r — радиус перемычек) следует:

$$\frac{I_m}{r} \approx 2\pi \sqrt{\frac{2q_m}{\mu_0}}. \quad (5)$$

Для меди, например, имеем $I_m/r \sim 0.94$ МА/мм, а для алюминия $I_m/r \sim 0.9$ МА/мм. Необходимое значение H_m всегда обеспечивается за счет выбора подходящего радиуса проводника r . При этом высокая

линейная плотность тока означает значительно бóльшую радиальную компактность магнитодинамического открывающего ключа по сравнению с традиционными электровзрывными или взрывными ключами. А высокая напряженность магнитного поля обеспечивает лучшее подавление пробойных явлений.

3. Расчетная модель

Расчетное моделирование работы открывающего ключа выполнялось в двумерном осесимметричном приближении. Расчеты проводились как в чисто магнитогидродинамическом приближении на эйлеровой сетке, как в работе [2], так и с учетом упругопластических свойств материала МДР в лагранжевой системе координат по методике, изложенной в [5,6]. Обобщенная система уравнений движения сплошной среды, охватывающая оба этих случая, представлена ниже:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{u}) = 0, \\ \rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla P + \operatorname{div}(\mathbf{S} \mathbf{k}) + \mathbf{j} \times \mathbf{H}, \\ \rho \left(\frac{\partial q}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla q \right) = -P \operatorname{div}(\mathbf{u}) + S_p(\mathbf{SD}) + \frac{j^2}{\sigma}, \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \\ \nabla \times \mathbf{H} = 4\pi \mathbf{j}, \\ \mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{H}), \\ P = P(\rho, T); \quad q = q(\rho, T), \\ \sigma = \sigma(\rho, T). \end{cases} \quad (6)$$

Здесь ρ — массовая плотность вещества, T — температура, \mathbf{u} — скорость вещества, P — давление, \mathbf{j} , \mathbf{H} , \mathbf{E} — векторы плотности тока, магнитного и электрического полей, σ — электрическая проводимость, q — удельная энергия вещества (энергия в единице массы), $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ — вектор с единичными компонентами по осям пространственных координат, S — девиатор тензора упругопластических напряжений с компонентами:

$$S_{ij} = \sigma_{ij} - \sigma_0 \delta_{ij}, \quad (7)$$

σ_{ij} — компоненты тензора напряжений (индексы i, j в декартовой системе координат пробегают значения x, y, z , соответствующие координатным осям), δ_{ij} — символ Кронекера, $\sigma_0 = (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})/3$ — среднее нормальное напряжение, \mathbf{D} — тензор скоростей деформации с компонентами ε_{ij} (точка сверху обозначает производную по времени), ε_{ij} — компоненты тензора деформаций:

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon}_{xx} &= \frac{\partial u_{xx}}{\partial x}, & \dot{\varepsilon}_{yy} &= \frac{\partial u_{yy}}{\partial y}, & \dot{\varepsilon}_{zz} &= \frac{\partial u_{zz}}{\partial z}, \\ \dot{\varepsilon}_{xy} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_{xx}}{\partial y} + \frac{\partial u_{yy}}{\partial x} \right), & \dot{\varepsilon}_{xz} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_{zz}}{\partial x} + \frac{\partial u_{xx}}{\partial z} \right), \end{aligned}$$

$$\dot{\varepsilon}_{yz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_{yy}}{\partial z} + \frac{\partial u_{zz}}{\partial y} \right), \quad (8)$$

$S_p(\mathbf{SD})$ — первый инвариант тензора \mathbf{SD} :

$$\begin{aligned} S_p(\mathbf{SD}) &= S_{xx} \dot{\varepsilon}_{xx} + S_{yy} \dot{\varepsilon}_{yy} + S_{zz} \dot{\varepsilon}_{zz} \\ &+ S_{xy} \dot{\varepsilon}_{xy} + S_{xz} \dot{\varepsilon}_{xz} + S_{yz} \dot{\varepsilon}_{yz}. \end{aligned} \quad (9)$$

При решении системы уравнений (6) учитывалась известная зависимость скоростей деформации от компонент напряжения (см., например, [7]):

$$\frac{d\varepsilon_{ij}}{dt} - \frac{\delta_{ij}}{3} \frac{d\chi}{dt} = \frac{1}{2G} \frac{dS_{ij}}{dt} + S_{ij} \frac{d\lambda}{dt}, \quad (10)$$

где $\chi = \ln(\rho_0/\rho)$, ρ_0 — начальная плотность, G — модуль сдвига, $d\lambda = (d\varepsilon_{ij})_{PL}/(\sigma_{ij} - \sigma_0)$ (полагается, что при пластической деформации величина $d\lambda$ не зависит от i, j).

При $\mathbf{S} = 0$ система уравнений (6) переходит в модель одножидкостной магнитной гидродинамики.

К системе уравнений (6) добавлялись уравнения, описывающие электрический контур ВМГ на завершающей стадии магнитной кумуляции с подключенным к нему магнитодинамическим размыкателем. Электрическая схема такого контура представлена на рис. 2.

