

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ ЗАЩИТА ОТ КУМУЛЯТИВНЫХ СРЕДСТВ ПОРАЖЕНИЯ: ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ

С.В. Федоров

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация
e-mail: sergfed-64@mail.ru

Рассмотрен нетрадиционный способ защиты различных объектов от кумулятивных средств поражения посредством реализации мощного электрического разряда через кумулятивную струю для уменьшения глубины ее проникания в преграду. В качестве возможных физических механизмов снижения пробивной способности кумулятивных струй при токовом воздействии проанализированы развитие магнетогидродинамической неустойчивости перетяжечного типа и диспергирование материала струи с его радиальным рассеиванием. На основании обобщения результатов численного моделирования данных эффектов разработана методика расчета пробивного действия кумулятивных зарядов в условиях пропускания по кумулятивной струе мощного импульса электрического тока. Проведено сопоставление результатов расчетов с имеющимися экспериментальными данными.

Ключевые слова: взрыв, кумулятивный заряд, кумулятивная струя, пробивное действие, электрический ток, электродинамическая защита.

ELECTRODYNAMIC PROTECTION AGAINST SHAPED CHARGE WEAPONS. PHYSICAL ASPECTS OF FUNCTIONING

S.V. Fedorov

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation
e-mail: sergfed-64@mail.ru

A nonconventional method is considered for protecting different objects against the shaped-charge weapons by means of passing a powerful electric discharge through a shaped-charge jet to decrease a depth of its penetration into the target. Development of the necking-type magnetohydrodynamic instability and dispersion of jet material with its radial scattering are analyzed as possible physical mechanisms of a reduction in the penetrative ability of shaped-charge jets under exposure to the electric current. Based on generalization of results of numerical simulation of these effects, a computational procedure is developed for determining the penetration action of shaped charges under condition of passing a powerful pulse of electric current along the shaped-charge jet. The calculation results are compared with experimental data.

Keywords: explosion, shaped charge, shaped-charge jet, penetration action, electric current, electrodynamic protection.

Эффективным средством поражения сильно защищенных бронированных объектов являются кумулятивные боеприпасы [1], формирующие при взрыве высокоскоростные металлические кумулятивные струи (КС), имеющие высокую пробивную способность. В настоящее время в качестве основного средства обеспечения противокумулятивной стойкости объектов военной техники выступает динамическая защита [2], принцип действия которой основан на взрывном метании

металлических пластин, сбивающих КС. Метание пластин элемента динамической защиты осуществляется заключенным между ними слоем взрывчатого вещества, инициируемого при пробитии КС. Несмотря на свою достаточно высокую эффективность, широкое применение динамическая защита получила главным образом на тяжело бронированных объектах военной техники (танках). Ее использование на легко бронированной технике ограничивается проблемами, связанными с собственным достаточно мощным взрывным воздействием элемента динамической защиты на защищаемый объект и на его экипаж.

В последнее время в связи с активизацией деятельности различного рода террористических группировок, широко использующих кумулятивные средства ближнего боя (реактивные противотанковые гранаты) вследствие их относительной доступности и простоты применения, приобрела актуальность противокумулятивная защита и ряда гражданских объектов. К их числу относятся, прежде всего, хранилища и транспортные контейнеры для перевозки ядовитых, горючих, взрывоопасных и радиоактивных материалов. Разрушение или повреждение подобных объектов в результате террористической атаки способно привести к серьезным последствиям — многочисленным человеческим жертвам, химическому и радиоактивному заражению территории. Использование в данном случае для противодействия кумулятивным средствам поражения динамической защиты практически исключается из-за опасности поражения при ее функционировании находящихся вблизи защищаемого объекта других гражданских объектов и людей разлетающимися с высокой скоростью фрагментами пластин. Кроме того, размещение на защищаемом объекте большого количества взрывчатого вещества (в элементах динамической защиты) требует дополнительных специальных мер по обеспечению его пожаровзрывобезопасности.

В качестве возможной альтернативы динамической защите при противодействии кумулятивным средствам поражения может рассматриваться так называемая электродинамическая защита (ЭДЗ) [3], принцип действия которой основан на разрушении КС кратковременным мощным импульсом электрического тока. В простейшем варианте устройство ЭДЗ представляет собой две металлических пластины (электрода), разделенные слоем диэлектрика и соединенные с источником электрической энергии (рис. 1). Такой элемент ЭДЗ устанавливается перед защищаемой преградой и после пробития струей слоя диэлектрика и замыкания электрической цепи осуществляет токовое воздействие на участки КС при их движении в межэлектродном промежутке. В отличие от динамической защиты функционирование ЭДЗ не представляет опасности для объектов, расположенных вблизи защищаемого, что существенно расширяет область ее применения.

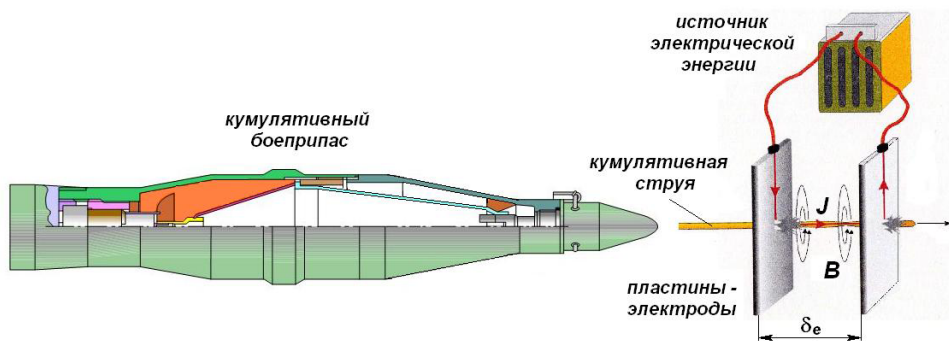


Рис. 1. Схема противоккумулятивной защиты с реализацией токового воздействия на кумулятивную струю

Первые исследования по ЭДЗ были выполнены более 30 лет назад в Институте гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН [4, 5], где и было предложено использовать электродинамическое воздействие (ЭДВ) на КС для снижения ее пробивной способности. За прошедшие годы в рамках исследований ЭДЗ накоплен довольно обширный материал в основном экспериментального характера. В нашей стране эксперименты по разрушению КС импульсом тока проводились в Институте гидродинамики им. М.А. Лаврентьева [4–7], РЯЦ-ВНИИЭФ [7–9] и ОАО “НИИ Стали” [7, 10]. В США подобные работы велись фирмой Maxwell Laboratories (Калифорния) и институтом Southwest Research Institute (Техас), в Англии — центром Defence Research Agency [11, 12]. В экспериментах исследовалась в основном двухэлектродная схема ЭДЗ (см. рис. 1), в качестве источника электрической энергии в большинстве случаев использовалась конденсаторная батарея, в [7] была также исследована возможность применения для токового воздействия на КС магнитокумулятивного генератора. Экспериментальные результаты получены для кумулятивных зарядов (КЗ) диаметром от 30 до 100 мм и представляют собой в основном данные по снижению пробивного действия зарядов в сочетании с фиксируемыми в экспериментах кривыми изменения разрядного тока в межэлектродном промежутке, а также рентгенограммы КС, испытавших мощное токовое воздействие [4, 6].

Для решения вопросов, связанных с практическим применением ЭДЗ, необходимо иметь соответствующие расчетные методики, позволяющие прогнозировать пробивное действие КЗ при пропускании через КС мощного импульса электрического тока. Очевидно, создание подобных методик невозможно без выявления физических причин уменьшения проникающей способности КС при токовом воздействии и разработки соответствующих физико-математических моделей поведения струи при ЭДВ.

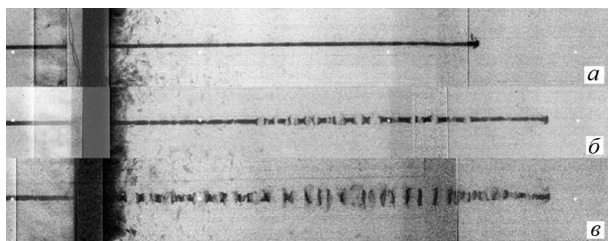


Рис. 2. Рентгенограммы разрушения кумулятивных струй мощным импульсом электрического тока:

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

Анализ данных рентгенографических исследований КС после мощного токового воздействия (рис. 2) [13] позволяет в качестве одной из основных причин снижения их проникающей способности рассматривать развитие МГД-неустойчивости перетяжечного типа [14]. Вследствие МГД-неустойчивости ускоряется процесс распада удлиняющейся КС на отдельные движущиеся друг за другом элементы, что приводит к уменьшению эффективной длины струи и, соответственно, ее пробивного действия. Как свидетельствуют рентгенограммы, элементы КС, на которые она распадается после мощного ЭДВ, имеют существенно меньшее удлинение, чем в случае естественного распада струи вследствие развития пластической неустойчивости [15]. При этом радиальные размеры элементов распавшейся в результате токового воздействия КС могут увеличиваться.

