

Влияние параметров токового воздействия на радиальное рассеивание металлических кумулятивных струй

© С.В. Федоров, И.А. Болотина, В.И. Горелов

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Россия

Для снижения пробивного действия кумулятивных зарядов может быть использовано мощное токовое воздействие на кумулятивную струю. На основе численного моделирования в рамках модели равномерно удлиняющегося цилиндрического стержня исследованы особенности растяжения металлических кумулятивных струй при пропускании по ним мощного импульса электрического тока. Основное внимание уделено эффекту радиального рассеивания материала струи, реализующемуся после ее выхода из межэлектродного промежутка. Выясняется роль в данном явлении магнитной энергии, запасенной в элементах струи в процессе токового воздействия. Для средних участков кумулятивных струй, формируемых зарядами диаметром от 50 до 150 мм, получены распределения по радиусу струи плотности и радиальной скорости материала сразу после «отсечки» тока, свидетельствующие о том, что в результате токового воздействия может срываться и рассеиваться поверхностный слой материала струи при сохранении сплошности ее центральной части. С увеличением силы тока, пропускаемого по струе, возрастает толщина ее разрушающегося слоя, приобретающего направленную от оси радиальную скорость. Определены критические токи, соответствующие срыву поверхностного слоя струи и ее полному разрушению.

Ключевые слова: кумулятивный заряд, кумулятивная струя, электрический ток, электродинамическое воздействие, джоулев нагрев, межэлектродный промежуток, радиальное рассеивание, численное моделирование

Введение. Для повышения или снижения пробивного действия кумулятивных зарядов (КЗ) [1, 2], формирующих при взрыве высокоскоростные металлические струи, могут использоваться методы, связанные с реализацией различных вариантов электромагнитных воздействий [3–7]. Как показывают эксперименты [8–10], при пропускании мощного импульса электрического тока через металлическую кумулятивную струю (КС) перед ее взаимодействием с преградой наблюдается снижение пробивного действия КЗ. Подобное электродинамическое воздействие (ЭДВ) на КС осуществляется с помощью металлических пластин-электродов, соединенных с импульсным источником электрической энергии (как правило, конденсаторной батареей) и размещаемых перед преградой на пути движения КС [11–14] (рис. 1).

С точки зрения сопутствующих физических процессов данный эффект в некоторой степени родственен эффекту электрического взрыва проводников, который исследовался достаточно широко [15]. Однако использовать напрямую результаты этих исследований

невозможно, так как токовое воздействие на КС обладает рядом существенных отличительных особенностей. Эти особенности связаны в первую очередь с движением КС с очень высокой скоростью (от 2 км/с в хвостовой части до 10 км/с в головной) [1]. Временем движения участков КС через межэлектродный промежуток определяется продолжительность токового воздействия на них. Темп нарастания тока через участок КС при его входе в область ЭДВ также зависит от скорости движения струи. Наконец, при выходе участка КС из межэлектродного промежутка происходит резкий сброс тока на данном участке, что имеет следствием проявление дополнительных эффектов, не реализующихся при электрическом взрыве проводников, жестко связанных с источником электрической энергии, ввиду невозможности столь быстрой «отсечки» тока. Еще одной отличительной особенностью пропускания тока по КС является влияние на этот процесс фактора ее растяжения (осевые скорости деформирования $10^4 \dots 10^5 \text{ с}^{-1}$) с сопутствующим ему радиальным, сходящимся к оси симметрии движением материала и возможностью развития естественной пластической неустойчивости, приводящей к шейкообразованию и распаду КС на отдельные элементы [16, 17]. Отмеченные обстоятельства делают актуальной разработку моделей поведения КС при токовом воздействии.

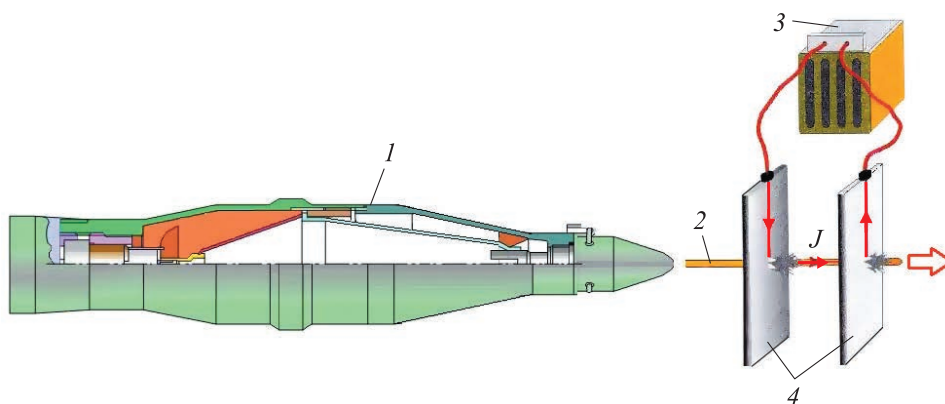


Рис. 1. Схема реализации токового воздействия на КС:

1 — кумулятивный боеприпас; 2 — кумулятивная струя; 3 — источник электрической энергии; 4 — пластины-электроды; J — сила тока в электрической цепи

Физика явления. При теоретическом анализе эффекта уменьшения глубины проникания КС при ЭДВ в качестве одной из возможных его причин рассматривается развитие на КС при пропускании через нее электрического тока магнитогидродинамической неустойчивости (МГД-неустойчивости) перетяжечного типа [18–21], приводящее к ускоренному распаду струи на отдельные элементы с соответствующим уменьшением ее эффективной длины. При этом

вследствие МГД-неустойчивости одновременно изменяется и форма элементов КС. Под действием электромагнитных сил, неравномерно распределенных по длине струи из-за развития неустойчивости, они сжимаются в осевом направлении и расширяются в радиальном, приобретая характерную форму дисков (так называемое явление дискообразования). Такое формоизменение элементов КС также имеет следствием снижение пробивной способности струи.

Еще одна возможная причина уменьшения глубины поникания КС при ЭДВ может быть связана с объемным разрушением и радиальным рассеиванием материала струи в момент выхода ее участков из межэлектродного промежутка и прекращения токовой «нагрузки» [21–24]. При протекании осевого тока J по участку струи возникает азимутальное магнитное поле с индукцией B , и струя подвергается действию сжимающих электромагнитных сил f_m (рис. 2). Если мгновенно убрать действие этих сил, то запасенная в материале струи потенциальная энергия объемного сжатия может придать материалу радиальную скорость, направленную от оси КС. Проявлению данного эффекта способствует то, что к моменту выхода из межэлектродного промежутка элементы КС за счет выделения джоулевой теплоты становятся сильно нагретыми и, следовательно, практически лишены прочности. Радиальное рассеивание материала КС приводит к уменьшению ее средней плотности, что в свою очередь влечет снижение проникающей способности. Обе гипотезы (и о развитии МГД-неустойчивости перетяжечного типа, и о радиальном рассеивании материала КС после выхода из межэлектродного промежутка) согласуются с результатами рентгенографических исследований КС [8, 25], подвергнутых мощному токовому воздействию (рис. 3).

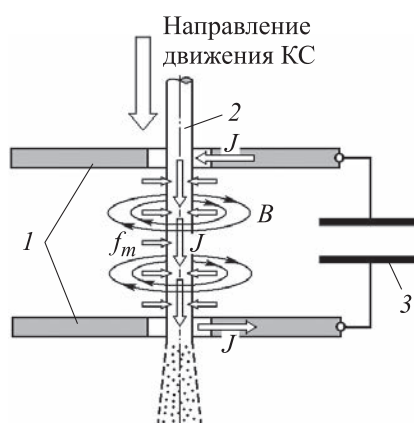


Рис. 2. Реализация радиального рассеивания материала КС при выходе из межэлектродного промежутка:
1 — пластины-электроды; 2 — КС; 3 — источник электрической энергии

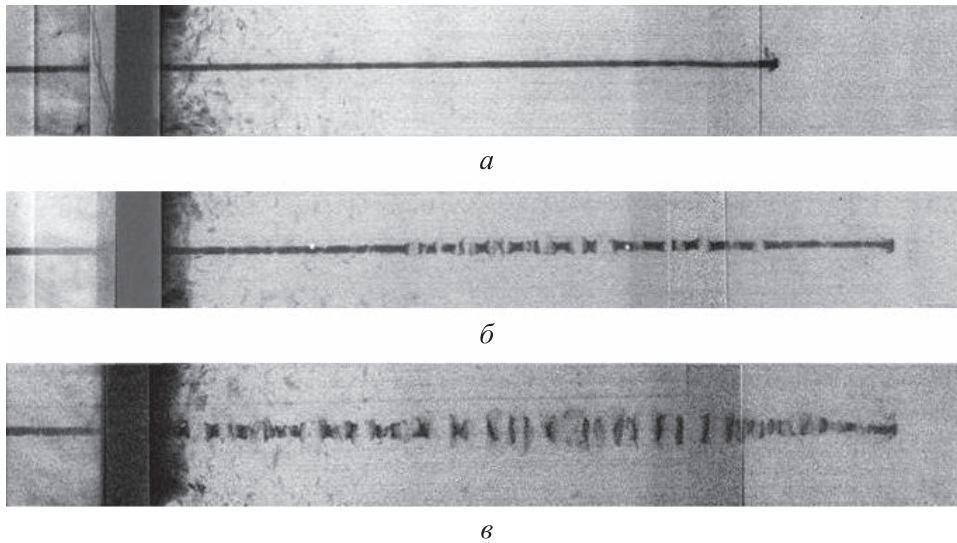


Рис. 3. Рентгенограммы разрушения КС мощным импульсом электрического тока по данным [25]:

a — без токового воздействия; *б, в* — при токовом воздействии различной интенсивности

Цель настоящей работы — углубление представлений о механизме объемного разрушения и рассеивания материала КС в момент выхода из области токового воздействия на основе численного моделирования с позиций механики и электродинамики сплошных сред.