Соответствующие уравнения сведены в систему (11):

$$\begin{cases} L_G \frac{dI_G(t)}{dt} + R(t)I_R(t) = 0, \\ R(t)I_R(t) = L_T \frac{dI_S(t)}{dt} - U_S(t), \\ I_G(t) = I_S(t) + I_R(t), \\ U_S = -\frac{d}{dt} \left(\int_S H_\varphi dS \right), \\ I_G(0) = I_0, \quad I_R(0) = I_0, \quad I_S(0) = 0. \end{cases} \quad (11)$$

На схеме и в уравнениях введены обозначения: U_S — падение напряжения на МДР; $I_G(t)$, $I_R(t)$, $I_S(t)$ — токи через индуктивный накопитель ВМГ, через сопротивление $R(t)$ первичного взрывного каскада обострения тока и через шунтирующий проводник МДР соответственно; H_φ — напряженность магнитного поля в МДР, которая имеет только азимутальную составляющую; I_0 — ток, протекающий в контуре ВМГ на момент завершения процесса магнитной кумуляции.

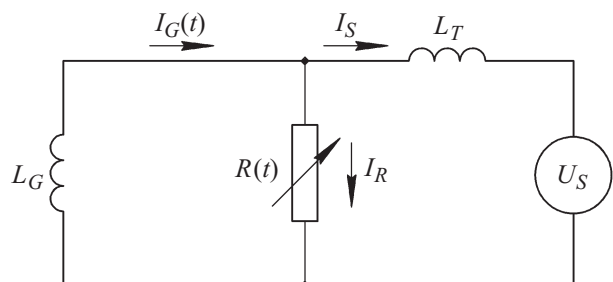


Рис. 2. Электрический контур ВМГ–МДР.

Расчеты проводились для МДР, выполненных из меди и алюминия. Причем в магнитогидродинамическом приближении — только для меди с использованием уравнения состояния и зависимости проводимости от удельной энергии и плотности материала из работы [8]. В случае упругопластической модели использовались уравнения состояния и функции проводимости алюминия и меди, взятые из работ [9–11].

Для расчетного моделирования была выбрана геометрия МДР с одним размыкаемым элементом (перемычкой). Это связано с желанием исключить при постановке первых экспериментов влияние технологического разброса размеров коммутационных элементов на получаемые результаты. Такой подход дает возможность наиболее „чистого“ сопоставления теории и опыта. В дальнейшем предполагается поэтапно совершить переход к многоэлементным коммутаторам, обеспечивающим большую электропрочность МДР.

Расчетная геометрия МДР представлена на рис. 3 и в табл. 1.

Толщина стенки кольцевого коммутационного элемента в расчетах варьировала за счет изменения радиуса R_4 . Изолятор, представленный на рис. 3, моделировался в расчетах как область пространства, в которой запрещены процессы переноса.

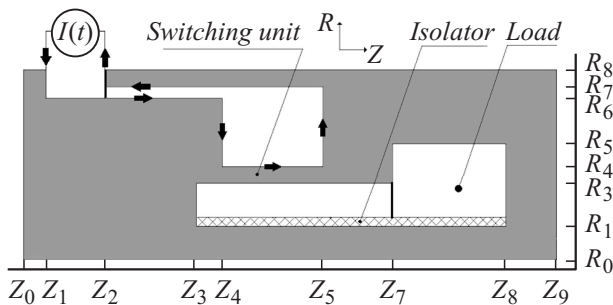


Рис. 3. Геометрия одноэлементного МДР.

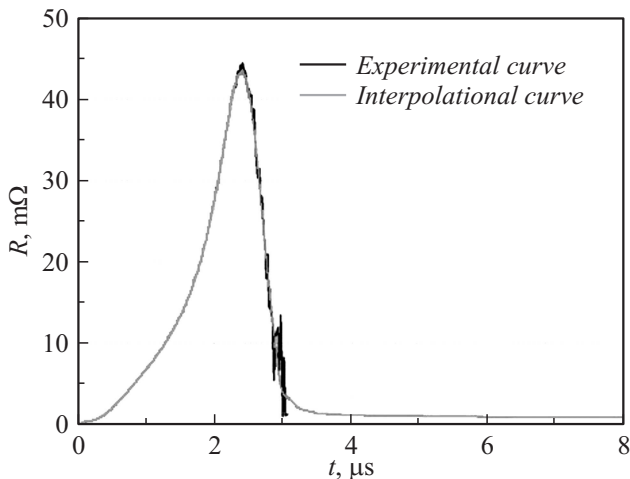


Рис. 4. Зависимость сопротивления взрывного коммутатора от времени.

Таблица 1. Геометрия одноэлементного МДР (рис. 3)

Размеры вдоль оси симметрии, mm								
Z ₀	Z ₁	Z ₂	Z ₃	Z ₄	Z ₅	Z ₇	Z ₈	Z ₁₀
0	10	16	10	19	27	36	43	53
Радиальные размеры, mm								
R ₀	R ₁	R ₃	R ₄	R ₅	R ₆	R ₇	R ₈	
0	5	9.2	9.6–10.0	15	16	21	30	

В качестве источника энергии в расчетах использовалась модель экспериментально отработанного спирального ВМГ [12], который генерировал в накопительной индуктивности $L_G = 37$ нН ток амплитудой $I_G(0) = I_R(0) = 12$ МА. Причем предполагалось, что указанный ВМГ снабжен первичным взрывным коммутатором тока, зависимость сопротивления от времени которого приведена на рис. 4. Индуктивность передающей линии L_T полагалась равной 15 нН. Индуктивность нагрузочной части в соответствии с геометрией, приведенной на рис. 3, составляла ~ 5 нН.