Расчетно-теоретическое исследование МГД-неустойчивости металлических КС при пропускании по ним мощного импульса электрического тока проводилось на основе модели, в которой элементы струи рассматривались как участки удлиняющегося осесимметричного несжимаемого жесткопластического стержня переменного радиуса в предположении сохранения плоской формы его поперечных сечений в течение всего процесса деформирования. Использование гипотезы плоских сечений позволяет выделить на участке стержня произвольное поперечное сечение толщиной dz (рис. 3) и записать для него уравнение движения в осевом направлении в виде

$$\pi R^2 \rho \frac{dv_z}{dt} = \frac{\partial F_z}{\partial z} + 2\pi R p_m \frac{\partial R}{\partial z}, \quad (1)$$

где R — радиус выделенного сечения; ρ — плотность материала стержня; v_z — осевая скорость движения поперечного сечения; F_z — полная осевая сила, действующая в сечении, p_m — приложенное к поверхности стержня магнитное давление, учитывающее действие на него электромагнитных сил, обусловленных протеканием по стержню электрического тока.

Действующая в сечении осевая сила F_z определяется распределением по нему осевой компоненты σ_z тензора напряжений:

$$F_z = 2\pi \int_0^R \sigma_z r dr. \quad (2)$$

При этом значения компонент девиатора тензора напряжений s_{ij} , необходимые для расчета механических напряжений (в том числе, и осевого напряжения σ_z), находились с использованием соотношений Сен-Венана – Леви – Мизеса [16] для несжимаемой жесткопластической среды:

$$s_{ij} = \frac{2\sigma_Y}{3\dot{\epsilon}_i} \dot{\epsilon}_{ij}, \quad (3)$$

где σ_Y – предел текучести материала стержня; $\dot{\epsilon}_{ij}$ – компоненты тензора скоростей деформации; $\dot{\epsilon}_i$ – интенсивность скоростей деформации.

Отметим, что интегрирование уравнения неразрывности для произвольного поперечного сечения стержня дает линейный закон распределения по его радиусу r радиальной скорости v_r частиц стержня

$$v_r = -\dot{\epsilon}_z r / 2, \quad (4)$$

где $\dot{\epsilon}_z = \partial v_z / \partial z$ – текущая осевая скорость деформации в данном сечении. С учетом данного обстоятельства, а также следующего из принятой гипотезы плоских сечений условия равномерности распределения осевой скорости v_z по радиусу сечения $\partial v_z / \partial r = 0$ получаем радиальную $\dot{\epsilon}_r$, окружную $\dot{\epsilon}_\theta$ и сдвиговую $\dot{\epsilon}_{zr}$ компоненты тензора скоростей деформации в виде

$$\dot{\epsilon}_r = \frac{\partial v_r}{\partial r} = -\frac{\dot{\epsilon}_z}{2}; \dot{\epsilon}_\theta = \frac{v_r}{r} = -\frac{\dot{\epsilon}_z}{2}; \dot{\epsilon}_{zr} = \frac{1}{2} \frac{\partial v_r}{\partial z} = -\frac{1}{4} \frac{\partial \dot{\epsilon}_z}{\partial z} r,$$

что, в свою очередь, для определения интенсивности скоростей деформации

$$\dot{\epsilon}_i = \frac{\sqrt{2}}{3} \sqrt{(\dot{\epsilon}_r - \dot{\epsilon}_\theta)^2 + (\dot{\epsilon}_\theta - \dot{\epsilon}_z)^2 + (\dot{\epsilon}_r - \dot{\epsilon}_z)^2 + 6\dot{\epsilon}_{zr}^2}$$

дает соотношение

$$\dot{\epsilon}_i = \sqrt{\dot{\epsilon}_z^2 + \frac{r^2}{12} \left(\frac{\partial \dot{\epsilon}_z}{\partial z} \right)^2}.$$

В результате нормальные компоненты девиатора тензора напряжений s_z , s_r и s_θ с использованием (3) представляются выражениями

$$s_z = \frac{2}{3} \frac{\sigma_Y \dot{\epsilon}_z}{\sqrt{\dot{\epsilon}_z^2 + \frac{r^2}{12} \left(\frac{\partial \dot{\epsilon}_z}{\partial z} \right)^2}}; \quad s_r = s_\theta = -\frac{1}{3} \frac{\sigma_Y \dot{\epsilon}_z}{\sqrt{\dot{\epsilon}_z^2 + \frac{r^2}{12} \left(\frac{\partial \dot{\epsilon}_z}{\partial z} \right)^2}}. \quad (5)$$

Действующее в материале стержня среднее давление σ (дающее в сумме со значением s_z осевое напряжение σ_z) определялось с привлечением уравнения движения частиц стержня в радиальном направлении, записываемого в пренебрежении влиянием касательных напряжений τ_{zr} в виде

$$\rho \frac{dv_r}{dt} = \frac{\partial s_r}{\partial r} + \frac{\partial \sigma}{\partial r}.$$

Проинтегрировав данное уравнение по радиусу стержня от некоторого его текущего значения r до радиуса наружной поверхности R , получим радиальное распределение среднего напряжения

$$\sigma(r) = s_r(R) - s_r(r) + \sigma(R) - \rho \int_r^R \frac{dv_r}{dt} dr, \quad (6)$$

в котором среднее напряжение на боковой поверхности стержня $\sigma(R)$ можно определить из динамического граничного условия (записываемого, по-прежнему, в пренебрежении влиянием касательных напряжений τ_{zr}) равенства полного напряжения на поверхности стержня магнитному давлению p_m , взятому с противоположным знаком:

$$(s_r(R) + \sigma(R)) \cos^2 \alpha + (s_z(R) + \sigma(R)) \sin^2 \alpha = -p_m,$$

где α — угол наклона касательной к боковой поверхности стержня в данном сечении (рис. 3).

Приняв во внимание приведенное граничное условие, а также то, что в соответствии с (4)

$$\frac{dv_r}{dt} = \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} = \frac{r}{4} \left(\dot{\varepsilon}_z^2 - 2 \frac{d\dot{\varepsilon}_z}{dt} \right),$$

можно переписать (6) в виде

$$\sigma(r) = -s_r(r) - (s_z(R) - s_r(R)) \sin^2 \alpha - \frac{\rho}{8} \left(\dot{\varepsilon}_z^2 - 2 \frac{d\dot{\varepsilon}_z}{dt} \right) (R^2 - r^2) - p_m.$$

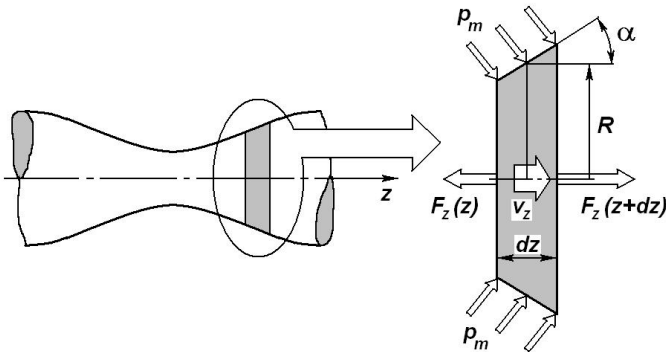


Рис. 3. Расчетная схема деформирования участка кумулятивной струи при пропуске по нему электрического тока

Определяя далее с использованием (5) радиальное распределение осевых напряжений $\sigma_z(r) = s_z(r) + \sigma(r)$ в стержне и интегрируя его для вычисления осевой силы F_z (2) по площади поперечного сечения, преобразуем уравнение движения стержня (1) к виду

$$\rho \frac{R^2}{2} \frac{dv_z}{dt} = \frac{\partial S}{\partial z} - \frac{\rho}{32} \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\dot{\varepsilon}_z^2 - 2 \frac{d\dot{\varepsilon}_z}{dt} \right) R^4 \right] - \frac{R^2}{2} \frac{\partial p_m}{\partial z}, \quad (7)$$

где

$$S = \frac{12\sigma_Y \dot{\varepsilon}_z^2}{(\partial \dot{\varepsilon}_z / \partial z)^2} \left[\left(1 + \frac{R^2 (\partial \dot{\varepsilon}_z / \partial z)^2}{12 \dot{\varepsilon}_z^2} \right)^{1/2} - 1 \right] - \frac{\sigma_Y R^2 \sin^2 \alpha}{2} \left(1 + \frac{R^2 (\partial \dot{\varepsilon}_z / \partial z)^2}{12 \dot{\varepsilon}_z^2} \right)^{-1/2}$$

характеризует прочностную составляющую осевой силы (так как зависит от предела текучести материала стержня).