В работах [23, 24, 26] для расчетно-теоретического исследования этого механизма была использована квазидвумерная модель цилиндрического равномерно удлиняющегося сжимаемого упругопластического стержня с протекающим по нему осевым электрическим током, изменяющимся по определенному закону. Данный закон выбирался соответствующим изменению тока через различные участки КС, реализуемому в экспериментах [6, 8]. Проведенное в [23, 26] численное моделирование показало, что при достаточной интенсивности ЭДВ действительно возникают условия для радиального рассеивания материала струи в момент выхода элементов КС из межэлектродного промежутка. В качестве обобщения результатов численного моделирования в [26] было предложено соотношение для определения величины направленной от оси радиальной скорости v_R движения поверхности КС после окончания ЭДВ:

$$v_R = \frac{\dot{\epsilon}_{ze} R_e}{2} \sqrt{\frac{16A}{\rho_0 \dot{\epsilon}_{ze}^2 R_e^2} \left[\frac{1}{k-1} \left[\left(1 + \frac{\mu_0 J^2}{8\pi^2 A R_e^2} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] + \left(1 + \frac{\mu_0 J^2}{8\pi^2 A R_e^2} \right)^{\frac{1}{k}} - 1 \right]} - 1. \quad (1)$$

Здесь $\dot{\epsilon}_{ze}$ и R_e — осевая скорость деформирования и радиус элемента КС в момент окончания ЭДВ соответственно; ρ_0 — плотность материала КС в нормальных условиях; J — сила тока; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная; A и k — эмпирические константы в уравнении сжимаемости материала КС, связывающем в нем давление p с его плотностью ρ и взятом в форме уравнения Тэта [27, 28]

$$p = A \left[\left(\rho / \rho_0 \right)^k - 1 \right]. \quad (2)$$

Обобщенная зависимость (1) была получена на основе энергетического соотношения

$$W_p = W_k^{in} + W_k^{ex}, \quad (3)$$

где W_p — потенциальная энергия объемного сжатия материала КС электромагнитными силами, обусловленными протеканием тока; W_k^{in} — кинетическая энергия радиального сходящегося к оси движения материала КС, сопутствующего ее растяжению; W_k^{ex} — кинетическая энергия радиального разлета материала КС, приобретаемая при выходе из области ЭДВ.

Смысл соотношения (3) заключается в том, что запасенная в элементе КС потенциальная энергия расходуется после окончания ЭДВ на «гашение» движения материала, направленного к оси, и придание ему движения в противоположном направлении. Значения кинетических энергий W_k^{in} и W_k^{ex} вычислялись в предположении линейности распределения радиальной скорости по радиусу струи с ее обращением в нуль на оси симметрии. Потенциальная энергия объемного сжатия W_p рассчитывалась с использованием уравнения сжимаемости (2). При этом давление в материале КС, возникающее вследствие действия электромагнитных сил, определялось, как в стержне, к поверхности которого приложено так называемое магнитное давление [29]:

$$p_m = \frac{\mu_0 J^2}{8\pi^2 R_e^2}. \quad (4)$$

Предмет исследования. Одним из побудительных мотивов к продолжению исследований эффекта радиального рассеивания КС, испытавшей ЭДВ, явилось выяснение роли в этом процессе магнитной энергии, запасенной в материале струи к моменту ее выхода из межэлектродного промежутка. Эту магнитную энергию можно рассчитать по формуле

$$W_m = 2\pi l \int_0^{R_e} w_m r dr, \quad (5)$$

где l — длина участка КС; w_m — объемная плотность магнитной энергии; r — радиальная координата.

Результаты численного моделирования [23, 26] свидетельствуют, что к моменту окончания ЭДВ распределение тока по сечению КС близко к равномерному. При постоянной плотности тока $j = J/(\pi R_e^2)$ индукция азимутального магнитного поля B в материале КС распределяется линейно по ее радиусу:

$$B = \frac{\mu_0 J r}{2\pi R_e^2}.$$

Вычисляя с учетом данного соотношения объемную плотность магнитной энергии $w_m = B^2/(2\mu_0)$ и проводя интегрирование (5), получим выражение для магнитной энергии в элементе КС в виде

$$W_m = \frac{1}{2} p_m V_c, \quad (6)$$

где p_m — магнитное давление, определяемое в соответствии с (4); V_c — объем участка КС (объем цилиндра радиусом R_e и длиной l).

Как отмечалось выше, согласно (3) в качестве основного «движущего» фактора радиального рассеивания при получении обобщающей зависимости (1) выступала потенциальная энергия объемного сжатия материала КС магнитным давлением p_m (4), приложенным к ее поверхности. Величина этой энергии для участка КС объемом V_c определяется интегралом

$$W_p = \rho_0 V_c \int_0^{p_m} \frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{dp} dp,$$

вычисление которого с учетом взаимосвязи давления и плотности (2) приводит к соотношению

$$W_p = A \left[\frac{1}{k-1} \left[\left(1 + \frac{p_m}{A} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] + \left(1 + \frac{p_m}{A} \right)^{\frac{1}{k}} - 1 \right] V_c. \quad (7)$$

В экспериментах существенное влияние токового воздействия на поведение КС достигалось при значении соответствующего ему

магнитного давления (4) на уровне предела текучести материала струи [30]. К такому же выводу привели и результаты теоретических исследований развития МГД-неустойчивости КС при пропускании электрического тока [20, 21]. С учетом данного обстоятельства, принимая во внимание значение эмпирической константы A для различных металлов [27] в уравнении сжимаемости (2), приходим к выводу, что в реальных условиях $p_m/A \ll 1$ ($p_m \sim \sigma_Y \sim 0,1$ ГПа; $A \sim 10$ ГПа). Это позволяет существенно упростить соотношение (7), разлагая его в степенной ряд по малому параметру p_m/A . В результате для потенциальной энергии объемного сжатия получается выражение

$$W_p = \frac{1}{2} \frac{p_m^2}{kA} V_c. \quad (8)$$

Определяя соотношение потенциальной (8) и магнитной (6) энергий в элементе КС на момент окончания ЭДВ, приходим к следующему выводу:

$$\frac{W_p}{W_m} = \frac{p_m}{kA} \ll 1.$$

Поскольку имеет место «подавляющее преимущество» магнитной энергии, представляет интерес проследить за ее дальнейшей «судьбой» после выхода КС из межэлектродного промежутка. Очевидно, существенная доля этой энергии переходит в теплоту, выделяющуюся в материале КС. В соответствии с законом электромагнитной индукции «угасание» магнитного поля породит индукционные токи в элементе КС, которые будут циркулировать еще некоторое время после окончания ЭДВ, продолжая джоулев разогрев материала. Однако нельзя исключать, что часть запасенной магнитной энергии идет и на совершение механической работы, оказывая влияние на радиальное движение материала КС. По крайней мере, к тому есть физические предпосылки. Дело в том, что распределение индукционных токов по сечению струи сразу после прекращения токового воздействия должно носить следующий характер: токи в приосевой области имеют то же направление, что и ток, протекавший в межэлектродном промежутке, а в наружных слоях материала индуцируются токи противоположного направления. При этом обеспечивается равенство нулю полного тока через все сечение. Следствием указанного распределения индукционных токов должно стать возникновение радиально направленных от оси электромагнитных сил, действующих на поверхностный слой струи сразу после ее выхода из межэлектродного промежутка. Очевидно, это способствует реализации радиального рассеивания материала.

Отметим также, что результаты численного моделирования [26], обобщением которых явилась зависимость (1) для радиальной скорости рассеивания КС, были получены применительно к КЗ диаметром 50 мм, который использовался в экспериментах с токовым воздействием на КС [8, 21]. Задаваемые в расчетах параметры токового воздействия на различные участки КС также были ограничены диапазоном изменения, реализованным в данных экспериментах. С учетом этого обстоятельства представляет интерес проверить справедливость соотношения (1) при более широком варьировании параметров токового импульса. С практической точки зрения важна и проверка влияния на эффект радиального рассеивания КС масштабного фактора. Согласно (1), при переходе к геометрически подобному КЗ большего диаметра для достижения прежнего эффекта разрушения КС коэффициент увеличения силы тока должен быть равен коэффициенту геометрического подобия зарядов. Однако этот факт требуется подтвердить результатами прямого численного моделирования. Наконец, нет полной ясности в вопросе о влиянии на эффект радиального рассеивания продолжительности токового воздействия, которая никак не задействована в соотношении (1).

Для ответа на поставленные вопросы необходимо проведение более детального численного моделирования. С целью облегчения последующего анализа его результатов имеет смысл опорную зависимость (1), которая является весьма громоздкой, переписать в более простом виде с использованием условия малости (как было показано выше) соотношения p_m/A :

$$v_R = \frac{\dot{\epsilon}_{ze} R_e}{2} \sqrt{\frac{\mu_0^2 J^4}{8\pi^4 \rho_0 k A \dot{\epsilon}_{ze}^2 R_e^6}} - 1. \quad (9)$$

Различие в определении скорости радиального рассеивания КС по данной формуле и исходному соотношению (1) не превышает 10 %. Упрощенное соотношение (9) позволяет ввести в рассмотрение величину тока

$$J_{cr1} = \pi^4 \sqrt{\frac{8\rho_0 k A \dot{\epsilon}_{ze}^2 R_e^6}{\mu_0^2}}, \quad (10)$$

при котором начинает проявляться эффект радиального рассеивания (из условия неотрицательности подкоренного выражения) и который в дальнейшем будем называть первым критическим током.

Физико-математическая постановка. Численное моделирование проводилось на основе физико-математической модели, представленной в [23]. Участок КС, подвергающийся токовому воздействию, рассматривался как проводящий цилиндрический стержень, удлиняющийся с осевой скоростью деформирования $\dot{\epsilon}_z$ (рис. 4).

Предполагалось, что в процессе удлинения все элементы стержня по его длине сохраняют первоначальную цилиндрическую форму (возможность развития МГД-неустойчивости пренебрегалось). При этом перепад осевой скорости между двумя фиксированными плоскими сечениями стержня остается неизменным и определяется начальным градиентом осевой скорости.

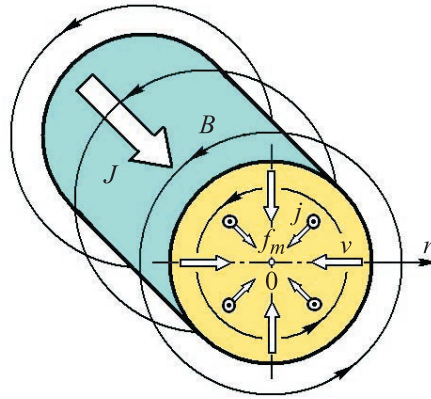


Рис. 4. Расчетная схема растяжения участка КС при пропускании по нему электрического тока (r — радиальная координата)

При указанных предположениях процесс растяжения высокоградиентного стержня может быть описан в рамках одномерной с осевой симметрией (см. рис. 4) задачи механики и электродинамики сплошных сред. По существу, задача сводится к исследованию движения и состояния материала стержня в каком-либо одном из его сечений. При этом в фиксированном сечении скорость частиц стержня имеет только радиальную составляющую v , вектора плотности электрического тока и напряженности электрического поля имеют только осевые составляющие j и E соответственно, а возникающее в данном случае магнитное поле является азимутальным с индукцией B (см. рис. 4).