4. Особенности расчетного моделирования с учетом упругопластических свойств материалов

Для учета упругопластических свойств материалов использовалась модель сдвиговой прочности, разработанная Б.Л. Глушаком применительно к расчетам высокоскоростного деформирования металлов в ударных волнах [13]. Помимо этого учитывались процессы повреждения и компактирования разрушенных материалов при импульсных воздействиях [14].

В соответствии с [13] полагалось, что предел текучести металлов Y_S является функцией трех параметров — пластического сдвига ϵ_{sh} (деформационное упрочнение), давления P (компрессионное упрочнение) и температуры T (термическое разупрочнение):

$$Y_S(\epsilon_{sh}, P, T) = Y_0 Y_1(\epsilon_{sh}, T) Y_2(P) Y_3(T), \tag{12}$$

$$Y_1(\epsilon_P, T) = \left[1 + a \left(1 - f \left(\frac{T}{T_m} \right)^k \right) \right] \times (1 - g \text{Exp}(-z \epsilon_{sh})), \tag{13}$$

$$Y_2(P) = 1 + bP^n, \tag{14}$$

$$Y_3(P) = 1 - d(T/T_m). \tag{15}$$

Коэффициент Пуассона ν аппроксимировался следующей зависимостью от температуры:

$$\nu = \begin{cases} \nu_0 (1 + c(T/T_m)^h), & T < T_m, \\ 0.5, & T \geq T_m. \end{cases} \tag{16}$$

Таблица 2. Параметры модели сдвиговой прочности

	Y_0 , GPa	b , GPa $^{-1}$	f	a	k	g	T_m , K	ν_0	z	n	c	m	h	d
Al	0.27	0.16	1	1.4	5	1	933	0.268	1	1	0.86	1	1	1
Cu	0.077	0.11	1	0.6	5	1	1356	0.35	1	1	0.44	1	1	1

Модуль сдвига вычислялся по формуле

$$G = \frac{3K(1 - 2\nu)}{2(1 + \nu)}. \quad (17)$$

Выше в (8)–(13) введены обозначения: T_m — температура плавления, $K = \rho C_S^2$ — модуль объемного сжатия, C_S — объемная скорость звука. Параметры модели сдвиговой прочности Y_0 , a , f , k , g , z , b , d , n , m , ν_0 , c , h для рассматриваемых материалов приведены в табл. 2.

При работе конструкций, подвергающихся в процессе их эксплуатации воздействию интенсивных импульсных нагрузок, актуальными являются вопросы повреждения материалов и их разрушения. Для учета этих факторов при численном моделировании работы устройства была использована феноменологическая модель кинетики зарождения, развития и уменьшения поврежденности в твердых материалах, подвергающихся воздействию импульсных нагрузок, а также компактирования разрушенных материалов под действием сил сжатия [14]. В общем случае, уравнения этой модели можно представить в следующем виде:

$$\frac{d\omega}{dt} = (\omega_{cr} - \omega)g_1(P_S, S_{ij}, T, \dot{\epsilon}, \beta) + \omega g_2(P_S, S_{ij}, T) - \omega g_3(P_S, S_{ij}, T), \quad (18)$$

$$\frac{d\beta}{dt} = \frac{\beta^\alpha}{1 - \beta} g_4(P_S, S_{ij}, T, \dot{\epsilon}_{sh}, \epsilon_{sh}, \omega) + \beta g_5(P_S, S_{ij}, T, \dot{\epsilon}_{sh}, \omega) + \beta g_6(P_S, S_{ij}, T, \dot{\epsilon}_{sh}, \epsilon_{sh}, \omega), \quad (19)$$

где ω — мера поврежденности материала за счет образования пор, ω_{cr} — ее критическое значение (параметр среды), P_S — давление в матрице сплошного материала, $\dot{\epsilon}$ — скорость деформаций, β — мера поврежденности за счет образования микротрещин, ϵ_{sh} — интенсивность сдвиговых пластических деформаций, $\dot{\epsilon}_{sh}$ — скорость сдвиговых деформаций, α — показатель нелинейности, g_1 , g_2 , g_3 , g_4 , g_5 , g_6 — функциональные зависимости для развития разных стадий поврежденности.

Уравнение состояния для поврежденной среды, содержащей пустоты в материале, задается следующим образом [15]:

$$P(\rho, E, \omega) = (1 - \omega)P_S(\rho_S, E_S) = (1 - \omega)P_S\left(\frac{\rho}{1 - \omega}, E\right), \quad (20)$$

где $P_S(\rho_S, E_S) = P_S(\rho/(1 - \omega), E)$ — уравнение состояния сплошного вещества, $\rho_S = \rho/(1 - \omega)$ — плотность матрицы сплошного вещества, ρ — средняя плотность материала с учетом его поврежденности, $E = E_S$ — удельная внутренняя энергия материала.