Дополнив уравнение (7) вытекающим из (4) законом изменения радиуса произвольного сечения стержня $dR/dt = -\dot{\varepsilon}_z R/2$ и учитывая, что $\sin^2 \alpha = (\partial R / \partial z)^2 / (1 + (\partial R / \partial z)^2)$, приходим к описанию динамики деформирования участка КС с возмущениями боковой поверхности фактически в рамках одномерной (квазидвумерной) задачи, где все искомые функции v_z , $\dot{\varepsilon}_z$ и R зависят от времени t и лишь одной осевой координаты z (см. рис. 3).

В представляемой модели принимался также во внимание эффект термического разупрочнения материала стержня (снижения его предела текучести с ростом температуры). При этом предполагалось, что стержень нагревается за счет выделения джоулевой теплоты и пластической диссипации энергии. Учитывающее данные тепловые факторы уравнение энергии, записываемое для произвольного сечения стержня, имеет вид

$$\pi R^2 \rho c \frac{dT}{dt} = 2\pi \int_0^R \eta j^2 r dr + 2\pi \int_0^R \sigma_Y \dot{\varepsilon}_i r dr,$$

где c — теплоемкость материала стержня; T — усредненная по сечению температура; η — удельное сопротивление материала; j — плотность тока в сечении.

Вычисляя интегралы в правой части уравнения энергии в предположении равномерности распределения тока по сечениям стержня $j = J/\pi R^2$, где J — сила тока в стержне, получаем дифференциальное

соотношение, описывающее рост его температуры:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{\rho c} \left\{ \frac{\eta J^2}{\pi^2 R^4} + \frac{2\sigma_Y |\dot{\epsilon}_z|^3}{(\partial \dot{\epsilon}_z / \partial z)^2 R^2} \left[\left(1 + \frac{R^2}{12 \dot{\epsilon}_z^2} \left(\frac{\partial \dot{\epsilon}_z}{\partial z} \right)^2 \right)^{3/2} - 1 \right] \right\}.$$

Принималось, что значение предела текучести материала стержня с ростом его температуры снижается по линейному закону [17] вплоть до полного исчезновения прочности при достижении температуры плавления материала $\sigma_Y = \sigma_{Y0} (T_s - T) / (T_s - T_0)$, где σ_{Y0} — предел текучести материала стержня при нормальной температуре T_0 ; T_s — температура плавления. Учитывалась также зависимость удельного сопротивления материала стержня от температуры в виде $\eta = \eta_0 (1 + \beta (T - T_0))$ [18], где η_0 — удельное сопротивление при нормальной температуре T_0 ; β — температурный коэффициент сопротивления.

Задаваемое на поверхности стержня для учета силового действия электрического тока магнитное давление (см. рис. 3) зависит от силы тока и размера поперечного сечения стержня [18]:

$$p_m = \frac{\mu_0 J^2}{8\pi^2 R^2}, \quad (8)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ (Гн/м) — магнитная постоянная. В соответствии с данным соотношением при наличии на стержне неоднородностей размеров его поперечных сечений магнитное давление будет возрастать в областях перетяжек (участков с меньшим радиусом). Данное обстоятельство должно приводить к прогрессирующему утончению стержня в областях появления перетяжек, в чем, собственно говоря, и состоит суть эффекта МГД-неустойчивости.

Процесс растяжения КС является неустойчивым и в отсутствие токового воздействия. Развитие на КС перетяжек с последующим разрывом струи на отдельные элементы связано в естественных условиях с проявлением пластической неустойчивости [15]. На основе выведенного уравнения движения удлиняющегося стержня (7) можно получить оценку параметров электродинамического воздействия, при которых МГД-неустойчивость способна существенно повлиять на процесс развития естественной пластической неустойчивости. В предположении малости возмущений на поверхности стержня и равномерности распределения осевой скорости деформирования $\dot{\epsilon}_z$ по его длине уравнение (7) может быть переписано в виде

$$\rho \frac{R^2}{2} \frac{dv_z}{dt} = \sigma_Y R \frac{\partial R}{\partial z} - \frac{R^2}{2} \frac{\partial p_m}{\partial z},$$

где первое слагаемое в правой части определяет темп развития пластической неустойчивости, а второе — МГД-неустойчивости. Принимая

во внимание (8), из условия равенства абсолютных значений этих слагаемых находим, что влияние токовой неустойчивости должно заметно проявляться при силе тока, сопоставимой с ее критическим значением $J_{кр} = 2\pi R\sqrt{2\sigma_Y/\mu_0}$. Нетрудно установить, что при критическом токе обеспечивается равенство магнитного давления пределу текучести материала стержня.

Особенности проявления МГД-неустойчивости и ее влияния на процесс растяжения КС исследовались в рамках сформулированной модели на основе подхода, предложенного в работе [19] по отношению к естественным образом деформирующейся КС и заключающегося в определении эволюции изначально задаваемых малых поверхностных возмущений на струе. Задача решалась численно с использованием конечно-разностного метода, представленного в [20]. В качестве материала высокоградиентного стержня рассматривалась медь.

Путем численных расчетов было установлено, что ЭДВ может не только ускорить развитие естественной пластической неустойчивости КС, приводя к ее ускоренному распаду на отдельные элементы, но и при достаточной интенсивности способно привести к явлению “дискообразования”, при котором элементы струи становятся плоскими, сжимаясь в осевом направлении (рис. 4). Следствием дискообразования является существенное сокращение эффективной длины КС. Следует отметить, что в процессе развития МГД-неустойчивости происходит резкое возрастание плотности тока в областях перетяжек на

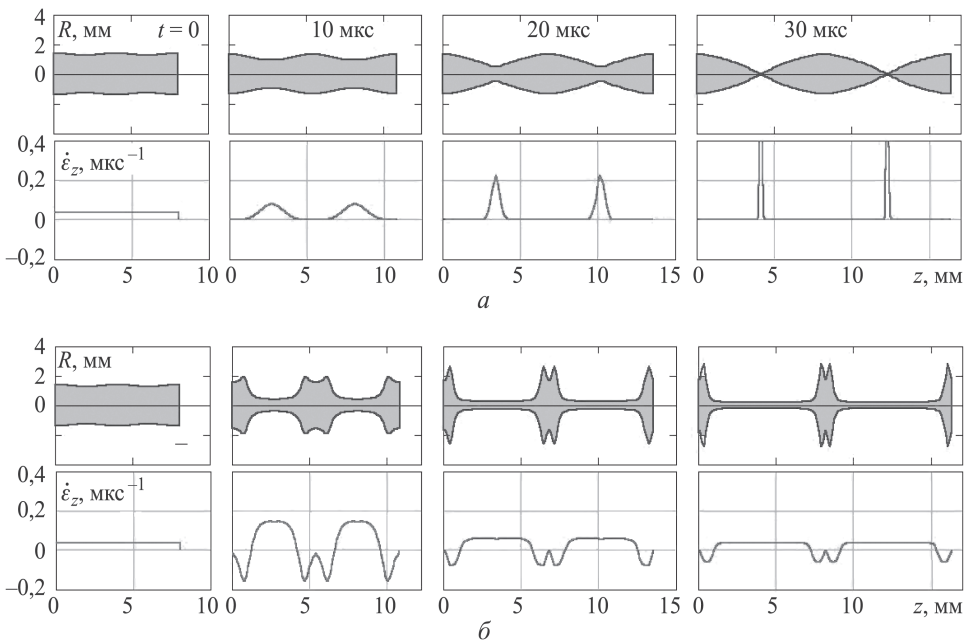


Рис. 4. Расчетное изменение формы участка кумулятивной струи и распределения осевой скорости деформирования по его длине:

a — при удлинении в естественных условиях; b — при пропускании импульса тока силой 400 кА в течение 5 мкс

струе. Следствием этого в реальной ситуации может быть электрический взрыв материала данных областей (за счет его перехода в газообразное состояние вследствие мощного джоулева тепловыделения). В рассматриваемой модели возможность проявления данного эффекта не учитывалась, так как предполагалось, что его влияние на пробивную способность испытывавшей токовое воздействие КС незначительно. В областях перетяжек при достаточно мощном ЭДВ практически не остается материала, поэтому его фазовое состояние с точки зрения вклада в пробитие КС не играет большой роли.