Изменение плотности ρ материала стержня описывается уравнением неразрывности

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho(\dot{\epsilon}_r + \dot{\epsilon}_\theta + \dot{\epsilon}_z) = 0.$$

Здесь $\dot{\epsilon}_r$ и $\dot{\epsilon}_\theta$ — радиальная и окружная скорости деформаций, $\dot{\epsilon}_r = \partial v / \partial r$, $\dot{\epsilon}_\theta = v / r$; $\dot{\epsilon}_z$ — осевая скорость деформации при равномерном удлинении стержня, зависящая от своего начального значения $\dot{\epsilon}_{z0}$ и изменяющаяся с течением времени по закону $\dot{\epsilon}_z = \dot{\epsilon}_{z0} / (1 + \dot{\epsilon}_{z0} t)$.

Уравнение движения частиц стержня в радиальном направлении, учитывающее действие электромагнитных сил с объемной плотностью $f_m = jB$, имеет вид

$$\rho \frac{dv}{dt} = \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} - jB,$$

где σ_r , σ_θ — радиальные и тангенциальные компоненты тензора напряжений.

Изменение удельной внутренней энергии e материала определяется уравнением энергии, записываемым в адиабатическом приближении и с учетом выделения в стержне джоулевой теплоты $j^2\eta$:

$$\rho \frac{de}{dt} = j^2\eta + \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + s_r \dot{\epsilon}_r + s_\theta \dot{\epsilon}_\theta + s_z \dot{\epsilon}_z,$$

где η — удельное сопротивление материала; s_r , s_θ , s_z — компоненты девиатора тензора напряжений.

Для определения давления в материале стержня использовалось уравнение состояния калорического типа в форме Ми — Грюнайзена [1, 27]

$$p = A \left[\left(\rho / \rho_0 \right)^k - 1 \right] + \gamma \rho e_t.$$

Здесь упругая составляющая полного давления бралась в форме уравнения Тэта (2); γ — коэффициент Грюнайзена; e_t — тепловая составляющая удельной внутренней энергии, рассчитываемая по формуле $e_t = e - e_c$, в которой упругая составляющая энергии e_c вычисляется с использованием зависимости (2):

$$e_c = \int_{\rho_0}^{\rho} \frac{A}{\rho^2} \left[\left(\rho / \rho_0 \right)^k - 1 \right] d\rho = \frac{A}{\rho_0} \left[\frac{1}{k-1} \left(\rho / \rho_0 \right)^{k-1} + \rho_0 / \rho - \frac{k}{k-1} \right].$$

По значению тепловой составляющей удельной внутренней энергии e_t производился расчет температуры T материала стержня. При этом принималось во внимание изменение удельной теплоемкости материала c_v при смене агрегатного состояния. При нагреве в пределах $T \leq T_m$ (T_m — температура плавления) теплоемкость полагалась постоянной и равной среднему значению теплоемкости материала в твердом состоянии $c_v = c_{vs}$. При достижении температуры плавления ($T = T_m$) учитывалось, что фазовый переход из твердого агрегатного состояния в жидкое сопровождается поглощением теплоты,

определяемой удельной теплотой плавления материала λ . До тех пор, пока в нагретом до температуры плавления материале не выделится дополнительно теплота λ (в расчете на единицу его массы), температура материала полагалась неизменной $T = T_m$. При последующем нагреве расплавленного материала его теплоемкость бралась равной среднему значению теплоемкости в жидком состоянии $c_v = c_{vl}$. С учетом вышеприведенного температуру рассчитывали согласно соотношениям

$$T = \begin{cases} e_t/c_{vs}; & e_t < c_{vs}T_m; \\ T_m; & c_{vs}T_m \leq e_t \leq c_{vs}T_m + \lambda; \\ T_m + (e_t - c_{vs}T_m - \lambda)/c_{vl}; & e_t > c_{vs}T_m + \lambda. \end{cases}$$

Возможность испарения материала при его нагреве до температуры кипения в рассматриваемой модели не учитывалась, так как эффект радиального рассеивания КС при выходе из области ЭДВ начинает проявляться при относительно умеренных параметрах импульса тока, недостаточных для перевода материала струи в парообразное состояние.

При задании удельного сопротивления материала η принималась во внимание его зависимость от температуры [29]. Для твердого агрегатного состояния она бралась в виде

$$\eta = \eta_0 [1 + \beta_s (T - T_0)],$$

где η_0 — удельное сопротивление при нормальной температуре T_0 ; β_s — температурный коэффициент сопротивления в твердом состоянии.

После перехода в расплавленное состояние эта зависимость приобретала следующий вид:

$$\eta = \eta_{lm} [1 + \beta_l (T - T_m)],$$

где η_{lm} — удельное сопротивление жидкого материала при температуре плавления T_m ; β_l — температурный коэффициент сопротивления в жидком состоянии.

В области фазового перехода ($T = T_m$) удельное сопротивление определялось линейной интерполяцией по значениям этой величины для твердого $\eta_{sm} = \eta_0 [1 + \beta_s (T_m - T_0)]$ и жидкого η_{lm} материала в зависимости от количества полученной им теплоты (после достижения температуры плавления) по отношению к удельной теплоте плавления λ .

Напряженное состояние материала стержня определялось в рамках модели упругопластической среды на основании уравнений пластического течения Прандтля — Рейсса [31]

$$\frac{ds_r}{dt} + 2G \dot{\kappa} s_r = \frac{2}{3} G (2\dot{\varepsilon}_r - \dot{\varepsilon}_\theta - \dot{\varepsilon}_z); \quad \frac{ds_\theta}{dt} + 2G \dot{\kappa} s_\theta = \frac{2}{3} G (2\dot{\varepsilon}_\theta - \dot{\varepsilon}_r - \dot{\varepsilon}_z);$$

$$\frac{ds_z}{dt} + 2G \dot{\kappa} s_z = \frac{2}{3} G (2\dot{\varepsilon}_z - \dot{\varepsilon}_r - \dot{\varepsilon}_\theta),$$

где G — модуль сдвига материала; $\dot{\kappa}$ — скалярный множитель, определяемый через удельную мощность пластической деформации dA_p/dt и предел текучести материала σ_Y , как

$$\dot{\kappa} = \frac{3}{2\sigma_Y^2} \frac{dA_p}{dt}.$$

В качестве условия пластичности выступал критерий Мизеса, принимающий в выражении через компоненты девиатора тензора напряжений вид $s_r^2 + s_\theta^2 + s_z^2 = 2\sigma_Y^2/3$.

С использованием значений компонент девиатора тензора напряжений и давления в материале вычислялись компоненты тензора напряжений $\sigma_r = s_r - p$, $\sigma_\theta = s_\theta - p$, входящие в уравнение движения.

В модели учитывалось термическое разупрочнение материала стержня [32, 33]. Его предел текучести принимался уменьшающимся с ростом температуры по линейному закону от своего значения σ_{Y0} при нормальной температуре T_0 до нулевого значения при достижении температуры плавления T_m [32]:

$$\sigma_Y = \sigma_{Y0} \frac{T_m - T}{T_m - T_0}.$$

Предполагалось, что расплавленный материал лишается способности сопротивляться формоизменению и с точки зрения механического поведения ведет себя подобно идеальной жидкости. Считалось, что он, как и жидкость, не сможет выдерживать условия всестороннего растяжения, и появление отрицательных (растягивающих) давлений в таком материале повлечет за собой нарушение его сплошности — реализацию разрушения с потерей способности к дальнейшему сопротивлению деформированию (за исключением деформированного состояния всестороннего сжатия, которому даже предварительно разрушенный материал может сопротивляться подобно не испытывшему разрушения). На основании данного предположения моделировалось разрушение материала. Для любой частицы стержня при $T \geq T_m$

корректировалось вычисляемое по уравнению состояния давление, и в случае $p < 0$ полагалось $p = 0$.

Эволюция магнитного поля B в материале стержня описывалась уравнением, выражающим закон электромагнитной индукции для движущейся проводящей среды:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{B}{\rho} \right) = \frac{B}{\rho} \frac{v}{r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial E}{\partial r}.$$

Распределение магнитного поля по сечению стержня позволяло рассчитать плотность тока j с помощью уравнения

$$j = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial B}{\partial r} + \frac{B}{r} \right).$$

Взаимосвязь между плотностью тока j и напряженностью электрического поля E устанавливалась законом Ома в дифференциальной форме $j = E/\eta$.

При задании граничных условий на внешней поверхности стержня ($r = R$, R — текущий радиус стержня) использовалось условие отсутствия на свободной поверхности механических напряжений $\sigma_r = 0$ и условие, накладываемое законом полного тока на величину магнитной индукции $B = \mu_0 J / (2\pi R)$. На оси симметрии ($r = 0$) задавались кинематическое граничное условие равенства нулю радиальной скорости частиц стержня $v = 0$ и условие отсутствия магнитного поля $B = 0$.

Для численного решения сформулированной задачи использовался конечно-разностный метод, базирующийся на методе Уилкинса [34].

Задаваемые исходные данные. В расчетах было рассмотрено токовое воздействие на средние участки медных КС, формируемых геометрически подобными КЗ диаметром 50, 100 и 150 мм. Были приняты следующие характеристики материала (меди) [29]: $\rho_0 = 8900$ кг/м³; $G = 50$ ГПа; $\sigma_{Y0} = 400$ МПа; $c_{vs} = 430$ Дж/(кг·К); $c_{vl} = 500$ Дж/(кг·К); $\lambda = 210$ кДж/кг; $T_m = 1083$ °С; $\eta_0 = 1,75 \cdot 10^{-8}$ Ом·м; $\beta_s = 4,2 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹; $\eta_{lm} = 20,5 \cdot 10^{-8}$ Ом·м; $\beta_l = 4,2 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹.

Численное моделирование поведения участка КС проводилось от момента его формирования при схлопывании кумулятивной облицовки до момента времени, несколько превышающего время окончания токового воздействия. Время начала токового воздействия t_b (от момента формирования) определялось на основании скорости КС и удаления электродной системы от основания КЗ и соответствовало типовым условиям проведения экспериментов с пропуском тока

по струе. Задаваемые в расчетах для различных КЗ значения этого времени были приняты такими, при которых коэффициент удлинения участка КС на данный момент $n_b = 1 + \dot{\epsilon}_{z0} t_b$ (отношение текущей длины участка к его начальной длине) составлял $n_b = 8,5$. Необходимые для расчетов начальные радиус R_0 и осевая скорость деформирования $\dot{\epsilon}_{z0}$ элемента КС рассчитывались с использованием методики, изложенной в [1]. Они составляли $R_0 = 4$ мм, $\dot{\epsilon}_{z0} = 3 \cdot 10^5$ с⁻¹ для КЗ диаметром 50 мм (эти величины определяются с использованием коэффициента геометрического подобия для КЗ других рассмотренных диаметров).