Зарождение поврежденности материала при действии растягивающих напряжений описывается следующей зависимостью для функции $g_1(P_S, \mathbf{S}, T, \dot{\epsilon}, \beta)$:

$$g_1 = \frac{F_1 \dot{\epsilon} H(F_1)}{f_1(T)P_1 + 2(Y - J_2(\mathbf{S}))(1 - \beta)/3}, \quad (21)$$

где $F_1 = -P_S - f_1(T)P_h + 2(J_2(\mathbf{S}) - f_2(T)Y)/3$, P_1 — нормированное давление (параметр среды), P_h — пороговое давление, выше которого в среде не происходит образования новых пор, $P_S = P(\rho_S, E)$ — давление при расширении матрицы сплошного материала ($P_S < 0$), H — единичная функция Хевисайда, Y — предел текучести при начальных условиях, β — мера поврежденности материала при сдвиговых деформациях, $\dot{\epsilon} = \text{div}(\mathbf{u})$, $f_1(T)$, $f_2(T)$ — температурные поправки;

$$J_2(\mathbf{S}) = \frac{\sqrt{\frac{3}{2} \sum_{i,j} S_{ij} \cdot S_{ij}}}{(1 - \omega)(1 - \beta)} \quad (22)$$

— второй инвариант девиатора тензора напряжений для неповрежденного материала (в данном случае компоненты S_{ij} учитывают поврежденность, которая исключается введением корректирующих коэффициентов в знаменатель выражения).

Развитие микроповрежденности при действии растягивающих напряжений определяется следующей зависимостью для функции $g_2(P_S, \mathbf{S}, T)$:

$$g_2 = \frac{3F_2 H(F_2)}{4f_1(T)\eta + 2(Y - J_2(\mathbf{S}))\tau_0/3}, \quad (23)$$

где $F_2 = -P_S - f_1(T)P_g + 2(J_2(\mathbf{S}) - f_2(T)Y)/3$, P_g — пороговое давление, выше которого в среде не происходит роста пор, P_S — давление при расширении матрицы сплошного материала ($P_S < 0$), η — эффективная вязкость материала, τ_0 — характерное время развития микроповрежденностей.

Под действием сжимающих напряжений может происходить частичное уменьшение меры поврежденности, которое описывается функцией $g_3(P_S, \mathbf{S}, T)$:

$$g_3 = \frac{3F_3(P_S + 2J_2(\mathbf{S}))/3}{(4\eta f_1(T) + 2(Y - J_2(\mathbf{S}))\tau_0/3)} \times (P_S + 2J_2(\mathbf{S}))/3 H(F_3), \quad (24)$$

где $F_3 = P_S - f_1(T)P_g + 2(J_2(\mathbf{S}) - f_2(T)Y)/3$, P_g — пороговое давление, ниже которого в среде не происходит сжатия пор, P_S — давление при сжатии матрицы сплошного материала ($P_S > 0$).

Зарождение поврежденности материала на сдвиговых пластических деформациях задается с помощью функции $g_4(P_S, \mathbf{S}, T, \dot{\varepsilon}_{sh}, \omega)$:

$$g_4 = F_4 \dot{\varepsilon}_{sh}(\bar{T}, t) f_2(T) H(F_4) \times \left(1 - \frac{P_S + 2J_2(\mathbf{S})/3}{f_1(T)P_{com} + 2Y/3} \right) \frac{J_2(\mathbf{S})}{Y(1-\omega)/\omega_{cr}}, \quad (25)$$

где

$$F_4 = \varepsilon_{sh}(\bar{T}, t) - \varepsilon_0(\rho/\rho_0)^3, \\ \dot{\varepsilon}_{sh}(\bar{T}, t) = \frac{\dot{\varepsilon}_p(1 + \cos(\pi\bar{T}^l))}{1 + \cos(\pi\bar{T}_0^l)} + \varepsilon_{sh}(\bar{T}, t) \dot{f}(\bar{T}, t), \quad (26)$$

$\varepsilon_{sh}(\bar{T}, t)$ — остаточные деформации с учетом тепловой наследственности:

$$\varepsilon_{sh}(\bar{T}, t) = \int \dot{\varepsilon}_{sh}(\bar{T}, t) dt,$$

$f(T, t)$ — функция тепловой наследственности:

$$\dot{f}(T, t) = - \frac{\pi l T^{l-1} \dot{T} H(\dot{T}) H(1-T) \sin(\pi T^l(t))}{(1 + \cos(\pi\bar{T}_0^l))}, \quad (27)$$

$\bar{T} = T/T_f$, $\bar{T}_0 = T_0/T_{0f}$, T — текущая температура, T_f — температура плавления в рассматриваемом напряженно-деформированном состоянии, T_0 — температура материала при начальных условиях, T_{0f} — температура плавления в начальных условиях, ε_0 , P_{com} — параметры модели для конкретного материала, соответствующие предельной сдвиговой пластической деформации и давлению компактирования для формируемых микротрещин, l — безразмерный параметр модели, зависящий от материала, $\dot{\varepsilon}_p$ — интенсивность скорости пластической деформации:

$$\dot{\varepsilon}_p = \sqrt{\frac{2}{3} \left(\sum_{i,j} \dot{\varepsilon}_{ij}^p \dot{\varepsilon}_i^p \right)}, \quad (28)$$

$\dot{\varepsilon}_{ij}^p$ — компоненты девиатора тензора скоростей пластической деформации:

$$\dot{\varepsilon}_j^p = \begin{cases} \frac{3S_{ij}}{2Y_S^2} \sum_{k,l} S_{kl} \dot{\varepsilon}_{kl}, & \text{если} \\ \sum_{k,l} S_{kl} \dot{\varepsilon}_{kl} \geq 0 & \text{и} \quad \sqrt{\frac{3}{2} \sum_{i,j} S_{ij} S_{ij}} \geq Y_S; \\ 0, & \text{если} \\ \sum_{k,l} S_{kl} \dot{\varepsilon}_{kl} > 0 & \text{и} \quad \sqrt{\frac{3}{2} \sum_{i,j} S_{ij} S_{ij}} < Y_S. \end{cases} \quad (29)$$