Для того чтобы иметь возможность использовать результаты численного моделирования развития МГД-неустойчивости КС при прогнозировании их пробивного действия, были введены в рассмотрение количественные показатели состояния струи, подвергающейся токовому воздействию. В число этих показателей входят коэффициент формы k_f , показывающий отклонение формы участка КС от цилиндрической, коэффициент скоростного инвертирования k_v , характеризующий перераспределение осевой скорости по длине участка струи, и коэффициент термического разупрочнения k_T , учитывающий снижение прочностных свойств материала струи вследствие его нагрева [21]. Введенные коэффициенты определяются соотношениями

$$k_f = \frac{R_u^2}{R_m^2}; \quad k_v = \frac{\dot{\epsilon}_{zm}}{\dot{\epsilon}_{zu}}; \quad k_T = \frac{\sigma_{Ym}}{\sigma_{Y0}}, \quad (9)$$

где R_m , $\dot{\epsilon}_{zm}$ и σ_{Ym} — средние по массе участка КС радиус, градиент осевой скорости и предел текучести соответственно; R_u , $\dot{\epsilon}_{zu}$ — радиус и градиент осевой скорости при условии равномерного растяжения участка струи с сохранением цилиндрической формы; σ_{Y0} — начальное значение предела текучести.

Входящие в (9) средние значения R_m , $\dot{\epsilon}_{zm}$ и σ_{Ym} рассчитывались по формулам:

$$R_m = \frac{\int_0^l R^3 dz}{\int_0^l R^2 dz}; \quad \dot{\epsilon}_{zm} = \frac{\int_0^l \dot{\epsilon}_z R^2 dz}{\int_0^l R^2 dz}; \quad \sigma_{Ym} = \frac{\int_0^l \sigma_Y R^2 dz}{\int_0^l R^2 dz},$$

где l — текущая длина участка КС. Значения R_u и $\dot{\epsilon}_{zu}$ в зависимости от коэффициента удлинения участка струи $n = l/l_0$ (l_0 — начальная длина участка) определяются по соотношениям $R_u = R_0/\sqrt{n}$ и $\dot{\epsilon}_{zu} = \dot{\epsilon}_{z0}/n$, где R_0 и $\dot{\epsilon}_{z0}$ — начальные значения радиуса и осевой скорости деформирования.

При естественном деформировании (рис. 4, *a*) введенные коэффициенты (9), уменьшаясь от начального единичного значения, к моменту распада КС на безградиентные элементы оказываются следующими: $k_f = 0,6 \dots 0,7$; $k_v = 0$; $k_T \approx 1$ (коэффициент k_T становится чуть меньше единицы за счет разупрочнения, обусловленного нагревом вследствие пластической диссипации энергии). При достаточно интенсивном ЭДВ (рис. 4, *б*) коэффициент формы резко уменьшается, коэффициент скоростного инвертирования становится отрицательным (соответствует осевому сжатию материала в областях формирующихся дисков), а коэффициент термического разупрочнения приближается к нулевому значению.

Обобщение результатов численных расчетов показало, что для описания развития МГД-неустойчивости КС при токовом воздействии с приемлемой точностью могут быть использованы три безразмерных определяющих комплекса:

$$u = \frac{\rho \dot{\epsilon}_{z0}^2 R_0^2}{\sigma_{Y0}}; \quad s = \frac{\mu_0 J^2}{8\pi^2 R_0^2 \sigma_{Y0}}; \quad q = \frac{\eta_0 (1 + \beta(T_{r0} - T_0)) J^2}{\pi^2 \dot{\epsilon}_{z0} R_0^4 \rho c (T_s - T_{r0})}, \quad (10)$$

где T_{r0} — начальная температура участка КС. Параметр u , равный отношению действующих в струе инерционных сил к пределу текучести, определяет процесс развития естественной пластической неустойчивости КС [15]. Параметр s характеризует силовое действие тока (отношение магнитного давления p_m (8) к пределу текучести), а параметр q — термическое действие тока (отношение количества джоулевой теплоты, выделяющейся в стержне радиусом R_0 за характерное время деформирования $1/\dot{\epsilon}_{z0}$, к количеству теплоты, необходимому для нагрева стержня до температуры плавления). При построении аппроксимационных зависимостей использовался также безразмерный параметр

$$q_1 = \frac{q}{s} = \frac{8\sigma_{Y0}\eta_0 (1 + \beta(T_{r0} - T_0))}{\mu_0 \dot{\epsilon}_{z0} R_0^2 \rho c (T_s - T_{r0})},$$

удобный тем, что он зависит только от характеристик участка КС (не включает интенсивности токового воздействия).

В проведенных расчетах параметр u изменялся в диапазоне от 0,05 до 0,5, что соответствует окончанию инерционной и переходу к шечной стадии деформирования КС [15] (в реальной ситуации токовое воздействие на КС может быть осуществлено как раз на данном этапе ее эволюции). Показатель динамического действия тока варьировался от 0 до 5.

Одной из важнейших характеристик процесса растяжения КС является коэффициент предельного удлинения ее элементов, определяемый отношением длины участка КС в момент его распада на отдельные элементы к начальной длине участка. При деформировании в естественных условиях значение коэффициента предельного удлин-

ния n_{lim} зависит от параметра u . С учетом результатов [15] данная зависимость может быть принята в виде $n_{\text{lim}} = 5,8 u^{1/3}$. Токовое воздействие на КС приводит к уменьшению предельного удлинения ее элементов. Достаточно близкое соответствие с результатами численных расчетов по значению коэффициента предельного удлинения n_{lim}^e в условиях ЭДВ дает соотношение

$$n_{\text{lim}}^e = 1 + \frac{n_{\text{lim}} - 1}{1 + 2,5 s^{0,5}}, \quad (11)$$

включающее в себя из безразмерных комплексов, характеризующих интенсивность ЭДВ (10), лишь параметр s (влияние параметра термического действия тока q на величину n_{lim}^e не очень существенно).

В расчетах по определению n_{lim}^e предполагалось, что ток по участку КС протекает вплоть до его разделения на отдельные элементы (достижения радиусом перетяжки нулевого значения). На этот момент времени фиксировались также значения коэффициентов формы k_{fb} и скоростного инвертирования k_{vb} . Характер их изменения в зависимости от безразмерных определяющих комплексов u , s и q_1 проиллюстрирован на рис. 5. Значение параметра $q_1 = 0$ соответствует идеальной проводимости материала КС ($\eta_0 = 0$) и, соответственно, отсутствию джоулева тепловыделения и эффекта термического разупрочнения. При $q_1 = 0$ с увеличением параметра s сначала происходит возрастание коэффициента формы k_{fb} на момент распада участка КС (рис. 5, *a*). Это связано с тем, что при небольших значениях s ($s < 1$) токовое воздействие приводит лишь к уменьшению предельного удли-