Начальные распределения параметров движения и состояния материала по радиусу КС в рассматриваемой квазидвумерной модели задавались согласно [1] в приближении, предполагающем несжимаемость материала. Начальному градиенту осевой скорости $\dot{\epsilon}_{z0}$ соответствовало сходящееся к оси движение материала с линейным распределением радиальной скорости $v = -\dot{\epsilon}_{z0} r/2$ по радиусу. При этом радиальное распределение давления в материале носило параболический характер:

$$p = \frac{3}{8} \rho_0 \dot{\epsilon}_{z0}^2 (R_0^2 - r^2) - \frac{\sigma_Y}{3},$$

а компоненты девиатора тензора напряжений были постоянны по радиусу: $s_r = s_\theta = -\sigma_Y/3$, $s_z = 2\sigma_Y/3$.

Начальное значение температуры материала высокоградиентного стержня, соответствующее характерной температуре элементов КС, составляло 400 °С. Что же касается начальных распределений электромагнитных параметров, то они полагались отсутствующими: $j = 0$, $E = 0$, $B = 0$.

Импульс тока, начинавшего протекать по участку КС через время t_b от начала его движения, полагался имеющим прямоугольный вид (постоянное значение силы тока J в течение промежутка времени воздействия τ_c при мгновенном его нарастании и последующем спаде). Длительность токового импульса τ_c варьировалась, ее безразмерное значение $\bar{\tau}_c = \tau_c \dot{\epsilon}_{z0}$ изменялось при проведении расчетов в диапазоне от 0,75 до 3,0 (для КЗ диаметром 50 мм это соответствует длительностям воздействия от 2,5 до 10 мкс). С учетом того что рассматриваемые в расчетах участки КС имели скорость около 5 км/с, указанному изменению продолжительности ЭДВ соответствовала ширина межэлектродного промежутка от четверти до одного диаметра

заряда (характерная ширина межэлектродного промежутка при проведении экспериментов составляет около полудиаметра КЗ). Радиус и осевая скорость деформирования участка КС на момент начала пропускания по нему электрического тока составляли: $R_b = R_0 / \sqrt{n_b} \approx 0,34R_0$, $\dot{\varepsilon}_{zb} = \dot{\varepsilon}_{z0} / n_b \approx 0,12\dot{\varepsilon}_{z0}$.

Результаты расчетов. На примере средних элементов КС заряда диаметром 50 мм типичная картина токового воздействия проиллюстрирована на рис. 5 временными зависимостями плотности тока j

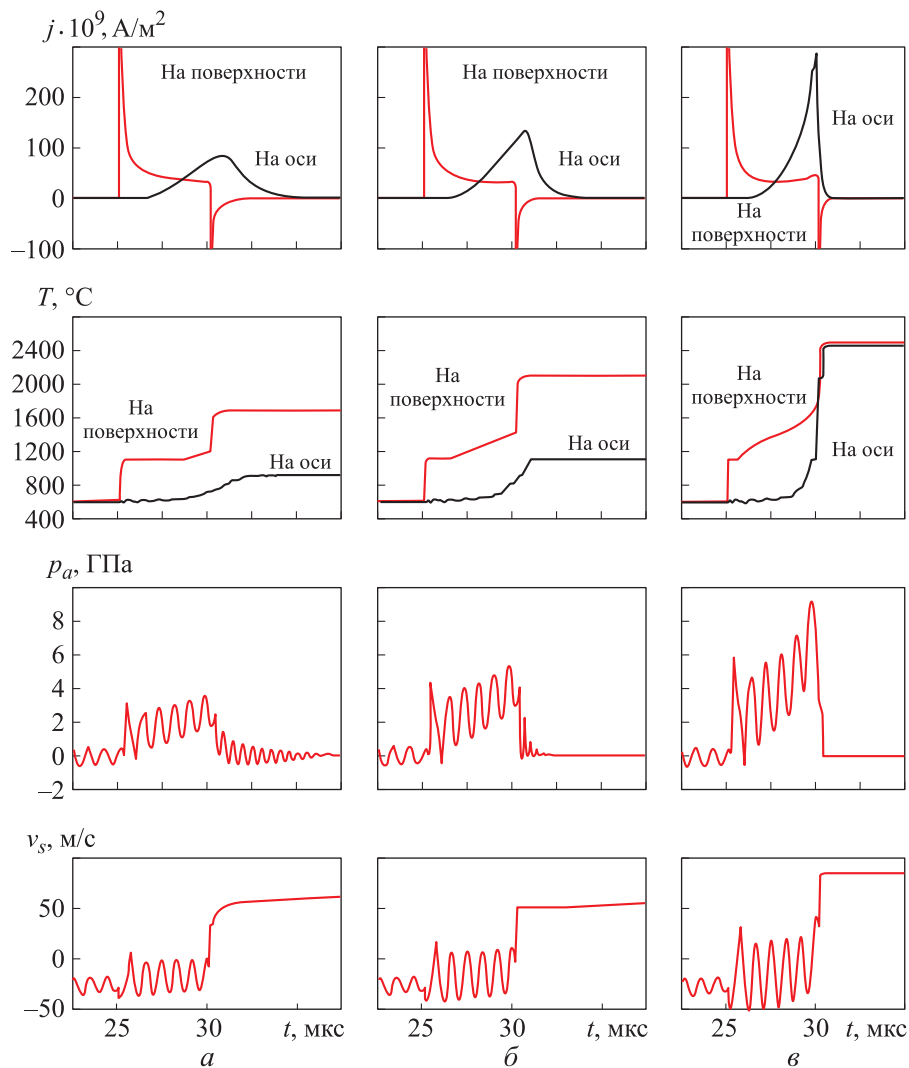


Рис. 5. Изменение плотности тока j на оси и на поверхности, температуры T на оси и на поверхности, давления p_a на оси и радиальной скорости поверхности v_s при токовом воздействии различной интенсивности на средний участок КС заряда диаметром 50 мм:

a — $J = 350$ кА; $б$ — $J = 400$ кА; $в$ — $J = 450$ кА

и температуры T на оси ($r = 0$) и на поверхности ($r = R$) элементов, а также изменением давления p_a на оси и радиальной скорости поверхности v_s . Началу ЭДВ соответствует время $t_b = 25$ мкс, продолжительность ЭДВ $\tau_c = 5$ мкс. Из характера изменения значений p_a и v_s видно, что растяжение КС в естественных условиях (до начала ЭДВ) сопровождается колебательным процессом. Как отмечено в [1], радиальные колебания КС при свободном деформировании обусловлены свойствами сжимаемости и инерционности материала. В форме колебательного процесса происходит согласование осевого и радиального движения материала. Поскольку с течением времени осевая скорость деформирования $\dot{\epsilon}_z$ монотонно уменьшается, радиальное движение материала КС должно постоянно подстраиваться под изменяющиеся условия растяжения струи. По мере удлинения КС период колебаний сокращается, что связано с уменьшением поперечных размеров струи. При этом из-за диссипации энергии на пластических деформациях одновременно уменьшается и амплитуда колебаний. Среднее значение скорости поверхности КС (относительно которого происходят колебания) перед началом ЭДВ отрицательное — движение материала направлено к оси струи. Среднее давление на оси струи в этот момент также имеет небольшое отрицательное значение — действие прочностных сил в струе приводит к реализации напряженного состояния всестороннего растяжения. Температура как на оси, так и на поверхности КС перед входом в область ЭДВ составляет около 600 °С (при задаваемой начальной температуре 400 °С). Нагрев КС на 200 °С обусловлен выделением теплоты в результате пластического деформирования.

Начало протекания тока по КС сопровождается ярко выраженным скин-эффектом — токи концентрируются в тонком поверхностном слое (см. рис. 5). Температура этого слоя за счет выделения джоулевой теплоты начинает резко повышаться. С течением времени область сечения, охваченная током, перемещается вглубь к оси КС. Этому процессу способствует значительное увеличение удельного сопротивления поверхностных слоев материала вследствие их сильного разогрева. К моменту окончания ЭДВ плотность тока на оси уже начинает превышать плотность тока в поверхностном слое, причем с увеличением полного тока J , протекающего по КС, это превышение носит более выраженный характер. Сразу после прекращения токового воздействия (полный ток $J = 0$) в соответствии с законом электромагнитной индукции в центральной части сечения КС еще некоторое время продолжают циркулировать токи того же направления, что и задаваемый полный ток J , а в поверхностном слое индуцируются токи противоположного направления.

Возникающие на границе сечения КС индукционные токи приводят к еще одному скачку температуры этой области в момент прекращения ЭДВ (такому же резкому, как и в начале токового воздействия). Темп затухания токов, индуцирующихся в элементе КС после его выхода из области ЭДВ, зависит от удельного сопротивления материала, а следовательно, от степени его нагрева. С повышением температуры затухание индукционных токов происходит быстрее. Так, при ЭДВ с полным током $J = 350$ кА ток на оси элемента КС продолжает еще протекать в течение почти 5 мкс после окончания ЭДВ, т. е. столько же, сколько длится в данном случае токовое воздействие. При этом температура нагрева центральной части сечения КС составляет примерно 800 °С. При увеличении силы тока до $J = 450$ кА температура нагрева материала на оси сечения достигает уже 2400 °С, и время затухания тока уменьшается в 10 раз. Интересно отметить, что максимум плотности тока на оси симметрии при значениях полного тока $J = 350$ кА и $J = 400$ кА достигается уже после того, как элемент КС вышел из области воздействия. Время циркуляции индукционных токов в поверхностном слое после окончания ЭДВ невелико в связи с более высокой температурой его джоулевым разогревом.

При анализе изменений давления на оси элемента КС и радиальной скорости его поверхности в процессе осуществления ЭДВ нужно обратить внимание на следующее (см. рис. 5). Динамическое нагружение КС электромагнитными силами, возникающими при протекании по струе тока, приводит к увеличению амплитуды ее радиальных колебаний, что отмечалось и в [26]. При этом среднее значение давления на оси становится положительным — благодаря сжимающему действию электромагнитных сил реализуется напряженное состояние всестороннего сжатия. В процессе ЭДВ наблюдается увеличение давления в центральной части сечения, что связано с диффузией тока из поверхностных слоев вглубь материала. Среднее значение радиальной скорости поверхности КС в области ЭДВ продолжает оставаться отрицательным. Однако в процессе усилившихся колебаний начинают возникать фазы, когда радиальная скорость приобретает положительное значение (что соответствует направленному от оси движению материала).