$\dot{\varepsilon}_{ij}$ — компоненты девиатора тензора скоростей деформации:

Развитие поврежденности материала на сдвиговых деформациях описывается следующей зависимостью для функции $g_5(P_S, \mathbf{S}, T, \dot{\varepsilon}_{sh}, \omega)$:

$$g_5 = c_n \dot{\varepsilon}_{sh} F_5 \frac{J_2(\mathbf{S}) f_2(T)}{Y(1-\omega/\omega_{cr})} H(F_5), \quad (31)$$

$$F_5 = 1 - \frac{P_S + 2J_2(\mathbf{S})/3}{f_1(T)P_{com} + 2Y/3},$$

где c_n — параметр модели для конкретного материала соответствующий скорости изменения меры поврежденности на сдвиговых деформациях.

С помощью функции $g_6(P_S, \mathbf{S}, T, \dot{\varepsilon}_{sh}, \varepsilon_{sh}, \omega)$ учитывается уменьшение поврежденности материала на сдвиговых пластических деформациях. Она имеет вид

$$g_6 = c_n \dot{\varepsilon}_{sh} \varepsilon_{sh} F_6 \frac{J_2(\mathbf{S})}{Y} H(F_6) H(\omega_{cr} - \omega), \quad (32)$$

$$F_6 = f_2(T) - \frac{P_S + 2J_2(\mathbf{S})/3}{f_1(T)P_{com} + 2Y/3}.$$

Процесс компактирования разрушенного материала зависит от интенсивности давления и его температуры в данный момент времени. Уравнение для моделирования этого процесса представлено в следующем виде

$$\omega = \frac{1}{2} \omega_0 (1 + \cos(\pi a^2)), \quad (33)$$

где

$$a = \min \left(1, \frac{P}{f_1(T)P_k} \right),$$

ω_0 , P_k — параметры модели, соответствующие предельной мере пористости и давлению компактирования, P — давление в материале с учетом пористости, вычисленное по уравнению состояния поврежденной среды.

Использованные значения параметров модели кинетики зарождения и развития поврежденности приведены в табл. 3.

5. Результаты расчетного моделирования

Результаты расчетного моделирования для МДР, изготовленного из меди, который запитывается от СВМГ с указанными ранее электрофизическими характеристиками, представлены на рис. 5. Штриховые кривые соответствуют МГД приближению, сплошные — МГД приближению с учетом упругопластических свойств материалов.

Из рис. 5 видно, что если не учитывать упругопластические эффекты, то это приводит к существенному сдвигу начала коммутации (она начинается раньше) и к большей скорости нарастания тока в нагрузке, давая излишне оптимистичный прогноз по быстродействию размыкателя. Поэтому в дальнейшем в расчетах была использована упругопластическая модель коммутации.

Таблица 3. Параметры модели кинетики поврежденности материалов

	ω_{cr}	P_h, GPa	P_g, GPa	$\eta, \text{Pa} \cdot \text{s}$	P_1, GPa	$\tau_0, 10^{-5} \cdot \text{s}$	c_n	ε_0	α	P_{com}, GPa	ω_0	P_k, GPa	l
Cu	0.15	0.17	0.1	100	0.04	1	2.5	0.4	0.1	6	0.43	32	1.1
Al	0.15	0.2	0.1	75	0.4	1	3.5	0.55	0.1	10	0.43	5	0.9

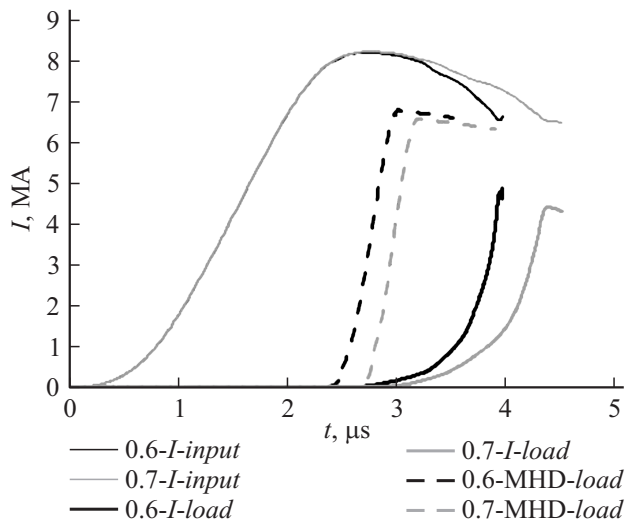


Рис. 5. Результаты расчетного моделирования МДР из меди: 0.6 — толщина стенки цилиндрической коммутационной перемычки, mm; input — ток на входе МДР; Load — ток в нагрузке; MHD — расчет в МГД приближении.

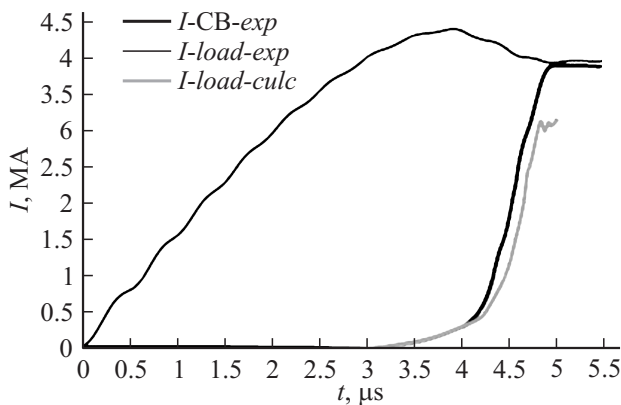


Рис. 6. Расчетные и экспериментальные кривые переключения тока в нагрузку с помощью МДР, полученные на конденсаторной установке.