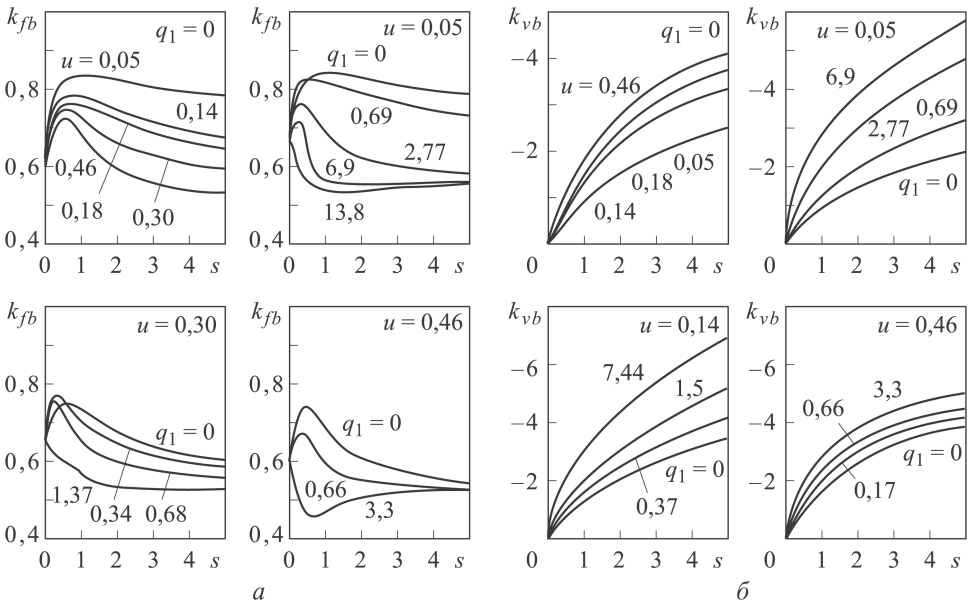


Рис. 5. Зависимость коэффициентов формы (*a*) и скоростного инвертирования (*b*) на момент разрыва участка кумулятивной струи от определяющих параметров процесса

нения элемента, не вызывая эффекта дискообразования. В результате элемент КС в момент ее разрыва получается менее вытянутым по сравнению с естественным деформированием, и его форма меньше отклоняется от цилиндрической. При дальнейшем увеличении параметра s начинает проявляться эффект дискообразования (рис. 4, б) и значение k_{fb} уменьшается.

Уменьшение значения k_{fb} при токовом воздействии происходит также с увеличением параметра u (см. рис. 5, а). Это связано с тем, что с ростом значения u увеличивается коэффициент предельного удлинения n_{lim}^e (11) элементов КС, и, соответственно, до момента разрыва они испытывают токовое воздействие более длительное время и в большей степени наследуют последствия этого воздействия. При фиксированных значениях параметров u и s степень проявления МГД-неустойчивости КС (со снижением коэффициента k_{fb}) повышается при увеличении параметра q_1 , что обусловлено усилением влияния фактора термического разупрочнения (со снижением прочности облегчается формоизменение участка КС под действием электромагнитных сил). При достаточно больших значениях q_1 изменяется и вид кривой зависимости коэффициента k_{fb} от параметра s (см. рис. 5, а). Наличие максимума в области малых значений s с ростом q_1 становится менее выраженным, и в дальнейшем зависимость $k_{fb}(s)$ переходит в монотонно убывающую, либо даже с наличием минимума на начальном участке.

Что касается коэффициента скоростного инвертирования k_{vb} , то на момент распада участков КС в результате ЭДВ он лежит в отрицательной области, и его абсолютное значение с увеличением параметра s монотонно возрастает (см. рис. 5, б). К усилению степени осевого сжатия элементов КС (увеличению $|k_{vb}|$) ведет также и увеличение безразмерных комплексов u и q_1 . Причины здесь те же, что приводят и к снижению коэффициента формы k_{fb} с ростом данных параметров.

Для аппроксимации представленных на рис. 5 данных по коэффициентам k_{fb} и k_{vb} могут быть использованы зависимости

$$k_{fb} = 0,65 + \frac{0,37a_1s}{1 + a_1s} - \frac{0,48a_2s}{1 + a_2s}; k_{vb} = -3,4 (u^{0,5} + 0,2q_1)^{0,5} s^{0,7},$$

где $a_1 = 2,55 + 19u^2$; $a_2 = u(3,2 + 4,2q_1 + 9,4u^2q_1^2)$. Отметим, что входящие в приведенные соотношения комплексы u , s и q_1 (10) должны определяться с использованием параметров участка КС ($\dot{\epsilon}_{z0}$, R_0 , σ_{Y0} , T_{r0}) на момент начала токового воздействия.

Обработка результатов численного моделирования позволила также получить расчетные соотношения для определения текущих значений коэффициентов формы k_f и скоростного инвертирования k_v для участка КС в процессе токового воздействия (от момента его начала

до момента распада участка струи на отдельные элементы):

$$\begin{aligned} k_f(n) &= 1 - (1 - k_{fb}) \left(\frac{n - 1}{n_{\text{lim}}^e - 1} \right)^3; \\ k_v(n) &= 1 - (1 - k_{vb}) \left(\frac{n - 1}{n_{\text{lim}}^e - 1} \right)^4, \end{aligned} \quad (12)$$

где n – текущий коэффициент удлинения участка КС от момента начала ЭДВ на него ($1 \leq n \leq n_{\text{lim}}^e$), определяемый в зависимости от времени t как $n = 1 + \dot{\epsilon}_{z0}t$.

Изменение коэффициента термического разупрочнения k_T (9) участка КС в процессе ЭДВ, как показал анализ результатов численных расчетов, определяется лишь значением безразмерного показателя термического действия тока q (10), причем для описания их взаимосвязи получается зависимость линейного вида

$$k_T(n) = 1 - 1,5q(n - 1). \quad (13)$$

Поскольку предельным значением коэффициента k_T является нулевое, то в случае получения с использованием приведенного соотношения отрицательного результата полагается $k_T = 0$.

Построенные зависимости для текущих значений показателей развития МГД-неустойчивости КС позволяют определить состояние участка струи на момент окончания ЭДВ (выхода участка КС из межэлектродного промежутка). Однако, как показывают расчеты, при типичных режимах ЭДВ существенное изменение формы элементов струи с приближением ее к дискообразной происходит не в межэлектродном промежутке, а в силу инерционности материала КС уже после ее выхода из области воздействия, что согласуется и с данными рентгенографических исследований (рис. 2, в). Поэтому для описания эволюции формы элементов КС после прекращения токового воздействия была дополнительно разработана простая модель, удовлетворительно согласующаяся с результатами численного моделирования.

Динамика формоизменения вышедших из межэлектродного промежутка элементов КС может быть приближенно определена на основе задачи об инерционном сжатии цилиндра из несжимаемого жесткопластического материала. Формулировка задачи является следующей. Элемент КС цилиндрической формы длиной l_e и радиусом R_e в начальный момент времени сжимается в осевом направлении со скоростью деформирования $\dot{\epsilon}_{ze}$. Предполагается, что в процессе осевого сжатия элемента струи скорость осевого деформирования $\dot{\epsilon}_z$ остается равномерно распределенной по его длине, и элемент сохраняет цилиндрическую форму с текущим радиусом R и длиной l . Эволюция формы элемента в рамках данной модели может быть описана на основе закона сохранения энергии:

$$E_{ze}^{kin} + E_{re}^{kin} = E_z^{kin} + E_r^{kin} + E^{pl}, \quad (14)$$

где E_{ze}^{kin} и E_{re}^{kin} — начальные значения кинетической энергии, осевого и радиального движения материала; E_z^{kin} и E_r^{kin} — текущие значения данных видов кинетической энергии; E^{pl} — энергия пластического деформирования материала.

Определяя составляющие энергетического баланса с использованием результатов [22], энергетическое соотношение (14) можно переписать в виде:

$$\frac{m_c l_e^2 \dot{\epsilon}_{ze}^2}{24} + \frac{m_c R_e^2 \dot{\epsilon}_{ze}^2}{16} = \frac{m_c l^2 \dot{\epsilon}_z^2}{24} + \frac{m_c R^2 \dot{\epsilon}_z^2}{16} - \frac{m_c \sigma_{Ye}}{\rho} \ln \left(\frac{l}{l_e} \right),$$

где m_c — масса элемента КС. Учитывая выражение для определения текущего значения скорости осевой деформации $\dot{\epsilon}_z = (dl/dt)/l$, из уравнения энергетического баланса получаем дифференциальное уравнение, описывающее динамику инерционного осевого сжатия элемента КС, испытывающего ЭДВ:

$$\frac{dl}{dt} = -l \sqrt{\frac{\dot{\epsilon}_{ze}^2 (l_e^2 + (3/2)R_e^2) + 24 (\sigma_{Ye}/\rho) \ln (l/l_e)}{l^2 + (3/2)R^2}}.$$

Полученное уравнение позволяет определить изменение эффективной длины участка КС на этапе его движения после выхода из межэлектродного промежутка до момента взаимодействия с преградой. Входящие в него эффективные характеристики участка струи на момент окончания токового воздействия l_e , R_e , $\dot{\epsilon}_{ze}$, σ_{Ye} с использованием (9) определяются соотношениями:

$$\begin{aligned} l_e &= k_{fe}(1 + \dot{\epsilon}_{z0}t_e)l_0; & R_e &= R_u/\sqrt{k_{fe}}; \\ \dot{\epsilon}_{ze} &= k_{ve}\dot{\epsilon}_{zu}; & \sigma_{Ye} &= k_{Te}\sigma_{Y0}, \end{aligned} \quad (15)$$

где t_e — продолжительность токового воздействия, а k_{fe} , k_{ve} и k_{Te} — значения коэффициентов формы, скоростного инвертирования и термического разупрочнения участка КС в момент его выхода из межэлектродного промежутка, рассчитываемые на основании выражений (12), (13), в которых полагается $n = 1 + \dot{\epsilon}_{z0}t_e$.