С увеличением силы тока, пропускаемого по КС, происходит интенсификация колебаний, в связи с чем продолжительность фаз «положительного» движения поверхности КС возрастает. Сразу после прекращения ЭДВ при всех рассмотренных на рис. 5 значениях полного тока J наблюдается скачкообразное увеличение радиальной скорости поверхностного слоя струи — он начинает расширяться со скоростью от 50 до 90 м/с, которая в дальнейшем практически

не изменяется. Давление на оси КС эволюционирует при этом к нулевому значению, но если при $J = 450$ кА это значение достигается практически сразу после «выключения» тока, то при меньших токах спад давления в центральной части сечения до нуля происходит постепенно на фоне продолжающихся радиальных колебаний.

Для того чтобы провести анализ состояния представленного на рис. 5 среднего участка КС 50-миллиметрового заряда после осуществления ЭДВ, на рис. 6 приведены радиальные распределения по сечению этого участка плотности материала и его радиальной скорости спустя 5 мкс с момента обнуления полного тока (как и на рис. 5, продолжительность ЭДВ $\tau_c = 5$ мкс). Как следует из данных распределений, после ЭДВ с токами $J = 350$ кА и $J = 400$ кА от КС отделяется ее поверхностный слой определенной толщины, который имеет положительную радиальную скорость и удаляется от оси струи. Плотность материала в этом слое близка к ее исходному значению. В центральной части сечения КС остается область, в которой сохраняется сходящееся к оси движение материала (с отрицательной радиальной скоростью).

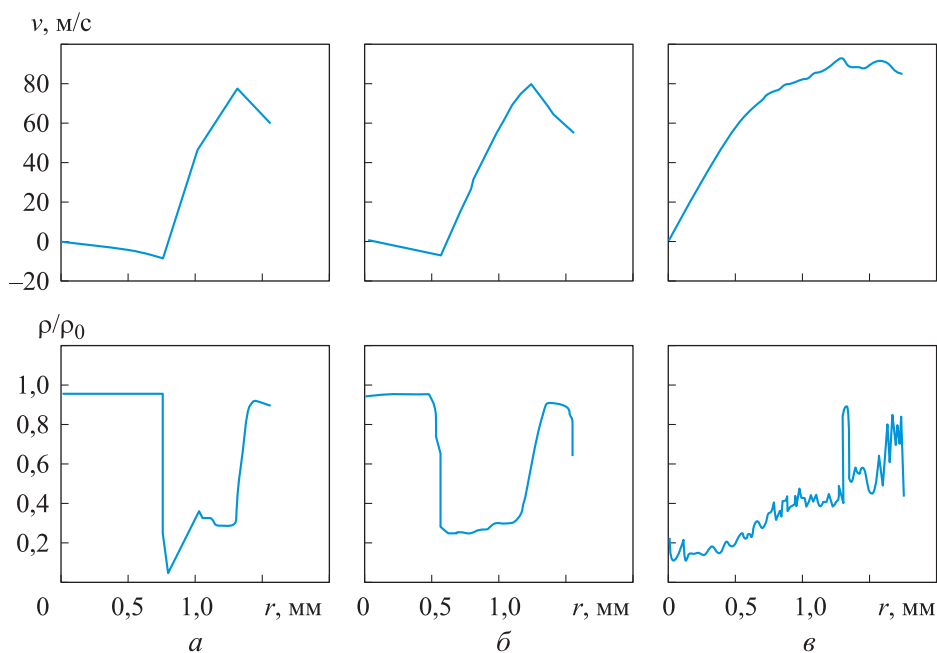


Рис. 6. Распределения радиальной скорости и плотности материала по радиусу среднего участка КС заряда диаметром 50 мм после окончания токового воздействия различной интенсивности:

a — $J = 350$ кА; b — $J = 400$ кА; v — $J = 450$ кА

Плотность материала в этой области также близка к значению ρ_0 (небольшое снижение плотности обусловлено тепловым расширением материала). В образовавшемся промежутке между сохранившей сплошность центральной областью КС (которую в дальнейшем будем называть керном) и сорванным поверхностным слоем (оболочкой) струи происходит резкое разуплотнение материала, которое можно трактовать как его разрушение. Радиальная скорость движения материала в области разрушения с увеличением радиальной координаты монотонно возрастает по закону, близкому к линейному. Отметим также, что распределение радиальной скорости в сорванной со струи оболочке (монотонно убывающее с ростом координаты r) свидетельствует о сохранении ее «монокристаллическости» в процессе радиального расширения. При повышении силы тока J от 350 до 400 кА уменьшаются размеры центрального керна и увеличивается толщина отделившейся от него оболочки КС, расширяющейся в радиальном направлении.

При дальнейшем повышении до $J = 450$ кА силы тока, пропускаемого по КС, описанная выше картина разрушения струи после окончания ЭДВ изменяется (см. рис. 6). Потеря сплошности и разуплотнение материала КС происходят уже по всему сечению, и радиальная скорость всех частиц струи положительна. Очевидно, данное состояние КС можно трактовать как ее разрушение по всему объему (объемное разрушение) с радиальным расширением облака диспергированных частиц. Важно отметить, что полное объемное разрушение КС достигается при параметрах токового импульса, не приводящих еще к интенсивному испарению материала. Как проиллюстрировано на рис. 5, при ЭДВ с током $J = 450$ кА, приведшем к полному диспергированию КС, максимальная температура ее нагрева чуть выше 2400 °С (при температуре кипения меди 2500 °С). Отметим еще раз, возможность испарения материала в используемой модели во внимание не принималась.

Проведенный анализ разрушения и радиального рассеивания КС при окончании токового воздействия позволяет предположить, что важную роль в этом процессе играет, как уже отмечалось выше, электромагнитный фактор, связанный с запасенной КС магнитной энергией (6) за время протекания по ней тока. На рис. 7 для рассматриваемого выше среднего участка КС заряда диаметром 50 мм проиллюстрированы радиальные распределения плотности тока j и объемной плотности электромагнитных сил $f_m = jB$ сразу после окончания ЭДВ (при $J = 400$ кА и $\tau_c = 5$ мкс). Как следует из представленных зависимостей, непосредственно перед окончанием токового воздействия током охвачено все сечение КС. При этом плотность тока в центральной части несколько выше, чем на периферии. На КС в этот момент по всему сечению действуют отрицательные по значению электромагнит-

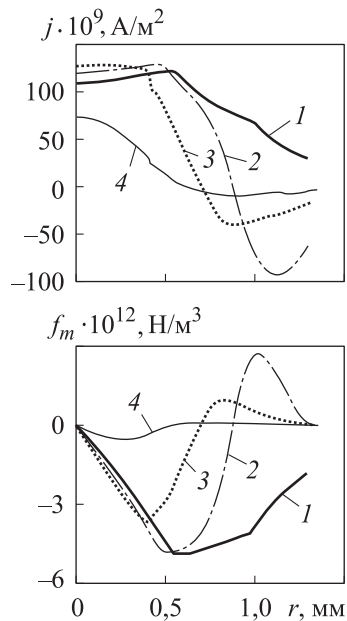


Рис. 7. Радиальные распределения плотности тока и объемной плотности электромагнитных сил в различные моменты времени после окончания токового воздействия ($J = 400$ кА; $\tau_c = 5$ мкс) на средний участок КС заряда диаметром 50 мм:

1 — в момент окончания; 2 — через 0,25 мкс; 3 — через 0,5 мкс; 4 — через 1,25 мкс

ные силы (направленные к оси струи). После «отсечки» тока в области у границы сечения индуцируются токи противоположного направления и возникают положительные по величине электромагнитные силы, стремящиеся отбросить поверхностный слой материала от оси струи. На возможность реализации данного эффекта также было обращено внимание в [25].

Как представляется, во многом именно с действием электромагнитных сил, возникающих в момент прекращения ЭДВ, связаны описанные выше особенности разрушения КС (см. рис. 6), по крайней мере при относительно умеренных токах, не приводящих к полному объемному разрушению материала. Срыв поверхностного слоя КС может быть обусловлен как раз действием этих сил. Максимум объемной плотности электромагнитных сил, стремящихся отбросить материал от оси, находится на некотором удалении от поверхности струи. Непосредственно на поверхности эти силы отсутствуют, поскольку при нулевом

полном токе магнитная индукция на границе сечения также равна нулю (см. рис. 7). Таким образом, срываемая с КС оболочка «толкается» электромагнитными силами в основном со стороны ее внутренней поверхности, что, вероятно, и обеспечивает сохранение ее сплошности (отсутствие разуплотнения) в процессе радиального расширения (см. рис. 6).

В центральной части сечения КС, напротив, после «отсечки» тока сохраняется действие сжимающих электромагнитных сил с постепенным их ослаблением. Это в свою очередь должно способствовать сохранению сплошности центральной области КС, устраняя динамичность ее разгрузки в момент прекращения ЭДВ. Безусловно, образование керна в процессе срыва наружного слоя материала КС связано и с недостаточным термическим разупрочнением приосевой области струи при выбранном режиме токового воздействия вследствие скин-эффекта (температура нагрева материала ниже температуры плавления, что в соответствии с используемым в модели критерием

разрушения позволяет ему выдерживать любые растягивающие напряжения). Однако участия электромагнитных сил в эффекте сохранения неразрушенного ядра исключать также нельзя. Об этом свидетельствуют результаты двух проведенных для сравнения расчетов, в одном из которых действие на струю при протекании по ней тока объемных электромагнитных сил $f_m = jB$ было заменено приложенным к поверхности КС магнитным давлением $p_m = \mu_0 J^2 / (8\pi^2 R^2)$ (электромагнитные силы в данном расчете из уравнения движения были исключены). В расчетах было смоделировано токовое воздействие на среднюю часть КС 50-миллиметрового заряда при $J = 425$ кА и $\tau_c = 5$ мкс.

Полученные радиальные распределения плотности материала и его радиальной скорости на момент времени 5 мкс от окончания ЭДВ приведены на рис. 8. При выбранной интенсивности ЭДВ материал КС по всему сечению переходит в расплавленное состояние,

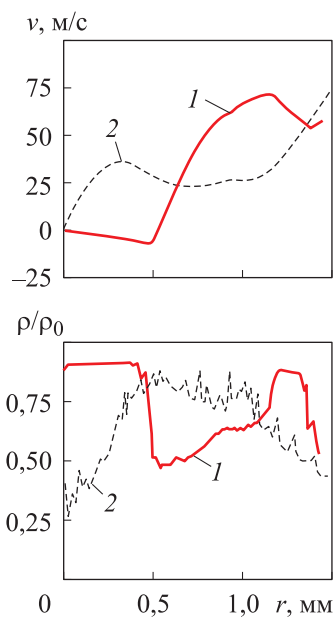


Рис. 8. Распределения радиальной скорости и плотности материала по радиусу среднего участка КС заряда диаметром 50 мм после окончания токового воздействия ($J = 425$ кА; $\tau_c = 5$ мкс) при действии объемных электромагнитных сил (1) и магнитного давления на поверхности (2)

т. е. лишается способности сопротивляться растяжению. Тем не менее при реализации силового действия тока через объемные электромагнитные силы (как это и происходит в действительности) в центральной части сечения КС сохраняется неразрушенный ядро со сходящимся к оси движением материала. Переход от распределенных объемных электромагнитных сил к магнитному давлению (мгновенно снимаемому в момент прекращения тока) приводит к полному разрушению элемента КС с разуплотнением и радиальным разлетом его материала по всему объему. Таким образом, налицо влияние электромагнитных процессов, происходящих в КС после окончания токового воздействия, на характер ее разрушения и радиального рассеивания.