При применении упругопластической модели проявляется эффект срезания тока в нагрузке (рис. 5, сплошные кривые), который не достигает своего максимально возможного значения, как это имеет место в МГД приближении. Если исходить из того, что этот эффект не является чисто счетным, связанным со слипанием линий лагранжевой сетки вследствие образования истонченных плазменных оболочек в процессе коммутации, то наблюдаемое различие амплитудных значений токов в нагрузке

следует отнести на счет специфических особенностей уравнений состояния, используемых в каждой из этих моделей. В пользу последнего говорит то, что перепределение лагранжевой сетки в процессе расчетного моделирования не позволило устранить срезание тока в упругопластической модели. Кроме того, применяемые в упругопластической модели уравнения состояния из работ [9–11] могут давать завышенные значения проводимости плазмы на завершающей стадии коммутации, поскольку в расчете не учитываются тепловые потери энергии плазмы (проводимость плазмы, как известно, возрастает с ростом температуры). Завышенные значения проводимости плазмы могут приводить к шунтирующему нагрузке электрическому разряду, т.е. к указанному срезанию тока.

Корректность применения упругопластической расчетной модели была проверена путем сопоставления результатов расчетного моделирования с результатами серии из трех экспериментов, выполненных на конденсаторной установке, генерировавшей ток амплитудой до 4.5 MA с фронтом нарастания $\sim 4 \mu\text{s}$. Как показало сравнение, расчетное срезание тока в нагрузке имело место в одном из трех экспериментов. При этом во всех трех опытах расчетные и экспериментальные кривые нарастания тока в нагрузке удовлетворительно совпадали до наступления момента расчетной отсечки (шунтирования) тока (рис. 6). Можно так же отметить, что МГД приближение с учетом упругопластических свойств материалов и с учетом поврежденности материалов и компактирования разрушенных материалов

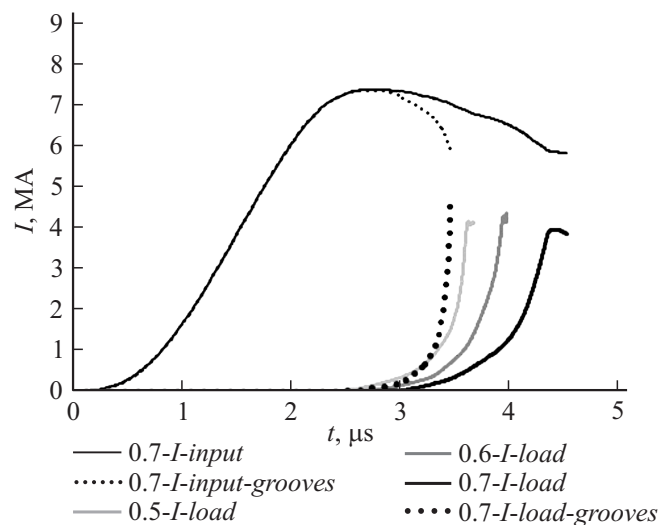


Рис. 7. Результаты расчетного моделирования МДР из меди. grooves — насечки, остальное как на рис. 6.

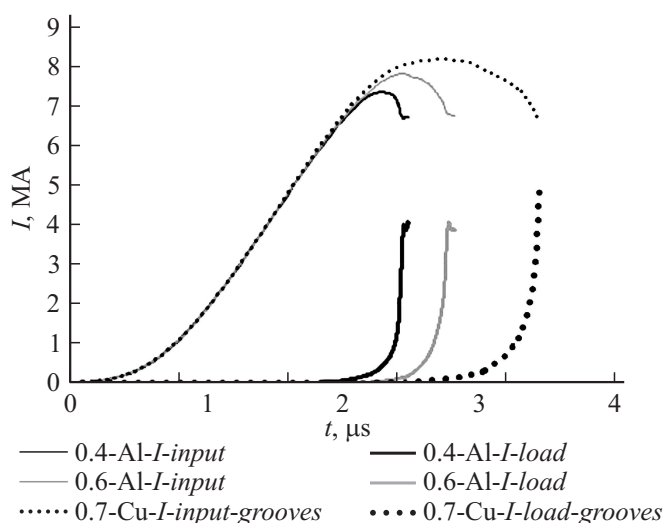


Рис. 8. Результаты расчетного моделирования МДР из алюминия и меди: Al — алюминий, Cu — медь, grooves — насечки, остальное как на рис. 6.

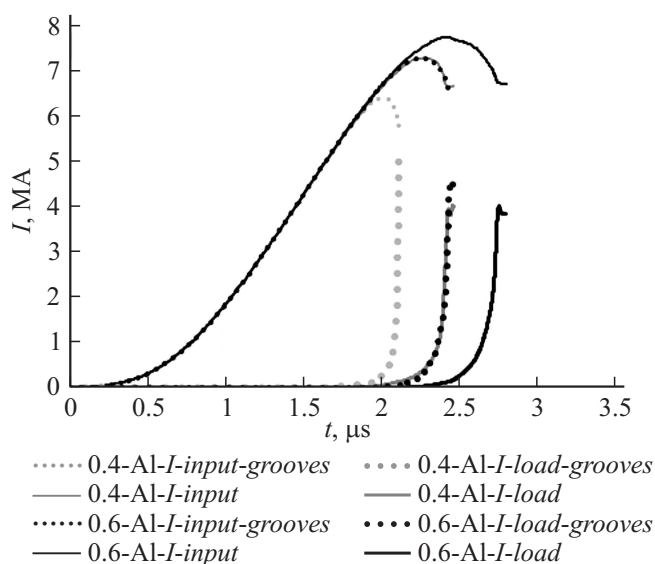


Рис. 9. Результаты расчетного моделирования МДР из алюминия с насечками на коммутационном элементе размером 0.16×0.16 mm.

при импульсных воздействиях ранее успешно применялось для численного моделирования работы взрывного размыкателя тока [16,17] по лагранжевой методике на неструктурированных многоугольных сетках [5,6], что позволило с хорошей точностью численно описывать работу таких устройств.

Таким образом, можно сделать вывод, что упруго-пластическая расчетная модель и использованные в ней уравнения состояния позволяют вполне адекватно описать процесс коммутации МДР и даже предсказать возможность развития шунтирующего на нагрузку электрического пробоя (как увидим, в дальнейшем последнее справедливо не только для меди, но и для алюминия).

Поэтому в дальнейшем все расчеты выполнялись с использованием именно этой модели.

Что касается пробоя, то с ним можно бороться, увеличивая количество коммутационных элементов МДР. Однако на начальном этапе исследований, как указывалось ранее, было принято решение не усложнять задачу.

Повышения быстродействия МДР можно добиться путем нанесения на края коммутационного элемента кольцевых насечек, так как это ускоряет развитие локальных МГД неустойчивостей, рассекающих проводник. На рис. 7 приведен результат расчетного моделирования для этого случая при толщине коммутационного элемента 0.7 mm (пунктир). Оказалось, что такая толщина обеспечивает максимальное быстродействие медного МДР. Насечки представляли собой кольцевые проточки размером 0.16×0.16 mm. Здесь же для сравнения пока-

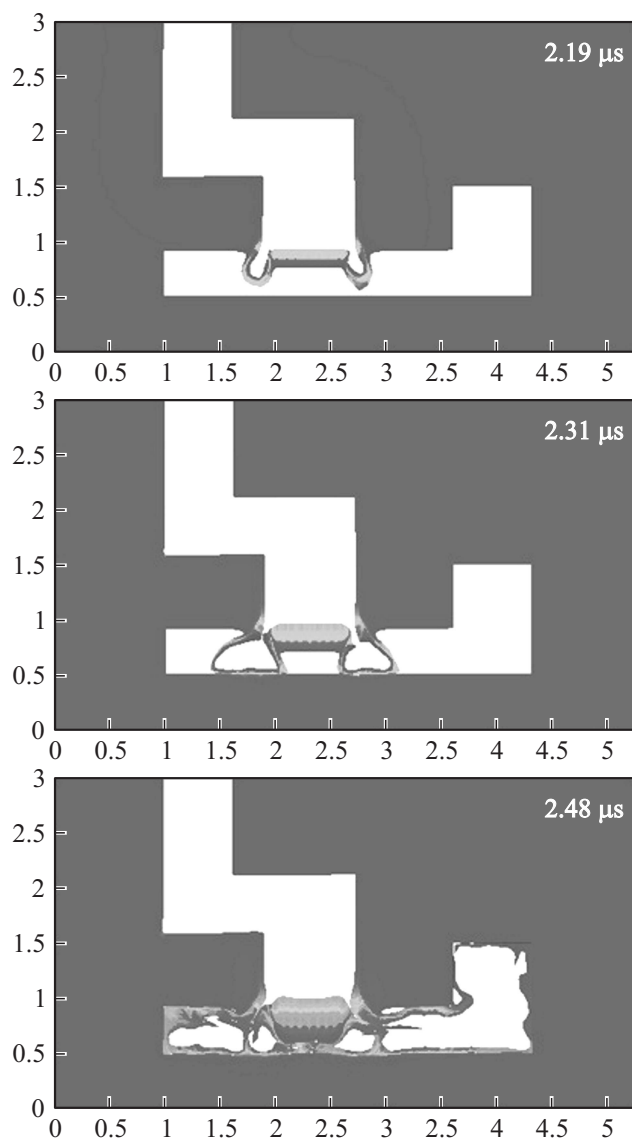


Рис. 10. Процесс коммутации МДР из алюминия с насечками по краям коммутационного элемента. Расчетные растровые изображения плотности (g/cm^3) на моменты времени: 2.19 , 2.31 , 2.48 μs (размеры указаны в см).

заны кривые нарастания тока в нагрузке для коммутационных элементов без насечек (сплошные линии).

Для медного коммутационного элемента с насечками фронт нарастания тока в нагрузке составляет ~ 300 ns, тогда как без насечек наилучший результат — около 550 ns (оценки длительности фронта делались по уровню 0.1–1.0 от амплитудного значения тока).

Еще большего быстродействия МДР удастся достичь, если его изготавливать из алюминия. Расчетные кривые коммутации для этого случая при различных толщинах коммутационных элементов, не имеющих насечек, приведены на рис. 8 (сплошные линии). Для сопоставления на рисунке представлен также наилучший по быстродействию размыкателя результат, полученный для медных коммутационных элементов с насечками.

Расчет показывает, что при использовании алюминиевого коммутационного элемента с толщиной стенки 0.4 mm длительность фронта нарастания тока в нагрузке оказывается равной ~ 160 ns по уровню 0.1–1 от амплитудного значения. Однако расчетное срезание тока наступает несколько раньше, чем для меди (видимо, вследствие более высокого уровня электрического напряжения на размыкателе).

Добавление насечек (по-прежнему, размером 0.16×0.16 mm) позволяет дополнительно сократить фронт нарастания тока в нагрузке (рис. 9, пунктир). Его длительность уменьшается до ~ 62 ns при толщине стенки алюминиевого коммутационного элемента 0.4 mm. При этом, как следует из рисунка, электропрочность на коммутационном элементе возрастает, поскольку имеет место увеличение амплитуды тока в нагрузке. Отметим также, что в момент коммутации входной ток МДР не достигает своего максимального значения. Поэтому в перспективе было бы целесообразно разработать первичный взрывной открывающий ключ большего быстродействия.

В качестве иллюстрации на рис. 10 приведены кадровые растровые изображения процесса коммутации алюминиевого МДР с толщиной стенки 0.6 mm с насечками, полученные расчетно на три последовательных момента времени.

Заключение

Проведенный аналитический и расчетный анализ позволяет сделать вывод, что предпочтительным материалом для изготовления быстродействующих МДР является алюминий. Расчетно показано, что его применение для коммутации мультимегаамперных токов ВМГ позволяет достичь характерного времени переключения тока в нагрузку порядка 100 ns. Для меди это время составляет около 300 ns. Причем указанного быстродействия удастся достичь при нанесении кольцевых насечек на края коммутационных элементов, которые ускоряют процесс развития МГД неустойчивостей, рассекающих проводник.

Экспериментальное тестирование, выполненное на конденсаторной установке при токах ~ 4.5 MA, продемонстрировало, что для медных коммутаторов имеется удовлетворительное согласие использованной расчетной модели с экспериментом.

Организация, финансировавшая выполнение работы: госкорпорация РОСАТОМ.

Список литературы

- [1] Proc. the IXth Intern. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics. Part: Current Pulse Conditioning / Ed. by V.D. Selemir, L.N. Plyashkevich, Sarov, VNIIEF, 2004. P. 289–391.
- [2] Базанов А.А., Ивановский А.В., Шайдуллин В.Ш. // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 7. С. 132–140.
- [3] Изобретение, RU 2467426 C1. Способ и устройство для формирования импульса тока в нагрузке. Базанов А.А., Ивановский А.В., Шайдуллин В.Ш. // Б.И. 2012. № 32.
- [4] Г. Кнопфель. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972. С. 98, 106.
- [5] Соколов С.С. // ВАНТ. Сер.: Математическое моделирование физических процессов. 2004. Вып. 4. С. 62–80.
- [6] Соколов С.С., Воротинов А.А., Новиков И.Г., Панов А.И., Соболев И.В., Пушкарев А.А. // ВАНТ. Сер.: Математическое моделирование физических процессов. 2006. Вып. 4. С. 29–44.
- [7] Глушак Б.Л. Начала физики взрыва. Саров: ФГУП РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2011. С. 61.
- [8] Бакулин Ю.Д., Куропатенко В.Ф., Лучинский А.В. // ЖТФ. 1976. Т. 46. С. 1963.
- [9] Vujko A.M., Garanin S.F., Demidov A.V. et al. // Proc. of the Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics— Megagauss field and pulsed power systems. Novosibirsk USSR, 1989. P. 743–748.
- [10] С.Ф. Гаранин, В.И. Мамышев. // ПМТФ. 1990. № 1. С. 30–37.
- [11] Гаранин С.Ф., Иванова Г.Г., Кармишин Д.В., Софронов В.Н. // ПМТФ. 2005. Т. 46. № 2. С. 5–12.
- [12] Баландина А.Н., Глыбин А.М., Дудай П.В., Дудин В.И., Зименков А.А., Ивановский А.В., Краев А.И. и др. // Тр. Междунар. конф. XIV Харитоновские научные чтения. Саров, 2013. С. 236.
- [13] Глушак Б.Л., Куропатенко В.Ф., Новиков С.А. Исследование прочности материалов при динамических нагрузках. Новосибирск: Наука, 1992. 295 с.
- [14] Соколов С.С. // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Математическое моделирование физических процессов. 2012. Вып. 4. С. 13–26
- [15] Огородников В.А., Садовой А.А., Софронов В.Н., Козлова В.А., Ерунов С.В., Михайлов С.В. // ВАНТ. Сер.: Теоретическая и прикладная физика. 2001. Вып. 2. С. 57–62.
- [16] Дудай П.В., Ивановский А.В., Иванов В.А., Зименков А.А., Кудрявцева Н.А., Куцык И.М., Панов А.И., Скобелев А.Н., Соколов С.С. // Тр. Междунар. конф. XIV Харитоновские тематические научные чтения „Мощная импульсная электрофизика“. Саров: РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2013. С. 61–66.
- [17] Duday P.V., Ivanovsky A.V., Ivanov V.A., Zimenkov A.A., Kudryavtseva N.A., Kutsyk I.M., Panov A.I., Skobelev A.N., Sokolov S.S. // Proc. of the eleventh international conference on megagauss field generation and related topics (Megagauss XIV). Maui, Hi, USA, 2012. P. 202–211.