Таким образом, обобщение результатов численного моделирования МГД-неустойчивости КС при токовом воздействии дает возможность прогнозирования их пробивного действия. После определения на основании полученных соотношений эффективной длины элементов КС, испытывших ЭДВ, глубина их проникания в преграду может быть рассчитана в соответствии с гидродинамической теорией [23].

С использованием представленных результатов была разработана методика определения пробивного действия КЗ в условиях токового воздействия на КС [24]. Геометрические и кинематические параметры КС при этом рассчитывались с помощью методики [25]. В расчетах дополнительно принимался во внимание фактор объемного разрушения материала КС при ее выходе из межэлектродного проме-

жутка [13, 26, 27]. Условия для объемного разрушения КС возникают при ее выходе из межэлектродного промежутка вследствие резкого исчезновения сжимающего действия электромагнитных сил, что может повлечь за собой радиальное диспергирование термически разрушенного материала струи. Реализация данного эффекта ведет к уменьшению средней плотности материала КС, что, в свою очередь, снижает ее пробивное действие. При рассмотрении этого механизма разрушения КС была использована модель равномерно удлиняющегося цилиндрического сжимаемого упругопластического стержня, по которому протекает изменяющийся по определенному закону осевой электрический ток (возможностью развития МГД-неустойчивости в данной модели пренебрегалось) [26]. По результатам численных расчетов было установлено, что скорость радиального рассеивания материала струи можно оценивать на основе простого энергетического соотношения в предположении, что потенциальная энергия объемного сжатия струи магнитным давлением p_m (8), после прекращения его действия, расходуется на совершение работы по разрушению материала, “гашение” кинетической энергии радиального сходящегося к оси симметрии движения частиц струи и, напротив, на придание им кинетической энергии радиального разлета. При этом работа разрушения материала струи принималась равной потенциальной энергии его всестороннего растяжения со средним напряжением, определяемым значением предела текучести (снижающимся по мере джоулева нагрева материала). Для определения скорости радиального рассеяния v_R поверхности КС после ее выхода из межэлектродного промежутка использовалось соотношение

$$v_R = \frac{\dot{\epsilon}_{ze} R_e}{2} \sqrt{\frac{8}{\rho \dot{\epsilon}_{ze}^2 R_e^2 K} \left[p_m^2 - \left(\frac{\sigma_{Ye}}{3} \right)^2 \right] - 1}, \quad (16)$$

где K – модуль объемного сжатия материала струи [28, 29].

Из (16) следует, что радиальное рассеяние КС реализуется при интенсивности токового воздействия (магнитном давлении p_m), обеспечивающей неотрицательность подкоренного выражения. Пробивное действие объемно разрушенной части КС рассчитывалось на основе гидродинамической теории проникания [23] в сочетании с концепцией критической скорости проникания [30]. Предполагалось, что после выхода из области ЭДВ средняя плотность материала струи непрерывно уменьшается в зависимости от рассчитываемой на основании (16) радиальной скорости поверхности КС, а с уменьшением плотности растет нижний порог скорости струи, необходимой для проникания в преграду.

Факторы объемного разрушения и развития МГД-неустойчивости начинают заметно проявляться при примерно одинаковых параметрах токового импульса. Поэтому в расчетной методике определения про-

бивного действия КЗ при ЭДВ учитывалась возможность их совместного проявления. Расчет скорости радиального рассеяния объемно разрушающихся элементов КС проводился с учетом изменения их формы и перераспределения скорости, обусловленных развитием МГД-неустойчивости. Входящие в (16) характеристики элементов КС R_e , $\dot{\epsilon}_{ze}$ и σ_{Ye} на момент окончания ЭДВ определялись с использованием (15).

Типичные результаты расчетов действия КЗ по стальной преграде в отсутствие токового воздействия на КС и при пропускании по ней мощного импульса электрического тока, полученные с использованием разработанной методики, проиллюстрированы на рис. 6. Приведенные результаты были получены для КЗ диаметром 70 мм. Перед стальной преградой размещался элемент ЭДЗ с межэлектродным расстоянием $\delta_e = 30$ мм. Данные рис. 6, *а* соответствуют случаю, когда элемент ЭДЗ не связан с источником электрической энергии (нет токового воздействия на КС). Действие КЗ по преграде, представленное



Рис. 6. Расчетные результаты действия кумулятивного заряда по стальной преграде: *а* — в отсутствие токового воздействия на кумулятивную струю; *б* — при пропускании по струе мощного импульса электрического тока

на рис. 6, б, зафиксировано для случая запитки элемента ЭДЗ от емкостного накопителя с энергией 300 кДж. Как следует из сравнения приведенных на рис. 6, а, б данных, токовое воздействие рассмотренной интенсивности позволяет снизить глубину проникания КС в преграду примерно в 3 раза. Характерной чертой мощного ЭДВ на КС является то, что, как свидетельствуют расчеты, остаточное пробитие в преграде в этом случае обеспечивается головным участком струи (см. рис. 6, б). Данное обстоятельство связано с тем, что после замыкания струей межэлектродного промежутка протекающий по ней электрический ток нарастает не мгновенно, а в течение некоторого промежутка времени, зависящего от параметров разрядного контура. В результате головной участок КС испытывает слабое токовое воздействие, не приводящее к его разрушению. Как следует из рис. 6, б, эффект дискообразования не затрагивает головных элементов КС, успевающих проскочить межэлектродный промежуток в начале токового разряда. В то же время интенсивность токового воздействия на последующие участки КС оказывается достаточной для их полного разрушения, так что дополнительного вклада в пробитие эти участки не дают.

На рис. 7 проиллюстрировано сравнение расчетных данных снижения глубины пробития КЗ в стальной преграде при различных режимах токового воздействия на КС с результатами экспериментов, выполненных в Институте гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН [14, 21] (рис. 7, а, б) и РФЯЦ-ВНИИЭФ [8] (рис. 7, в, г). Данные, приведенные на рис. 7, а, б, в, получены для зарядов с диаметром

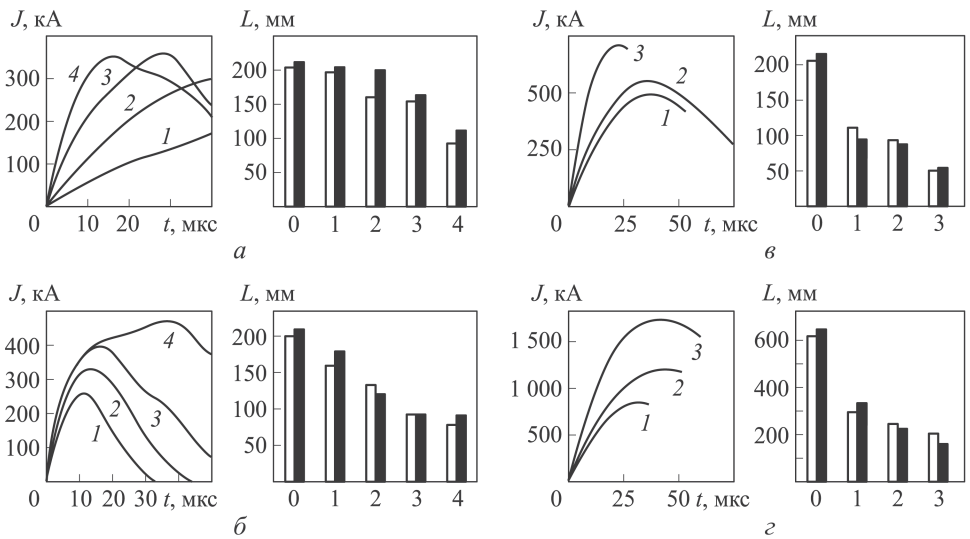


Рис. 7. Сравнение экспериментальных (светлые диаграммы) и расчетных (затемненные диаграммы) данных снижения пробивного действия кумулятивных зарядов при различных режимах токового воздействия на кумулятивную струю (цифры над диаграммами пробития соответствуют номерам кривых изменения разрядного тока, индексом “0” обозначены диаграммы пробития в отсутствие токового воздействия)