Результаты, сходные в качественном отношении с описанными выше, были получены при различных длительностях токового воздействия как для КС рассматривавшегося КЗ диаметром 50 мм, так и при численном моделировании пропускания тока по

средним участкам КС, формируемых КЗ диаметром 100 и 150 мм (геометрически подобными 50-миллиметровому заряду). К числу основных параметров, использовавшихся для характеристики последствий ЭДВ на КС, относились скорость радиального разлета поверхностного слоя струи v_s после окончания воздействия и радиус керна R_c (радиус сохраняющей сплошность приосевой области струи).

При различных длительностях токового воздействия определялась минимальная сила тока, при которой начинает проявляться радиальное рассеивание материала, т. е. определялось значение введенного выше первого критического тока J_{cr1} . При $J = J_{cr1}$ радиальное рассеивание носит характер отделения от КС очень тонкого поверхностного слоя, удаляющегося от оси с небольшой скоростью (несколько метров в секунду). С увеличением силы тока одновременно возрастают толщина и скорость радиального разлета срывающейся с КС наружной оболочки. При превышении некоторого значения силы тока реализуется рассеивание материала КС по всему ее сечению (полное разрушение КС, $R_c = 0$) — данное значение было поименовано вторым критическим током J_{cr2} .

Как оказалось, фиксируемая при численном моделировании величина первого критического тока во всем рассмотренном диапазоне длительностей воздействия ($\bar{\tau}_c = \tau_c \dot{\epsilon}_{z0} = 0,75 \dots 3$) для КС, формируемых КЗ различного диаметра, удивительно точно согласуется со значением, определяемым по формуле (10), вытекающим из представленной в [26] обобщенной зависимости (1) для радиальной скорости рассеивания КС в результате ЭДВ. На рис. 9 приведены полученные в данной работе зависимости радиальной скорости разлета v_s поверхностного слоя КС от силы тока, отнесенной к величине J_{cr1} , определяемой по формуле (10), при различных длительностях ЭДВ и диаметрах КЗ (масштаб силы тока J_{cr1} для КС каждого заряда будет свой). Для сравнения здесь же приведена кривая, соответствующая упрощенному варианту (9) аналитической зависимости (1), обобщающей результаты численного моделирования [26] применительно к радиальной скорости рассеивания КС 50-миллиметрового заряда. Для различных длительностей ЭДВ и диаметров КЗ на рис. 10 проиллюстрировано влияние на радиус керна R_c (отнесенный к определяемому соотношением $R_e = R_0 / \sqrt{1 + \dot{\epsilon}_{z0}(t_b + \tau_c)}$ радиусу КС на момент окончания токового воздействия) относительной силы тока J/J_{cr1} , вычисляемой с использованием для J_{cr1} значения, рассчитываемого по (10).

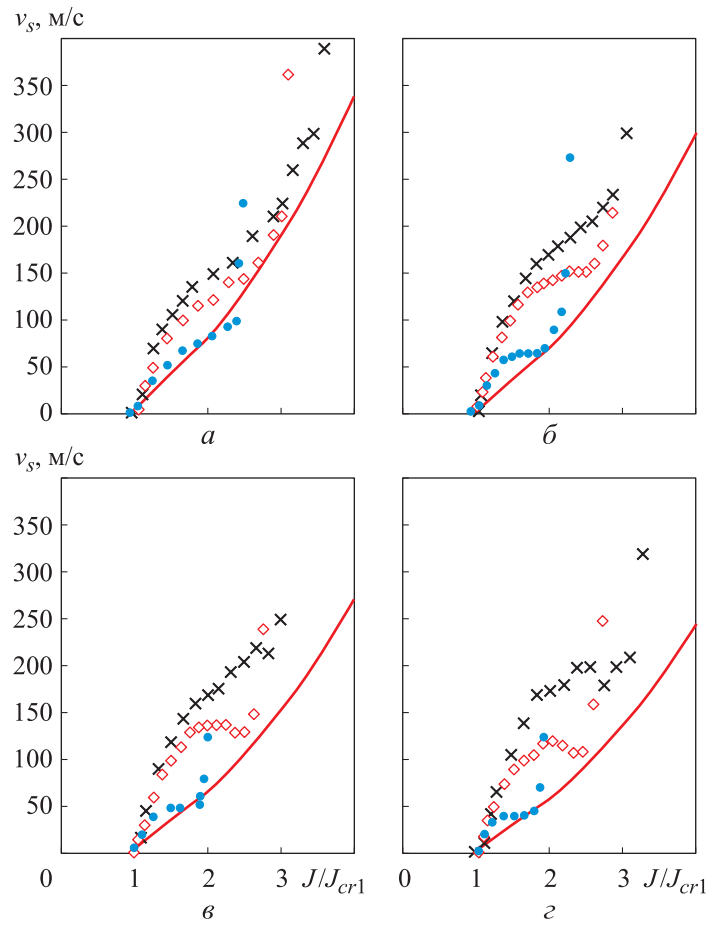


Рис. 9. Зависимость радиальной скорости разлета поверхностного слоя КС, формируемых зарядами различного диаметра, от силы тока и длительности его протекания: a — $\bar{\tau}_c = 0,75$; $б$ — $\bar{\tau}_c = 1,5$; $в$ — $\bar{\tau}_c = 2,25$; $г$ — $\bar{\tau}_c = 3,0$; — оппорная аналитическая зависимость; • — диаметр заряда 50 мм; \diamond — диаметр заряда 100 мм; \times — диаметр заряда 150 мм

Полученные для КЗ различного диаметра зависимости радиальной скорости разлета поверхностного слоя КС от силы тока (см. рис. 9) имеют характерный вид — после стадии первоначального достаточно резкого роста с повышением силы тока наблюдается стадия замедления роста, которая может сопровождаться даже небольшим снижением значения v_s . В последующем снова происходит резкое увеличение радиальной скорости материала с темпом, заметно превышающим наблюдавшийся на предшествующих стадиях. При сравнении данных численных расчетов по значениям v_s на рис. 9 и R_c/R_e на рис. 10 видно, что провалу в темпе возрастания зависимостей скорости рассеивания соответствует значение второго критического тока J_{cr2} ,

при котором радиус неразрушенной центральной области КС обращается в нуль ($R_c = 0$). При токах, приближающихся к J_{cr2} , наблюдаются резкое уменьшение радиуса ядра R_c и, соответственно, увеличение массы рассеиваемого материала КС. Это, по-видимому, и приводит к некоторому снижению темпа роста скорости рассеивания.

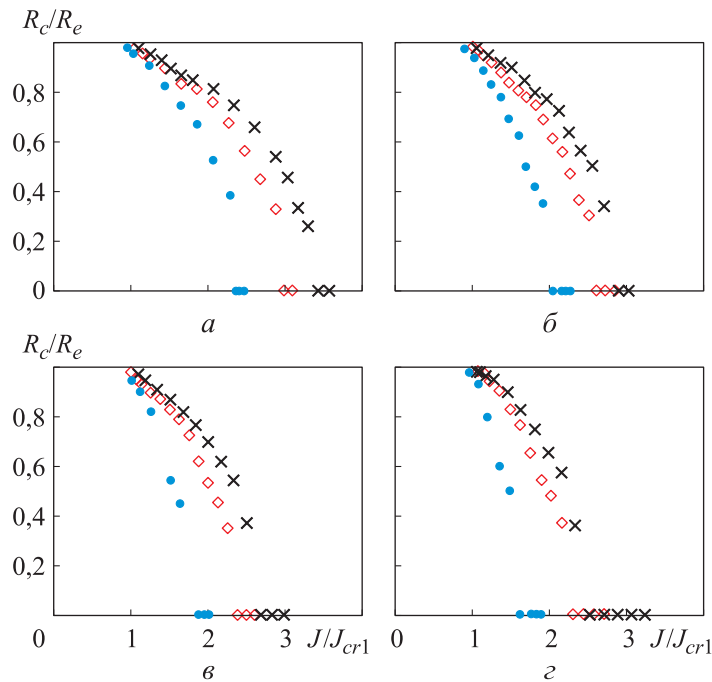


Рис. 10. Зависимость радиуса остающейся неразрушенной центральной области КС, формируемых зарядами различного диаметра, от силы тока и длительности его протекания:

a — $\bar{\tau}_c = 0,75$; $б$ — $\bar{\tau}_c = 1,5$; $в$ — $\bar{\tau}_c = 2,25$; $г$ — $\bar{\tau}_c = 3,0$; \bullet — диаметр заряда 50 мм;
 \diamond — диаметр заряда 100 мм; \times — диаметр заряда 150 мм

Заклучение. Опорная аналитическая зависимость (1) для определения радиальной скорости рассеивания материала КС при токах $J \leq J_{cr2}$ вполне удовлетворительно согласуется с полученными в данной работе результатами численного моделирования ЭДВ на КС 50-миллиметрового заряда (именно для КЗ данного диаметра проводились численные расчеты [26], послужившие основой для ее получения). Особенно хорошее соответствие наблюдается в области, примыкающей ко второму критическому току, соответствующему переходу к диспергированию материала по всему сечению КС. Для КЗ большего диаметра (100 мм и 150 мм) проявляется масштабный эффект — радиальная скорость разлета поверхностного слоя КС при ЭДВ заметно превышает значение, предсказываемое соотношением (1), причем чем

больше поперечный размер КС, тем значительнее это превышение. Одновременно с увеличением скорости радиального разлета при переходе к КЗ большего диаметра происходит уменьшение толщины разлетающегося слоя материала КС, т. е. возрастание величины R_c/R_e (см. рис. 10). Вероятно, причиной зафиксированного масштабного эффекта в характере разрушения КС при ЭДВ является усиление проявления скин-эффекта для более «толстых» КС.

После превышения второго критического тока значения радиальной скорости рассеивания материала для КС всех рассмотренных КЗ, в том числе и для 50-миллиметрового, уходят резко вверх от кривой, соответствующей зависимости (1). Увеличение продолжительности ЭДВ τ_c приводит к уменьшению величины как второго, так и первого критического тока. При этом для первого критического тока данное снижение хорошо отслеживается зависимостью (10) за счет уменьшения с возрастанием τ_c входящих в нее значений осевой скорости деформирования $\dot{\epsilon}_{ze}$ и радиуса КС R_e на момент окончания ЭДВ.

Следует отметить, что представленные расчетные результаты по рассеиванию металлических КС при мощном ЭДВ нуждаются в дальнейшем уточнении вследствие упрощенности модели процесса, использовавшейся для их получения. Необходима разработка более совершенных моделей, учитывающих прежде всего влияние фактора МГД-неустойчивости КС, на фоне развития которой, как свидетельствуют рентгенографические исследования [8, 25], и реализуется эффект рассеивания материала струи.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Орленко Л.П., ред. *Физика взрыва*. В 2 т. Т. 2. Москва, Физматлит, 2004, 656 с.
- [2] Walters W.P., Zukas J.A. *Fundamentals of Shaped Charges*. New York, Wiley, 1989, 398 p.
- [3] Федоров С.В., Бабкин А.В., Ладов С.В. Особенности инерционного удлинения высокоградиентного проводящего стержня в продольном низкочастотном магнитном поле. *Инженерно-физический журнал*, 2001, т. 74, № 2, с. 79–86.
- [4] Ma B., Huang Z., Guan Z., Zu X., Jia X., Xiao Q. Research of the axial strong magnetic field applied at the initial period of inertial stretching stage of the shaped charge jet. *International Journal of Impact Engineering*, 2018, vol. 113, pp. 54–60.
- [5] Федоров С.В. Усиление магнитного поля в металлических кумулятивных струях при их инерционном удлинении. *Физика горения и взрыва*, 2005, т. 41, № 1, с. 120–128.
- [6] Павловский А.И., Пляшкевич Л.Н., Шувалов А.М., Бродский А.Я. Экспериментальные исследования разрушения кумулятивной струи импульсом тока. *Журнал технической физики*, 1994, т. 64, № 2, с. 76–82.
- [7] Федоров С.В., Бабкин А.В., Ладов С.В. Проявление магнитокумулятивного эффекта при взрыве кумулятивного заряда с созданным в его облицовке

- аксиальным магнитным полем. *Журнал технической физики*, 2003, т. 73, № 8, с. 111–117.
- [8] Матросов А.Д., Швецов Г.А. Экспериментальное исследование токовой неустойчивости кумулятивных струй. *Прикладная механика и техническая физика*, 1996, т. 37, № 4, с. 9–14.
- [9] Павловский А.И., Пляшкевич Л.Н., Шувалов А.М., Бродский А.Я. Исследование некоторых особенностей процесса разрушения кумулятивной струи в сильноточном режиме. *Журнал технической физики*, 1994, т. 64, № 5, с. 43–48.
- [10] Пляшкевич Л.Н., Шувалов А.М., Спириков Г.М., Бродский А.Я., Димант Е.М., Лукьянов Н.Б., Макаев Б.С., Репьев А.Г., Гайдаш С.В., Зайцев А.С. Разрушение кумулятивных струй током. *Физика горения и взрыва*, 2002, т. 38, № 5, с. 124–127.
- [11] Григорян В.А., ред. *Защита танков*. Москва, Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007, 327 с.
- [12] Ogorkiewicz R.M. Future tank armors revealed. *Janes Int. Defense Review*, 1997, no. 5, pp. 50–51.
- [13] Бабкин А.В., Ладов С.В., Федоров С.В. Электрическая защита перспективной боевой машины XXI века. *Оборонная техника*, 2000, № 1–2, с. 19–25.
- [14] Xiang H.-J., Liang C.-Y., Yuan X.-C. Parameters optimization of passive electromagnetic armor based on orthogonal experiment. *Advances in Engineering Research*, 2019, vol. 185, pp. 51–57.
- [15] Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. *Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках*. Москва, Энергоатомиздат, 1990, 288 с.
- [16] Walters W.P., Summers R.L. A review of jet breakup time models. *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, 1993, vol. 18, no. 5, pp. 241–246.
- [17] Petit J. Breakup of copper shaped-charge jets: experiment, numerical simulations, and analytical modeling. *Journal of Applied Physics*, 2005, vol. 98, no. 12, 123521.
- [18] Littlefield D.L., Powell J.D. The effect of electromagnetic fields on the stability of a uniformly elongating plastic jet. *Physics of Fluids A*, 1990, vol. 2, no. 12, pp. 2240–2248.
- [19] Littlefield D.L. Finite conductivity effects on the MHD instabilities in uniformly elongating plastic jets. *Physics of Fluids A*, 1991, vol. 3, no. 6, pp. 1666–1673.
- [20] Федоров С.В., Бабкин А.В., Ладов С.В. Развитие магнитогидродинамической неустойчивости на подвергающейся электродинамическому воздействию кумулятивной струе. *Оборонная техника*, 1998, № 1–2, с. 49–56.
- [21] Швецов Г.А., Матросов А.Д., Бабкин А.В., Ладов С.В., Федоров С.В. Поведение металлических кумулятивных струй при пропускании по ним импульсного электрического тока. *Прикладная механика и техническая физика*, 2000, т. 41, № 3, с. 19–25.
- [22] Pollock C.E. Electromagnetic effect of the natural hydrodynamic instability of stretching, high velocity, metallic jets. In: *Megagauss Magnetic Field Generation and Pulsed Power Applications*. M. Cowan and R.B. Spielman, eds. N.Y., Nova Sci. Publ., 1994, pp. 309–316.
- [23] Бабкин А.В., Кружков В.А., Луговой Э.В., Федоров С.В. Математическое моделирование растяжения кумулятивной струи при пропускании через нее электрического тока. *Оборонная техника*, 1993, № 9, с. 36–39.
- [24] Федоров С.В. Об эффекте рассеивания металлических кумулятивных струй при пропускании по ним мощного импульса электрического тока. *Журнал технической физики*, 2012, т. 82, № 10, с. 18–30.

- [25] Appelgren P., Skoglund M., Lundberg P., Westerling L., Larsson A., Hurtig T. Experimental study of electromagnetic effects on solid copper jets. *Journal of Applied Mechanics. Transactions ASME*, 2010, vol. 77, no. 1, pp. 1–7.
- [26] Бабкин А.В., Колычев М.Е., Ладов С.В., Федоров С.В. О возможном механизме разрушения кумулятивной струи импульсом тока. *Оборонная техника*, 1995, № 4, с. 47–54.
- [27] Жерноклетов М.В., ред. *Методы исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках*. Саров, РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2005, 428 с.
- [28] Федоров С.В., Велданов В.А., Смирнов В.Е. Численный анализ влияния скорости и прочности удлиненных ударников из высокоплотного сплава на глубину их проникания в стальную преграду. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение*, 2015, № 1 (100), с. 65–83.
- [29] Кнопфель Г. *Сверхсильные импульсные магнитные поля*. Москва, Мир, 1972, 392 с.
- [30] Швецов А.Г., Матросов А.Д., Станкевич С.В. Влияние электрического тока на глубину проникания кумулятивных струй в преграды. *Прикладная механика и техническая физика*, 2015, т. 56, № 1, с. 150–161.
- [31] Ильюшин А.А. *Механика сплошной среды*. Москва, Изд-во МГУ, 1990, 310 с.
- [32] Johnson G.R., Cook W.N. A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high rates and high temperatures. In: *Proc. of the 7th Int. Symp. on Ballistics*. Hague, Netherlands, 1983, pp. 541–547.
- [33] Велданов В.А., Марков В.А., Пусев В.И., Ручко А.М., Сотский М.Ю., Сотский Ю.М., Федоров С.В. Исследование динамических механических свойств алюминиевых сплавов методом акселерометрии. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение*, 2010, № 2 (79), с. 37–46.
- [34] Уилкинс М.Л. Расчет упругопластических течений. *Вычислительные методы в гидродинамике*. Москва, Мир, 1967, с. 212–263.

Статья поступила в редакцию 12.10.2023

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Федоров С.В., Болотина И.А., Горелов В.И. Влияние параметров токового воздействия на радиальное рассеивание металлических кумулятивных струй. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2023, вып. 10.

<http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2023-10-2308>

Федоров Сергей Владимирович — старший преподаватель кафедры «Высокоточные летательные аппараты» МГТУ им. Н.Э. Баумана; автор более 300 научных работ в области физики взрыва и высокоскоростного удара.
e-mail: fedorovsv@bmstu.ru

Болотина Ирина Алексеевна — старший преподаватель кафедры «Технологии ракетно-космического машиностроения» МГТУ им. Н.Э. Баумана; автор около 30 научных работ в области технологии ракетно-космического машиностроения.
e-mail: bolotina_i@bmstu.ru

Горелов Владимир Иванович — доцент кафедры № 1 РТВ ВУЦ МГТУ им. Н.Э. Баумана; автор около 30 научных работ в области военных наук.
e-mail: gorelovvi@bmstu.ru

Current effect parameters influence on radial dispersion of the metallic shaped-charge jets

© S.V. Fedorov, I.A. Bolotina, V.I. Gorelov

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005, Russia

To reduce penetration effect of a shaped charge, powerful current effect on the shaped charge jet could be introduced. Based on numerical simulation within the framework of a model of the uniformly elongating cylindrical rod, the paper analyzes features of the metal shaped-charge jets stretching, when passing a powerful electric current pulse through them. Main attention is paid to the effect of jet material radial dispersion behind its exit from the interelectrode gap. The role of magnetic energy stored in the jet elements during exposure was clarified in this phenomenon. For the shaped-charge jet middle sections formed by charges with diameter of 50 to 150 mm, distributions along the jet radius of the material density and the material radial velocity were obtained immediately after the current “cutoff”. They indicated that as a result of current exposure, the jet material surface layer could be torn off and dissipated with maintaining continuity of its central part. With an increase in strength of the current passed through the jet, thickness of its destroyed layer acquiring radial velocity directed from the axis and increases. Critical currents corresponding to the jet surface layer breakdown and its complete destruction were determined.