кумулятивной облицовки 45 мм, на рис. 7, *г* — для зарядов с диаметром облицовки 100 мм. Ширина межэлектродного промежутка δ_e (см. рис. 1) составляла 21 мм для экспериментов на рис. 7, *а*, *б*, 30 мм — на рис. 7, *в* и 45 мм — на рис. 7, *г*. Как видно из рис. 7, между результатами расчетов и экспериментальными данными наблюдается достаточно близкое соответствие в широком диапазоне изменения параметров токового импульса, пропускаемого по КС.

ЛИТЕРАТУРА

1. Средства поражения и боеприпасы / под ред. В.В. Селиванова. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008. 984 с.
2. Защита танков / под ред. В.А. Григоряна. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007. 327 с.
3. Бабкин А.В., Ладов С.В., Федоров С.В. Электрическая защита перспективной боевой машины XXI века // Оборонная техника. 2000. № 1–2. С. 19–25.
4. Швецов Г.А., Матросов А.Д. Экспериментальное исследование токовой неустойчивости кумулятивных струй // Труды VII Междунар. конф. по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам. Саров: ВНИИЭФ, 1997. С. 979–986.
5. Швецов Г.А., Матросов А.Д. Токовая неустойчивость кумулятивных струй // Тез. докл. IV Междунар. конф. “Лаврентьевские чтения по математике, механике и физике”. Новосибирск: ИГ СО РАН, 1995. С. 132.
6. Матросов А.Д., Швецов Г.А. Экспериментальное исследование токовой неустойчивости кумулятивных струй // Прикладная механика и техническая физика. 1996. Т. 37. № 4. С. 9–14.
7. Швецов Г.А., Баикатов Ю.Л., Матросов А.Д. и др. Использование МКГ в экспериментах по токовому разрушению струй кумулятивных зарядов // Труды VII Междунар. конф. по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам. Саров: ВНИИЭФ, 1997. С. 987–991.
8. Павловский А.И., Пляшкевич Л.Н., Шувалов А.М., Бродский А.Я. Экспериментальные исследования разрушения кумулятивной струи импульсом тока // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 2. С. 76–82.
9. Павловский А.И., Пляшкевич Л.Н., Шувалов А.М., Бродский А.Я. Исследование некоторых особенностей процесса разрушения кумулятивной струи в сильно-точном режиме // ЖТФ. 1994. Т. 4. Вып. 5. С. 43–48.
10. Бабкин А.В., Кружков В.А., Ладов С.В., Маринин В.М., Федоров С.В. Поведение металлических кумулятивных струй под действием импульса тока // Труды VII Междунар. конф. по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам. Саров: ВНИИЭФ, 1997. С. 992–997.
11. Pollock C.E. Electromagnetic effect of the natural hydrodynamic instability of stretching, high velocity, metallic jets // Megagauss Magnetic Field Generation and Pulsed Power Applications / Ed. M. Cowan and R.B. Spielman. N.Y.: Nova Sci. Publ., 1994. P. 309–316.
12. Ogorkiewicz R.M. Future tank armors revealed // Janes Int. Defense Review. 1997. No. 5. P. 50–51.
13. Appelgren P., Westerling L., Skoglund M. et al. Radial jet dispersion due to current interaction in an electric armour application // Proc. of the 24th Int. Symp. on Ballistics. New Orleans, USA, 2008. P. 935–943.
14. Shvetsov G.A., Matrosov A.D., Babkin A.V., Ladov S.V., Fedorov S.V. Behavior of metallic shaped-charge jets with passage of a pulsed electric current through them // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. 2000. Vol. 41. No. 3. P. 394–400.

15. *Бабкин А.В., Ладов С.В., Маринин В.М., Федоров С.В.* Закономерности растяжения и пластического разрушения металлических кумулятивных струй // Прикладная механика и техническая физика. 1999. Т. 40. № 4. С. 25–35.
16. *Аркулис Г.Э., Дорогобид В.Г.* Теория пластичности. М.: Металлургия, 1987. 352 с.
17. *Johnson G.R., Cook W.N.* A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high rates and high temperatures // Proc. of the 7th Int. Symp. on Ballistics. Hague, Netherlands, 1983. P. 541–547.
18. *Кнопфель Г.* Сверххильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972. 392 с.
19. *Chou P.C., Carleone J.* The stability of shaped-charge jets // Journal of Applied Physics. 1977. Vol. 48. No. 10. P. 4187–4194.
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. *Федоров С.В., Бабкин А.В., Ладов С.В., Швецов Г.А., Матросов А.Д.* О возможностях управления кумулятивным эффектом взрыва с помощью электромагнитных воздействий // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36. № 6. С. 126–145.
22. *Бабкин А.В., Ладов С.В., Маринин В.М., Федоров С.В.* Особенности инерционного растяжения кумулятивных струй в свободном полете // Прикладная механика и техническая физика. 1997. Т. 38. № 2. С. 3–9.
23. *Лаврентьев М.А.* Кумулятивный заряд и принципы его работы // Успехи математических наук. 1957. Т. 12. Вып. 4. С. 41–56.
24. *Федоров С.В., Бабкин А.В., Ладов С.В., Швецов Г.А., Матросов А.Д.* Прогнозирование пробивной способности металлических кумулятивных струй при пропускании по ним мощного импульса электрического тока // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 7. С. 28–36.
25. *Маринин В.М., Бабкин А.В., Колтаков В.И.* Методика расчета параметров функционирования кумулятивного заряда // Оборонная техника. 1995. № 4. С. 34–39.
26. *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.
27. *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.
28. *Федоров С.В., Омельченко Е.Ю.* Термические и механические эффекты при пропускании по металлическим кумулятивным струям мощного импульса электрического тока // Сб. докл. VI научн. конф. Волжского регионального центра РАН “Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения”. В 2-х томах. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2010. Т. 2. С. 182–192.
29. *Федоров С.В.* Об эффекте рассеивания металлических кумулятивных струй при пропускании по ним мощного импульса электрического тока // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 10. С. 18–30.
30. *Физика взрыва.* В 2 Т. / под ред. Л.П. Орленко. М.: Физматлит, 2004. Т. 2. 656 с.

REFERENCES

- [1] Selivanov V.V. Sredstva porazhenija i boepripasy [Destruction means and explosives]. Moscow, MGТУ im. N.E. Baumana Publ., 2008. 984 p.
- [2] Grigorjan V.A. Zashhita tankov [Protection for tanks]. Moscow, MGТУ im. N.E. Baumana Publ., 2007. 327 p.
- [3] Babkin A.V., Ladov S.V., Fedorov S.V. Electrical protection of advanced technology combat vehicle for the XXI century. *Oboronnaja tehnika* [Defence Technology], 2000, no. 1–2, pp. 19–25 (in Russ.).