Keywords: shaped charge, shaped-charge jet, electric current, electrodynamic effect, Joule heating, interelectrode gap, radial dispersion, numerical simulation

REFERENCES

- [1] Orlenko L.P., ed. *Fizika vzryva* [Physics of explosion]. In 2 volumes. Vol. 2. Moscow, Fizmatlit Publ., 2004, 656 p.
- [2] Walters W.P., Zukas J.A. *Fundamentals of Shaped Charges*. New York, Wiley, 1989, 398 p.
- [3] Fedorov S.V., Babkin A.V., Ladov S.V. Osobennosti inertsionnogo udlineniya vysokogradientnogo provodyaschego sterzhnya v prodolnom nizkochastotnom magnitnom pole [Features of inertial elongation of a high-gradient conductive rod in the longitudinal low-frequency magnetic field]. *Inzhenerno-fizicheskiy zhurnal — Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 2001, vol. 74, no. 2, pp. 79–86.
- [4] Ma B., Huang Z., Guan Z., Zu X., Jia X., Xiao Q. Research of the axial strong magnetic field applied at the initial period of inertial stretching stage of the shaped charge jet. *International Journal of Impact Engineering*, 2018, vol. 113, pp. 54–60.
- [5] Fedorov S.V. Usilenie magnitnogo polya v metallicheskih kumulyativnykh struyakh pri ikh inertsionnom udlinenii [Magnetic-field amplification in metal shaped-charge jets during their inertial elongation]. *Fizika gorenija i vzryva — Combustion, Explosion and Shock Waves*, 2005, vol. 41, no. 1, pp. 120–128.
- [6] Pavlovsky A.I., Plyashkevich L.N., Shuvalov A.M., Brodsky A.Ya. Eksperimentalnye issledovaniya razrusheniya kumulyativnoy strui impulsnom toka [Experimental researches of the destruction of the shaped-charge jet by pulsed electric current]. *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki — Technical Physics*, 1994, vol. 64, no. 2, pp. 76–82.
- [7] Fedorov S.V., Babkin A.V., Ladov S.V. Proyavlenie magnitokumulyativnogo efekta pri vzryve kumulyativnogo zaryada s sozdannym v ego oblitsovke aksial-

- nym magnitnym polem [Manifestation of the magnetocumulative effect during the explosion of a shaped charge with the axial magnetic field created in its lining]. *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki — Technical Physics*, 2003, vol. 73, no. 8, pp. 111–117.
- [8] Matrosov A.D., Shvetsov G.A. Eksperimentalnoe issledovanie tokovoy neustoychivosti kumulyativnykh struy [Experimental research of the current instability of shaped-charge jets]. *Prikladnaya mekhanika i tekhnicheskaya fizika — Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 1996, vol. 37, no. 4, pp. 9–14.
- [9] Pavlovsky A.I., Plyashkevich L.N., Shuvalov A.M., Brodsky A.Ya. Issledovanie nekotorykh osobennostey protsessa razrusheniya kumulyativnoy strui v silnotochnom rezhime [Research on some features of the shaped-charge jet disruption process in a strong-flow mode]. *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki — Technical Physics*, 1994, vol. 64, no. 5, pp. 43–48.
- [10] Plyashkevich L.N., Shuvalov A.M., Spirov G.M., Brodsky A.Ya., Dimant E.M., Lukyanov N.B., Makaev B.S., Repeyev A.G., Gaidash S.V., Zaitsev A.S. Razrushenie kumulyativnykh struy tokom [Disruption of shaped-charge jets by a current]. *Fizika goreniya i vzryva — Combustion, Explosion and Shock Waves*, 2002, vol. 38, no. 5, pp. 124–127.
- [11] Grigoryan V.A., ed. *Zashchita tankov* [Protection for tanks]. Moscow, BMSTU Publ., 2007, 327 p.
- [12] Ogorkiewicz R.M. Future tank armors revealed. *Janes Int. Defense Review*, 1997, no. 5, pp. 50–51.
- [13] Babkin A.V., Ladov S.V., Fedorov S.V. Elektricheskaya zaschita perspektivnoy boevoy mashiny XXI veka [Electrical protection of advanced technology combat vehicle of the XXI century]. *Oboronnaya tekhnika*, 2000, no. 1-2, pp. 19–25.
- [14] Xiang H.-J., Liang C.-Y., Yuan X.-C. Parameters optimization of passive electromagnetic armor based on orthogonal experiment. *Advances in Engineering Research*, 2019, vol. 185, pp. 51–57.
- [15] Burtsev V.A., Kalinin N.V., Luchinsky A.V. *Elektricheskiy vzryv provodnikov i ego primeneniye v elektrofizicheskikh ustanovkakh* [Electrical explosion of conductors and its application in the electrical installations]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1990, 288 p.
- [16] Walters W.P., Summers R.L. A review of jet breakup time models. *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, 1993, vol. 18, no. 5, pp. 241–246.
- [17] Petit J. Breakup of copper shaped-charge jets: experiment, numerical simulations, and analytical modeling. *Journal of Applied Physics*, 2005, vol. 98, no. 12, 123521.
- [18] Littlefield D.L., Powell J.D. The effect of electromagnetic fields on the stability of a uniformly elongating plastic jet. *Physics of Fluids A*, 1990, vol. 2, no. 12, pp. 2240–2248.
- [19] Littlefield D.L. Finite conductivity effects on the MHD instabilities in uniformly elongating plastic jets. *Physics of Fluids A*, 1991, vol. 3, no. 6, pp. 1666–1673.
- [20] Fedorov S.V., Babkin A.V., Ladov S.V. Razvitie magnitogidrodinamicheskoy neustoychivosti na podvergayuscheysya elektrodinamicheskomu vozdeystviyu kumulyativnoy strye [Formation of magnetohydrodynamic instability of the shaped-charge jet exposing electrodynamic impact]. *Oboronnaya tekhnika*, 1998, no. 1–2, pp. 49–56.
- [21] Shvetsov G.A., Matrosov A.D., Babkin A.V., Ladov S.V., Fedorov S.V. Povedeniye metallicheskiy kumulyativnykh struy pri propuskaniy po nim impulsnogo elektricheskogo toka [Behavior of metallic shaped-charge jets with passage of a pulsed electric current through them]. *Prikladnaya mekhanika i*

- tehnicheskaya fizika — Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2000, vol. 41, no. 3, pp. 19–25.
- [22] Pollock C.E. Electromagnetic effect of the natural hydrodynamic instability of stretching, high velocity, metallic jets. In: *Megagauss Magnetic Field Generation and Pulsed Power Applications*. M. Cowan and R.B. Spielman, eds. N.Y., Nova Sci. Publ., 1994, pp. 309–316.
- [23] Babkin A.V., Kruzhkov V.A., Lugovoy E.V., Fedorov S.V. Matematicheskoe modelirovaniye rastyazheniya kumulyativnoy strui pri propuskanii cherez nee elektricheskogo toka [Mathematical simulation of stretching of the shaped-charge jet when electric current is passing through it]. *Oboronnaya tekhnika*, 1993, no. 9, pp. 36–39.
- [24] Fedorov S.V. Ob effekte rasseivaniya kumulyativnykh struy pri propuskanii po nim moschnogi impulsa elektricheskogo toka [On the dispersion effect of metallic shaped-charge jets when a powerful pulse of electric current is passing through them]. *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki — Technical Physics*, 2012, vol. 82, no. 10, pp. 18–30.
- [25] Appelgren P., Skoglund M., Lundberg P., Westerling L., Larsson A., Hurtig T. Experimental study of electromagnetic effects on solid copper jets. *Journal of Applied Mechanics. Transactions ASME*, 2010, vol. 77, no. 1, pp. 1–7.
- [26] Babkin A.V., Kolychev M.E., Ladov S.V., Fedorov S.V. O vozmozhnom mekhanizme razrusheniya kumulyativnoy strui impulsnom toka [On a possible mechanism of destruction of the shaped-charge jet by current pulse]. *Oboronnaya tekhnika*, 1995, no. 4, pp. 47–54.
- [27] Zhernokletov M.V., ed. *Metody issledovaniya svoystv materialov pri intensivnykh dinamicheskikh nagruzkakh* [Methods for studying the properties of materials under intense dynamic loads]. Sarov, RFYaTs–VNIIEF Publ., 2005, 428 p.
- [28] Fedorov S.V., Veldanov V.A., Smirnov V.E. Chislennyi analiz vliyaniya skorosti i prochnosti udlinennykh udarnikov iz vysokoplotnogo splava na glubinu ikh proniknoveniya v stalnyuyu pregradu [Influence numerical analysis of velocity and strength of high density alloy elongated projectiles on their penetration depth into the steel target]. *Vestnik MGTU im. N.E. Bauman — Herald of the Bauman Moscow State Technical University. Series Mechanical Engineering*, 2015, no. 1 (100), pp. 65–83.
- [29] Knoepfel H. *Pulsed High Magnetic Fields*. Amsterdam, North-Holland Publ. Company, 1970, 373 p. [In Russ.: Knopfel' G. *Sverkhshilnye impulsnye magnitnye polya*. Moscow, Mir Publ., 1972, 392 p.].
- [30] Shvetsov A.G., Matrosov A.D., Stankevich S.V. Vliyanie elektricheskogo toka na glubinu proniknoveniya kumulyativnykh struy v pregrady [Effect of electric current on the depth of penetration of shaped-charge jets into targets]. *Prikladnaya mekhanika i tekhnicheskaya fizika — Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2015, vol. 56, no. 1, pp. 150–161.
- [31] Ilyushin A.A. *Mekhanika sploshnoy sredy* [Continuum mechanics]. Moscow, MGU Publ., 1990, 310 p.
- [32] Johnson G.R., Cook W.N. A constitutive model and data for metals is subject to large strains, high rates and high temperatures. In: *Proc. of the 7th Int. Symp. on Ballistics*. Hague, Netherlands, 1983, pp. 541–547.
- [33] Veldanov V.A., Markov V.A., Pusev V.I., Ruchko A.M., Sotsky M.Yu., Sotsky Yu.M., Fedorov S.V. Issledovanie dinamicheskikh mekhanicheskikh svoystv aluminievnykh splavov metodom akselerometrii [Research of dynamic mechanical properties of aluminum alloys by an accelerometry method]. *Vestnik MGTU im. N.E. Baumana. Seriya Mashinostroyeniye — Herald of the Bauman Moscow*

State Technical University. Series Mechanical Engineering, 2010, no. 2 (79), pp. 37–46.

- [34] Wilkins M.L. *Calculation of elastoplastic flows*. In: B. Alder (Ed.) *Methods in Computational Physics*. Vol. 3. New York, Academic Press, 1964, pp. 211–263 [In Russ.: Uilkins M.L. Raschet uprugoplasticheskikh techeniy. Vychislitelnye metody v gidrodinamike. Moscow, Mir Publ., 1967, pp. 212–263].

Fedorov S.V., Senior Lecturer, Department of High-Precision Aircraft, Bauman Moscow State Technical University; author of more than 300 scientific papers in explosion and high-velocity impact physics. e-mail: fedorovsv@bmstu.ru

Bolotina I.A., Senior Lecturer, Department of Rocket and Space Engineering Technologies, Bauman Moscow State Technical University; author of about 30 scientific papers in rocket and space engineering technology. e-mail: bolotina_i@bmstu.ru

Gorelov V.I., Associate Professor, Department No. 1, RTV VUTs, Bauman Moscow State Technical University; author of about 30 scientific papers in military sciences. e-mail: gorelovvi@bmstu.ru