- [4] Shvecov G.A., Matrosov A.D. *Tr. VII Mezhdunar. Konf. "Generacija megagaussnyh magnitnyh polej i rodstvennye jeksperimenty"* [Proc. VII Int. Conf. "Generation of megagauss magnetic fields and the related experiments"], Sarov, VNIIEF Publ., 1997, pp. 979–986 (in Russ.).
- [5] Shvecov G.A., Matrosov A.D. The current instability of shaped-charge jet. *Tezisy Dokl. IV Mezhd. Konf. "Lavrent'evskie chtenija po matematike, mehanike i fizike"* [Summ. Rep. IV Int. Conf. "Lavrentyev Readings on Mathematics, Mechanics and Physics"], Novosibirsk, IG SO RAN Publ., 1995, p. 132 (in Russ.).
- [6] Matrosov A.D., Shvecov G.A. Experimental research of the current instability of shaped-charge jets. *Prikl. Mekh. Tekh. Fiz.* [J. Appl. Mech. Techn. Phys.], 1996, vol. 37, no. 4, pp. 9–14 (in Russ.).
- [7] Shvecov G.A., Bashkatov Ju.L., Matrosov A.D. Using of magnetic cumulative generation (ICG) in experiments on the current destruction of the shaped-charges jets. *Tr. VII Mezhdunar. Konf. "Generacija megagaussnyh magnitnyh polej i rodstvennye jeksperimenty"* [Proc. VII Int. Conf. "Generation of megagauss magnetic fields and the related experiments"], Sarov, VNIIEF Publ., 1997, pp. 987–991 (in Russ.).
- [8] Pavlovskij A.I., Pljashkevich L.N., Shuvalov A.M., Brodskij A.Ja. Experimental researches for the destruction of the shaped-charge jet by pulsed electric current. *Zh. Tekh. Fiz.* [Techn. Phys. The Russ. J. Appl. Phys.], 1994, vol. 64, iss. 2, pp. 76–82 (in Russ.).
- [9] Pavlovskij A.I., Pljashkevich L.N., Shuvalov A.M., Brodskij A.Ja. Some peculiarities investigation of the destruction process of the shaped-charge jet in a heavy-current mode. *Zh. Tekh. Fiz.* [Techn. Phys. The Russ. J. Appl. Phys.], 1994, vol. 64, iss. 5, pp. 43–48 (in Russ.).
- [10] Babkin A.V., Kruzhkov V.A., Ladov S.V., Marinin V.M., Fedorov S.V. Behavior of metallic shaped-charge jet under the action of the current pulse. *Tr. VII Mezhdunar. Konf. "Generacija megagaussnyh magnitnyh polej i rodstvennye jeksperimenty"* [Proc. VII Int. Conf. "Generation of megagauss magnetic fields and the related experiments"], Sarov, VNIIEF Publ., 1997, pp. 992–997 (in Russ.).
- [11] Pollock C.E. Electromagnetic effect of the natural hydrodynamic instability of stretching, high velocity, metallic jets. In book "Megagauss Magnetic Field Generation and Pulsed Power Applications". Ed. Cowan M., Spielman R.B. N.Y., Nova Sci. Publ., 1994, pp. 309–316.
- [12] Ogorkiewicz R.M. Future tank armors revealed. *Janes Int. Defense Review*, 1997, no. 5, pp. 50–51.
- [13] Appelgren P., Westerling L., Skoglund M. Radial jet dispersion due to current interaction in an electric armour application. *Proc. of the 24th Int. Symp. on Ballistics*, New Orleans, USA, 2008, pp. 935–943.
- [14] Shvetsov G.A., Matrosov A.D., Babkin A.V., Ladov S.V., Fedorov S.V. Behavior of metallic shaped-charge jets with passage of a pulsed electric current through them. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2000, vol. 41, no. 3, pp. 394–400.
- [15] Babkin A.V., Ladov S.V., Marinin V.M., Fedorov S.V. Regularities of stretching and ductile failure of metallic shaped-charge jets. *Prikl. Mekh. Tekh. Fiz.* [J. Appl. Mech. Techn. Phys.], 1999, vol. 40, no. 4, pp. 25–35 (in Russ.).
- [16] Arkulis G.Je., Dorogobid V.G. *Teorija plastichnosti* [Plasticity theory]. Moscow, Metallurgija Publ., 1987. 352 p.
- [17] Johnson G.R., Cook W.N. A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high rates and high temperature. *Proc. of the 7th Int. Symp. on Ballistics*, Hague, Netherlands, 1983, pp. 541–547.
- [18] Knopfel G. *Pulsed High Magnetic Fields*. Amsterdam, North-Holland Publ. Company, 1970, 373 p. (Russ. Ed.: Knopfel' G. *Sverhsil'nye impul'snye magnitnye polja*. Moscow, Mir Publ., 1964. 392 p.)

- [19] Chou P.C., Carleone J. The stability of shaped-charge jets. *J. Appl. Phys.*, 1977, vol. 48, no. 10, pp. 4187–4194.
- [20] Fedorov S.V., Babkin A.V., Ladov S.V. Formation of magnetohydrodynamic instability of the shaped-charge jet exposing the electrodynamic impact. *Oboronnaja tehnika* [Defence Technology], 1998, no. 1–2, pp. 49–56 (in Russ.).
- [21] Fedorov S.V., Babkin A.V., Ladov S.V., Shvecov G.A., Matrosov A.D. On the control possibility of a shaped-charge effect of explosion using electromagnetic impact. *Fiz. Goreniya Vzryva* [Combust., Explos., Shock Waves], 2000, vol. 36, no. 6, pp. 126–145 (in Russ.).
- [22] Babkin A.V., Ladov S.V., Marinin V.M., Fedorov S.V. Inertial stretching features of shaped-charge jets in free flight. *Prikl. Mekh. Tekh. Fiz.* [J. Appl. Mech. Techn. Phys.], 1997, vol. 38, no. 2, pp. 3–9 (in Russ.).
- [23] Lavrent'ev M.A. Shaped-charge and principles of its operation. *Usp. Fiz. Nauk* [Sov. Phys.-Usp.], 1957, vol. 12, iss. 4, pp. 41–56 (in Russ.).
- [24] Fedorov S.V., Babkin A.V., Ladov S.V., Shvecov G.A., Matrosov A.D. Penetration prediction of metallic shaped-charge jets by passing through them a powerful pulse of electric current. *Zh. Tekh. Fiz.* [Techn. Phys. The Russ. J. Appl. Phys.], 2003, vol. 73, iss. 7, pp. 28–36 (in Russ.).
- [25] Marinin V.M., Babkin A.V., Kolpakov V.I. Analysis technique of functioning parameters of the shaped-charge. *Oboronnaja tehnika* [Defence Technology], 1995, no. 4, pp. 34–39 (in Russ.).
- [26] Babkin A.V., Kruzhev V.A., Lugovoj Je.V., Fedorov S.V. Mathematical simulation of stretching of the shaped-charge jet when electric current is passing through it. *Oboronnaja tehnika* [Defence Technology], 1993, no. 9, pp. 36–39 (in Russ.).
- [27] Babkin A.V., Kolychev M.E., Ladov S.V., Fedorov S.V. On a possible mechanism of destruction of the shaped-charge jet by current pulse. *Oboronnaja tehnika* [Defence Technology], 1995, no. 4, pp. 47–54 (in Russ.).
- [28] Fedorov S.V., Omel'chenko E.Ju. Thermal and mechanical effects when powerful pulse of electric current is passing through metal shaped-charge jets. *Sb. Dokl. VI Nauchn. konf. Volzhskogo regional'nogo centra RARAN "Sovremennye metody proektirovaniya i otrabotki raketno-artillerijskogo vooruzhenija". V 2-h tomah* [Proc. 4th Sc. Conf. of Volga Regional Center of Russian Academy of Rocket and Artillery Sciences (RARAS) "Advanced methods of design and development of missile and artillery weapons". In two volumes], Sarov, FGUP "RFJaC-VNIIJeF" Publ., 2010, vol. 2, pp. 182–192 (in Russ.).
- [29] Fedorov S.V. On the dispersion effect of metallic shaped-charge jets when a powerful pulse of electric current is passing through them. *Zh. Tekh. Fiz.* [Technical Physics. The Russ. J. Appl. Phys.], 2012, vol. 82, iss. 10, pp. 18–30 (in Russ.).
- [30] Orlenko L.P. *Fizika vzryva. V 2-h tomah* [Physics of explosion]. In 2 volumes. 3rd Ed. Moscow, Fizmatlit Publ., 2004. 656 p. (vol. 2).

Статья поступила в редакцию 13.11.2013

Сергей Владимирович Федоров — старший преподаватель кафедры “Высокоточные летательные аппараты” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 250 научных работ в области физики взрыва и высокоскоростного удара.
МГТУ им. Н.Э. Баумана, Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5.

S.V. Fedorov — senior teacher of “High Precision Airborne Devices” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 250 publications in the field of physics of explosion and high velocity impact.
Bauman Moscow State Technical University, Vtoraya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation.