

О ВОЗМОЖНЫХ ТЕРМИЧЕСКИХ ЭФФЕКТАХ ПРИ РАСТЯЖЕНИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КУМУЛЯТИВНЫХ СТРУЙ С «ВМОРОЖЕННЫМ» МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

С. В. Федоров

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана

Проанализирована возможность увеличения предельного удлинения и, соответственно, пробивного действия металлических кумулятивных струй при предварительном создании в кумулятивной облицовке аксиального магнитного поля. Данный эффект может быть достигнут за счет нагрева и термического разупрочнения материала струи в результате резкого усиления магнитного поля в области струеобразования при схлопывании облицовки. Для получения положительного результата магнитная индукция начального поля в облицовке не должна превышать уровня, при котором струя в процессе усиления поля в ее материале разрушается электромагнитными силами. Исследования проведены на основе численного моделирования в рамках квазидвумерной задачи об инерционном растяжении проводящего жесткопластического стержня с присутствующим в его материале продольным магнитным полем.

При взрыве кумулятивного заряда (КЗ), представляющего собой осесимметричный заряд взрывчатого вещества с выемкой, покрытой тонкой металлической облицовкой, формируются высокоскоростные кумулятивные струи (КС), обладающие высокой пробивной способностью [1]. Как свидетельствуют эксперименты, предварительное создание аксиального магнитного поля в металлической облицовке КЗ непосредственно перед его подрывом (рис. 1, а) может существенно влиять на функционирование заряда. В опытах с КЗ диаметром $d_0 = 50$ мм, имеющими медную коническую облицовку, при индукции начального поля в облицовке B_{10} в десятые доли тесла наблюдалось значительное снижение пробивного действия заряда [2, 3]. При начальном поле с индукцией свыше 0,6 Тл пробитие полностью отсутствовало.

Теоретический анализ данного эффекта [4, 5] позволяет предположить главной причиной его проявления резкое усиление магнитного поля в области образования КС при схлопывании «намагниченной» облицовки. Усиление поля в области струеобразования происходит вследствие больших деформаций удлинения частиц материала облицовки вдоль линий магнитной индукции. В соответствии с известным в магнитной гидродинамике эффектом «вмороженности» магнитного поля в проводящий материал [6], реализующемуся

при его очень быстром деформировании, рост интенсивности поля должен быть примерно пропорционален степени удлинения материальных волокон, ориентированных вдоль линий индукции. Генерирование сильного магнитного поля в материале формирующейся КС сопровождается действием на струю мощных растягивающих электромагнитных сил, которые приводят к ее разрушению и радиальному диспергированию с потерей пробивной способности. Данный сценарий поведения КС, образующейся при схлопывании «намагниченной» облицовки, согласуется с результатами рентгенографических исследований [7, 8].

На рис. 1, б, в представлены результаты численного моделирования влияния магнитного поля, создаваемого в конической кумулятивной облицовке, на формирование КС, полученные в рамках двумерной осесимметричной задачи магнитной гидродинамики в предположении идеальной проводимости материала облицовки [9]. Как видно из распределений осевой скорости v_{za} на оси симметрии течения, наличие магнитного поля в облицовке несущественно влияет на кинематические параметры формирующейся КС. Однако усиление магнитного поля в области струеобразования при схлопывании «намагниченной» кумулятивной облицовки приводит к кардинальному изменению структуры КС – происходит радиальное рассеивание КС со значительным снижением средней

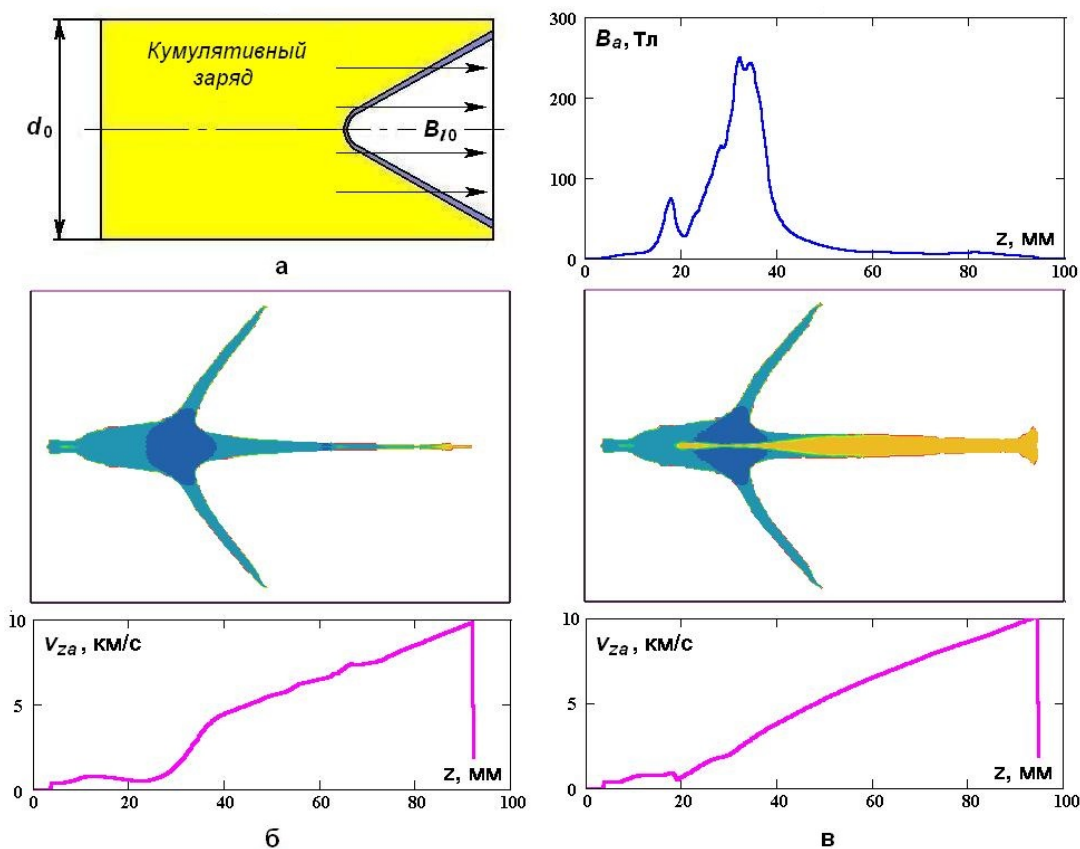


Рис. 1. Влияние на функционирование КЗ магнитного поля, создаваемого в кумулятивной облицовке: а – схема КЗ с созданным в облицовке аксиальным магнитным полем; б – формирование КС в отсутствие поля в облицовке; в – формирование КС при индукции начального поля в облицовке $B_{10} = 0,5$ Тл

плотности ее диспергирующегося материала, что, очевидно, не может не повлечь за собой уменьшение пробивной способности струи. Что касается степени «накачки» магнитного поля схлопывающейся кумулятивной облицовкой, то на основании результатов численного моделирования можно получить следующие оценки. Индукция магнитного поля в области струеобразования должна возрастать по мере схлопывания облицовки, так что для хвостовых участков КС она должна быть выше, чем для головных (это связано с тем, что материальные волокна в области струеобразования в процессе схлопывания облицовки испытывают непрерывное удлинение в осевом направлении, то есть вдоль линий магнитной индукции созданного поля). Проиллюстрированные на рис. 1, б, в конфигурации течений соответствуют моменту формирования средних участков КС (со скоростью около 4,5 км/с). Из распределения магнитной индукции B_{za} на оси симметрии в этот момент для случая взрывного обжатия облицовки с начальным полем $B_{10} = 0,5$ Тл (рис. 1, в) видно, что ее максимальное значение составляет около 250 Тл. Это соответствует усилению начального поля в

500 раз. Как было отмечено выше, при проведении численного моделирования материал облицовки считался идеально проводящим, что исключало диффузию магнитного поля, которая в реальной ситуации должна приводить к ослаблению «накачки» поля. Принимая во внимание данное обстоятельство, степень усиления магнитного поля в области струеобразования при формировании средних участков КС из «намагниченной» облицовки можно оценить значением порядка 10^2 .

В настоящей работе анализируется принципиальная возможность достижения обратного эффекта – повышения пробивного действия КЗ при предварительном создании в его облицовке аксиального магнитного поля. Ставка делается на дополнительный нагрев материала КС вихревыми индукционными токами, который также должен сопровождать усиление в ней магнитного поля. Нагрев КС ведет к снижению предела текучести ее материала и, соответственно, к замедлению темпа развития пластической неустойчивости струи, вследствие которой она в процессе растяжения разрывается на отдельные элементы [10, 11]. В результате может возрасти эффективная длина КС,

определяющая ее пробивное действие. Для реализации данного эффекта необходимо предотвратить разрушение струи вследствие действия на нее электромагнитных сил, что может быть достигнуто за счет снижения индукции создаваемого в кумулятивной облицовке начального магнитного поля до уровня сотых долей тесла. Таким образом, возникает задача сопоставления температурных полей, возникающих в КС, формирующейся из «намагниченной» облицовки, и обусловленных выделением джоулева тепла, с полями механических напряжений в материале КС, нагруженном действием дополнительных электромагнитных сил.

Процесс усиления магнитного поля в материале КС при схлопывании «намагниченной» кумулятивной облицовки может быть разделен на две последовательные стадии – стадию «накачки» поля в облицовке в области струеобразования, о которой говорилось выше, и стадию продолжения его усиления в уже сформировавшемся участке КС (участки КС после формирования удлиняются с высокой скоростью в осевом направлении, продолжая «растягивать» линии индукции поля, «захваченного» в области струеобразования, и обеспечивая тем самым продолжение его генерации). Если уже на момент формирования участка КС в ее материале будет сгенерировано очень сильное магнитное поле, то его последующее дополнительное усиление вследствие растяжения КС неминуемо завершится разрушением струи (радиальный разброс материала разрушенной КС приводит при этом к резкому падению интенсивности поля в струе, что и наблюдается на осевом распределении магнитной индукции на рис. 1, в). Из сказанного следует, что при оценке возможности термического разупрочнения КС индукционными токами без ее разрушения за счет действия электромагнитных сил необходимо рассматривать, в первую очередь, стадию генерации магнитного поля в уже сформировавшемся участке КС.

Исследование процесса генерации магнитного поля в материале КС проводилось на основе численного моделирования в рамках одномерной задачи магнитной гидродинамики об инерционном растяжении цилиндрического жесткопластического проводящего стержня с созданным в его материале продольным магнитным полем (рис. 2). Начальные радиус R_0 и скорость осевого деформирования $\dot{\epsilon}_{z0}$ стержня соответствуют параметрам элементов КС в момент их формирования при схлопывании облицовки. В процессе равномерного деформирования эти параметры стержня изме-

няются, как $\dot{\epsilon}_z = \dot{\epsilon}_{z0}/n$, $R = R_0/\sqrt{n}$, где $n = 1 + \dot{\epsilon}_{z0}t$ – коэффициент удлинения стержня, характеризующий отношение его текущей длины к начальной (t – время) [12]. Вследствие растяжения частицы стержня имеют направленную к оси радиальную скорость v_r , распределение которой по радиусу стержня r в любой момент времени является линейным $v_r = -\dot{\epsilon}_z r/2$ (это следует из условия несжимаемости материала стержня).

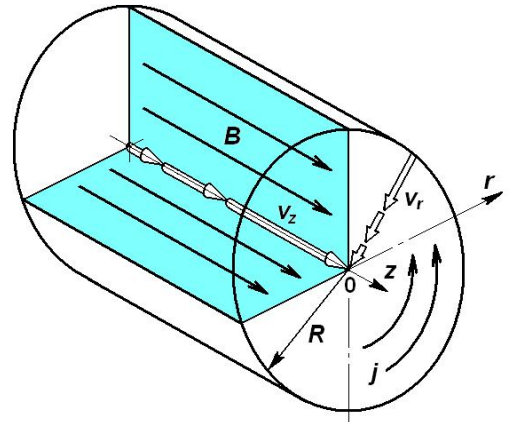


Рис. 2. Расчетная схема деформирования участка КС с созданным в ее материале продольным магнитным полем

В начальный момент времени в материале стержня предполагалось существующим магнитное поле с линиями индукции, ориентированными вдоль его оси, и с магнитной индукцией, изменяющейся по радиусу стержня по параболическому закону $B(r) = B_{a0}(1 - r^2/R_0^2)$, согласно которому она принимала нулевое значение на поверхности стержня ($r = R_0$) и значение B_{a0} на его оси ($r = 0$). Возникающее при этом в материале стержня электрическое поле с напряженностью E и индукционные токи с плотностью j являются азимутальными (рис. 2). Эволюция электрического и магнитного полей в стержне в процессе его удлинения описывается системой соотношений, выражающих закон электромагнитной индукции, закон полного тока и закон Ома в дифференциальной форме [6]:

$$\frac{dB}{dt} = \dot{\epsilon}_z B - \frac{1}{r} \frac{\partial(Er)}{\partial r}; \quad j = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B}{\partial r}; \quad E = \eta j,$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная, η – удельное сопротивление материала стержня. От-

метим, что первое слагаемое в правой части закона электромагнитной индукции «ответственно» за генерацию магнитного поля в растягивающемся стержне, а второе – за диффузионное «рассасывание» поля. При определении эволюции температуры T материала стержня предполагалось, что ее рост обусловлен лишь выделением джоулева тепла (нагревом вследствие диссипации механической энергии на пластических деформациях пренебрегалось):

$$\rho c_v \frac{dT}{dt} = j^2 \eta,$$

где ρ – плотность материала стержня, c_v – удельная теплоемкость. При нагреве материала до температуры плавления T_s учитывалось, что дальнейшее повышение температуры возможно лишь после того, как в материале дополнительно выделится теплота, равная в расчете на единицу массы его удельной теплоте плавления λ . Учитывалось также различие в теплоемкостях материала стержня в твердом и жидком (расплавленном) состояниях и увеличение его удельного сопротивления с ростом температуры [13]. Снижение предела текучести σ_Y материала с повышением его температуры предполагалось происходящим по линейному закону $\sigma_Y = \sigma_{Y0}(T - T_0)/(T_s - T_0)$ [14] вплоть до нулевого значения при достижении температуры плавления (T_0 – начальная температура стержня,

σ_{Y0} – значение предела текучести при начальной температуре). Для характеристики степени снижения прочностных свойств материала стержня в результате его джоулева нагрева использовался коэффициент термического разупрочнения, определяемый, как $k_T = \sigma_Y / \sigma_{Y0} = (T - T_0)/(T_s - T_0)$.

Напряженное состояние в материале проводящего стержня, удлиняющегося с существующим в нем магнитным полем, может быть определено с привлечением уравнения радиального движения материала

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

где σ_r , σ_θ – соответственно, радиальная и тангенциальная компоненты тензора напряжений. Интегрирование данного уравнения по радиальной координате от некоторого ее текущего значения r до радиуса стержня R позволяет получить распределение радиальных напряжений в стержне [15]

$$\sigma_r(r) = -\frac{3}{8} \rho \dot{\epsilon}_z^2 (R^2 - r^2) - \frac{B^2(R) - B^2(r)}{2\mu_0}.$$

Сформулированная задача решалась численно. Физические процессы, сопровождающие удлинение участка КС с «вмороженным» магнитным полем, проиллюстрируем в рамках представленной модели на примере деформирования среднего участка КС, формируемой КЗ диаметром

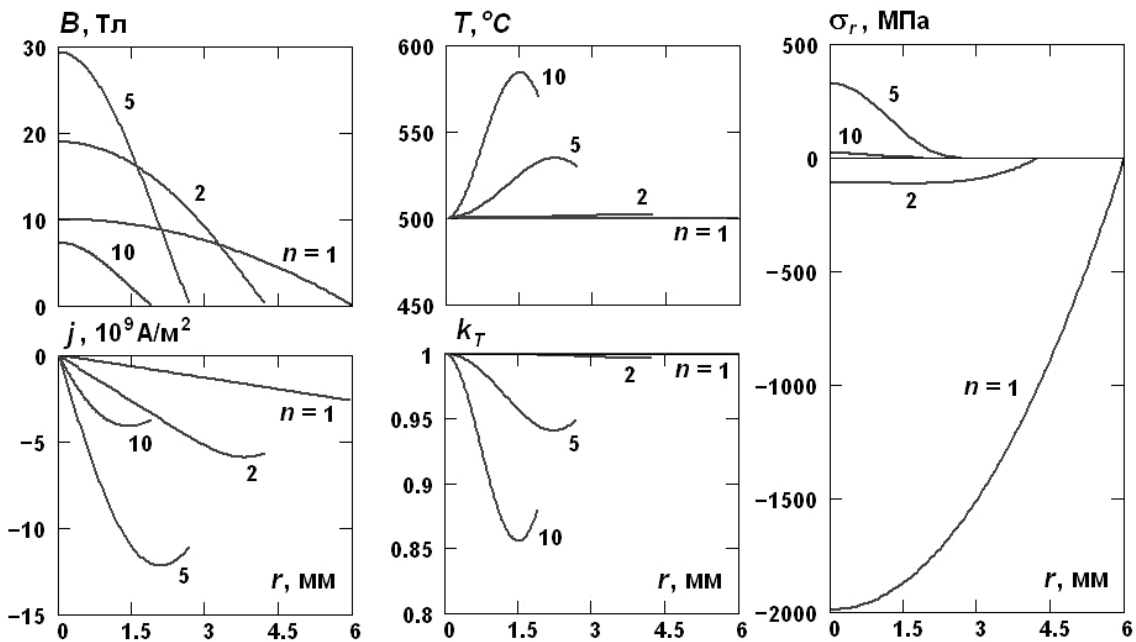


Рис. 3. Радиальные распределения параметров в различные моменты деформирования среднего участка КС заряда диаметром 100 мм, удлиняющегося с «вмороженным» магнитным полем

$d_0 = 100$ мм с медной конической облицовкой. Начальные геометрические и кинематические параметры КС рассчитывались с использованием методики [16] и в рассматриваемом случае принимались следующими: скорость $v_z = 5$ км/с; начальный радиус $R_0 = 6$ мм; начальная скорость осевого деформирования $\dot{\epsilon}_{z0} = 1,3 \cdot 10^5$ с⁻¹. Теплофизические и электрофизические характеристики материала КС (меди) задавались на основе данных [13], начальная температура участка КС принималась постоянной по его сечению и составляла $T_0 = 500$ °С. На рис. 3 приводятся радиальные распределения магнитной индукции B , плотности индукционных токов j , температуры T , коэффициента термического разупрочнения k_T и радиального напряжения σ_r в различные моменты времени, характеризуемые соответствующими значениями коэффициента удлинения n участка КС (начальному моменту соответствует значение $n = 1$).

Как видно из рис. 3, первоначально темп генерации магнитного поля в элементе КС, обусловленной его растяжением, превышает темп диффузионного «рассасывания» поля, и магнитная индукция поля в материале струи возрастает [15]. При проведении расчета предполагалось, что магнитное поле в элементе КС в момент его формирования, сгенерированное в области струеобразования, имеет параболическое радиальное распределение с индукцией на оси $B_{a0} = 10$ Тл. К моменту удлинения в $n = 5$ раз поле на оси элемента КС усиливается почти в три раза, при этом радиальное распределение магнитной индукции сохраняет близкий к параболическому вид. По мере растяжения участка КС его радиус R и скорость осевого деформирования $\dot{\epsilon}_z$ уменьшаются, и в итоге процесс диффузии поля начинает превалировать над процессом его генерации – поле постепенно «выходит» из элемента КС с монотонным стремлением магнитной индукции к нулевому значению [15]. Из радиальных распределений индукционных токов на рис. 3 видно, что они циркулируют в поверхностных слоях материала КС (на оси струи в силу соответствующего граничного условия, обусловленного цилиндрической геометрией задачи, плотность индукционных токов равна нулю). Соответственно, в поверхностных слоях локализуется и джоулев нагрев материала КС. При заданной интенсивности начального магнитного поля ($B_{a0} = 10$ Тл) проявление термических эффектов

выражено слабо – максимальный прирост температуры материала КС лежит в пределах 80 °С. При этом термическое разупрочнение поверхностных слоев участка КС характеризуется снижением коэффициента k_T от начального единичного значения всего лишь до 0,85. Если анализировать эволюцию распределений радиальных напряжений по радиусу участка КС, то следует отметить, что они формируются в результате конкуренции двух факторов. Сходящееся к оси радиальное движение материала КС при ее удлинении обеспечивает действие сжимающих радиальных напряжений. Объемные электромагнитные силы, возникающие в результате взаимодействия магнитного поля с индукционными токами и направленные от оси струи, напротив, являются причиной появления растягивающих радиальных напряжений. На начальных стадиях деформирования КС превалирующим является первый из указанных факторов – сжимающие радиальные напряжения на оси струи достигают 2 ГПа. В процессе удлинения КС действие данного фактора ослабляется (вследствие уменьшения радиуса струи и скорости ее деформирования), а второго, напротив, усиливается (за счет «накачки» магнитного поля в струе). В результате радиальные напряжения из сжимающих превращаются в растягивающие, и их максимальное значение на оси КС составляет около 300 МПа. Очевидно, именно на этой стадии при достаточной интенсивности растягивающих напряжений и может реализоваться разрушение КС с радиальным диспергированием ее материала. В дальнейшем в процессе ослабления магнитного поля в струе вследствие его диффузии радиальные напряжения в материале КС постепенно исчезают.

Ключевое значение при определении возможности термического разупрочнения КС за счет создания магнитного поля в кумулятивной облицовке имеет в рамках используемой модели выявление зависимости степени нагрева струи от интенсивности начального поля в ней в момент формирования (то есть, от интенсивности поля, «приобретенного» в области струеобразования). Подобные расчеты были проведены для средних участков КС, формируемых геометрически подобными КЗ диаметрами 50, 100 и 150 мм с медными коническими облицовками, что позволило дополнительно установить влияние на достигаемый эффект масштабного фактора (для геометрически подобных КЗ соотношение начальных радиусов элементов КС принималось равным коэффициенту геометрического подобия, а соотношение их начальных скоростей деформирования – обратным

данному коэффициенту). Так как индукционный нагрев КС, удлиняющейся с «вмороженным» магнитным полем, существенно неравномерен по ее сечению (рис. 3), для получения обобщенной характеристики снижения прочностных свойств материала струи проводилось усреднение коэффициента термического разупрочнения k_T по сечению элемента КС

$$k_T^m = \frac{2}{R^2} \int_0^R k_T r dr .$$

На рис. 4 для средних участков КС геометрически подобных КЗ приводятся зависимости от их текущего коэффициента удлинения n магнитной индукции B_a и радиального напряжения σ_{ra} на оси струи, а также осредненного коэффициента

термического разупрочнения k_T^m при различных начальных интенсивностях поля в струе. Видно, что генерация магнитного поля в удлиняющейся КС сопряжена с проявлением масштабного эффекта – с увеличением диаметра КЗ эффективность генерации возрастает. Так, максимальное усиление поля на оси среднего участка струи (по отношению к начальному полю на оси B_{a0}) составляет примерно 2,2 раза для КЗ диаметром $d_0 = 50$ мм; около 3,0 раз для $d_0 = 100$ мм и свыше 3,5 раз для $d_0 = 150$ мм. Соответственно, более эффективно с увеличением диаметра КЗ происходит и термическое разупрочнение материала КС индукционными токами. При начальном поле $B_{a0} = 15$ Тл значение осредненного коэффициента термического

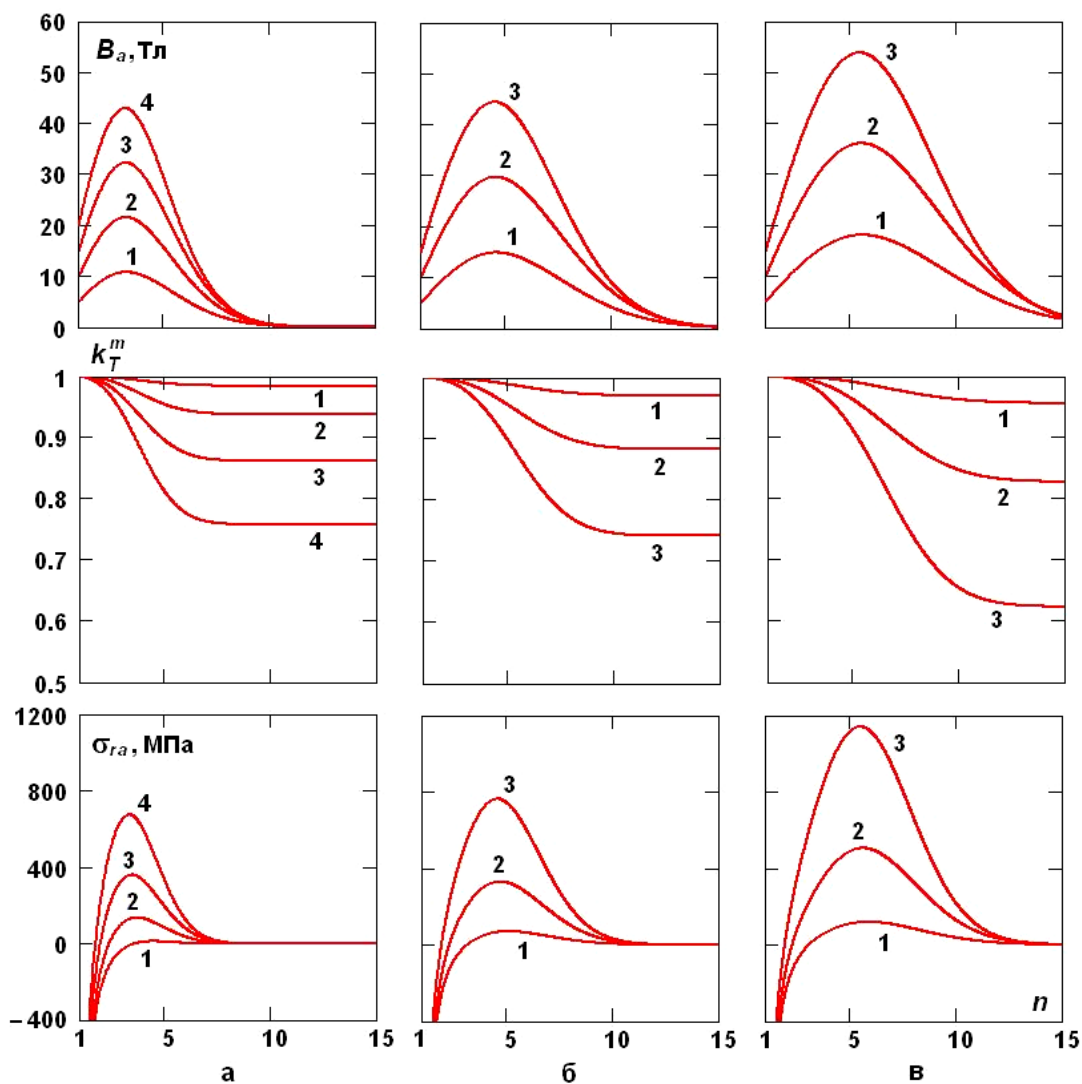


Рис. 4. Изменение параметров при деформировании средних участков КС с «вмороженным» магнитным полем различной начальной интенсивности (1 – $B_{a0} = 5$ Тл; 2 – $B_{a0} = 10$ Тл; 3 – $B_{a0} = 15$ Тл; 4 – $B_{a0} = 20$ Тл) для геометрически подобных КЗ: а – $d_0 = 50$ мм; б – $d_0 = 100$ мм; в – $d_0 = 150$ мм

разупрочнения k_T^m снижается к моменту полного «выхода» поля из КС до 0,86 при $d_0 = 50$ мм; до 0,74 при $d_0 = 100$ мм и до 0,62 при $d_0 = 150$ мм. Если говорить о влиянии на степень термического разупрочнения интенсивности магнитного поля, с которым КС выходит из области струеобразования, то она довольно быстро возрастает с ростом магнитной индукции B_{a0} и, например, для КЗ диаметром $d_0 = 100$ мм значение коэффициента k_T^m составляет 0,97 при $B_{a0} = 5$ Тл; 0,88 при $B_{a0} = 10$ Тл и 0,74 при $B_{a0} = 15$ Тл. При этом силовое действие компрессируемого магнитного поля на средний участок КС данного КЗ характеризуется изменением максимальных растягивающих радиальных напряжений на оси струи примерно от 50 МПа при $B_{a0} = 5$ Тл до 800 МПа при $B_{a0} = 15$ Тл (рис. 4).

Помимо зависимости степени нагрева КС от интенсивности начального магнитного поля в ней ключевое значение в рамках рассматриваемой проблемы имеет, очевидно, зависимость предельного удлинения КС от степени термического разупрочнения ее материала, которая необходима для прогнозирования прироста пробивного действия КС – основной характеристики действия КЗ, представляющей практический интерес. Предельное удлинение КС в количественном отношении характеризуется коэффициентом предельного удлинения n_{lim} , определяемым отношением длины участка КС в момент его разрыва на отдельные безградиентные элементы к начальной длине участка в момент формирования [10–12]. С учетом результатов [10] между коэффициентом предельного удлинения n_{lim} и введенным в рассмотрение осредненным коэффициентом термического разупрочнения k_T^m в первом приближении может быть установлено соотношение пропорциональности в виде

$$n_{lim} \sim 1/\sqrt[3]{k_T^m}$$

В соответствии с приведенным соотношением для того, чтобы увеличить предельную длину КС (а, соответственно, и примерно пропорциональную ей глубину проникания КС в преграду), например, на 20 %, необходимо обеспечить уже достаточно существенное разупрочнение материала КС приблизительно на 40 % ($k_T^m \approx 0,6$). Близкая к такой степень термического разупрочнения среднего участка КС, формируемой КЗ диаметром

$d_0 = 150$ мм, реализуется при индукции начального поля на оси струи $B_{a0} = 15$ Тл (рис. 4). Однако при этом растягивающие радиальные напряжения на оси КС в максимуме достигают почти 1,2 ГПа, что может представлять опасность с точки зрения разрушения струи. Вопрос прогнозирования разрушения КС вследствие «накачки» в ней сильного магнитного поля является достаточно сложным и требует отдельного исследования. Очевидно, здесь важна не только величина растягивающих напряжений, но и время их действия. Важную роль играет также и фактор радиального сходящегося к оси симметрии движения материала в удлиняющейся КС – для того, чтобы вызвать радиальное рассеивание материала КС нужно сначала преодолеть инерцию этого движения.

Оставляя для будущих исследований вопрос об определении минимально допустимой интенсивности начального магнитного поля в КС, не приводящей к ее радиальному рассеиванию, рассмотрим дополнительно вариант осуществления индукционного нагрева КС с использованием магнитного поля, позволяющий повысить эффективность нагрева при одновременном снижении вероятности разрушения струи вследствие действия электромагнитных сил. Схема его реализации представлена на рис. 5.

В соответствии с представленной схемой аксиальное магнитное поле создается перед подрывом КЗ не только в его облицовке, но и в области пространства перед КЗ на пути движения КС. Для создания магнитного поля на пути движения КС используется соленоид длиной h_m , устанавливаемый соосно с КЗ и удаленный от его основания на расстояние f_m (рис. 5). Моделирование электромагнитных и термических процессов в КС, деформирующейся с «вмороженным» магнитным полем при дополнительном воздействии магнитного поля расположенного перед КЗ соленоида, проводилось на основе принятой выше расчетной схемы (рис. 2), в которой подверглось видоизменению граничное условие для индукции магнитного поля на поверхности растягивающегося стержня (при $r = R$). Если ранее индукция магнитного поля на поверхности стержня полагалась нулевой, то для варианта электромагнитного воздействия на КС, представленного на рис. 5, характер ее изменения выбирался соответствующим движению участков КС через полость соленоида, размещенного перед КЗ, и зависел от скорости участка струи v_z , длины соленоида h_m и удаления соленоида от основания заряда f_m . Задававшийся закон изменения индук-

ции магнитного поля B_e на поверхности стержня основывался на распределении магнитной индукции на оси соленоида [13]

$$B_e(z) = B_c \frac{\sqrt{h_m^2 + d_m^2}}{2h_m} \times$$

$$\times \left[\frac{z + 0,5h_m}{\sqrt{0,25d_m^2 + (z + 0,5h_m)^2}} - \frac{z - 0,5h_m}{\sqrt{0,25d_m^2 + (z - 0,5h_m)^2}} \right],$$

где z – координата вдоль оси соленоида, отсчитываемая от его центра (рис. 5), B_c – индукция магнитного поля в центре соленоида, d_m – диаметр соленоида. Подставляя в записанное соотношение вместо z закон движения различных участков КС $z(t) = z_0 + v_z t$ (z_0 – начальная координата участка КС относительно центра соленоида), получаем временную зависимость индукции магнитного поля $B_e(t)$ на поверхности стержня.

Расчеты для схемы электромагнитного воздействия на КС (рис. 5) были проведены применительно к среднему участку КС, формируемой КЗ диаметром $d_0 = 100$ мм. Длина соленоида, создающего магнитное поле на пути движения КС, совпадала с диаметром КЗ $h_m = 100$ мм. Диаметр соленоида составлял $d_m = 20$ мм и был выбран минимально допустимым с учетом результатов экспериментов [17] с прохождением КС через узкие каналы. Расстояние от основания КЗ до соленоида f_m варьировалось от 50 до 250 мм. Были рассмотрены три варианта организации электромагнитного воздействия на КС. В первом варианте предполагалось, что магнитное поле создается только соленоидом на пути движения КС, а в кумулятивной облицовке поля нет. Во втором варианте магнитное поле задавалось и в кумулятивной облицовке, и на пути движения КС, причем ориентация

поля, создававшегося соленоидом перед КЗ, совпадала с ориентацией поля в облицовке. Наконец, третий вариант отличался от второго тем, что ориентация поля в соленоиде на пути движения КС была противоположна ориентации поля в облицовке. Во всех случаях абсолютное значение магнитной индукции в центре соленоида задавалось равным $B_c = 30$ Тл. При наличии магнитного поля в кумулятивной облицовке предполагалось, что в процессе ее схлопывания «накачка» поля в области струеобразования приводит к формированию среднего участка КС с «вмороженным» магнитным полем, индукция которого на оси струи составляет $B_{a0} = 10$ Тл.

На рис. 6 приводятся зависимости осредненного коэффициента термического разупрочнения КС k_T^m на момент полного затухания в ней индукционных токов после выхода из соленоида от удаления соленоида f_m от основания КЗ для трех указанных выше вариантов организации электромагнитного воздействия. Видно, что наиболее эффективно термическое разупрочнение КС происходит при создании на пути движения струи и в кумулятивной облицовке магнитных полей противоположной ориентации, причем в этом случае существует оптимальное удаление соленоида от основания КЗ ($f_m \approx 150$ мм), при котором обеспечивается минимум значения k_T^m . При создании в облицовке и на пути движения КС магнитных полей одинаковой ориентации зависимость коэффициента k_T^m от расстояния f_m , напротив, имеет точку максимума. Интересно также отметить, что при малом удалении соленоида от основания КЗ (полдиаметра КЗ) для обоих вариантов взаимной ориентации магнитных полей в облицовке и на пути движения КС достигается одинаковая степень термического разупрочнения струи. Наконец, при создании магнитного поля только на пути движе-

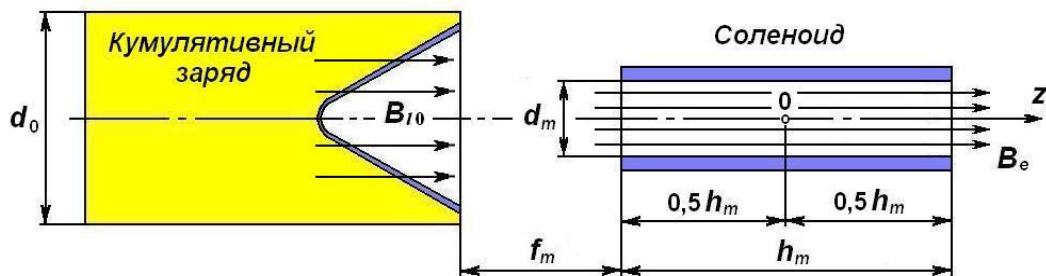


Рис. 5. Схема реализации индукционного нагрева КС посредством создания магнитного поля в облицовке КЗ и на пути движения КС

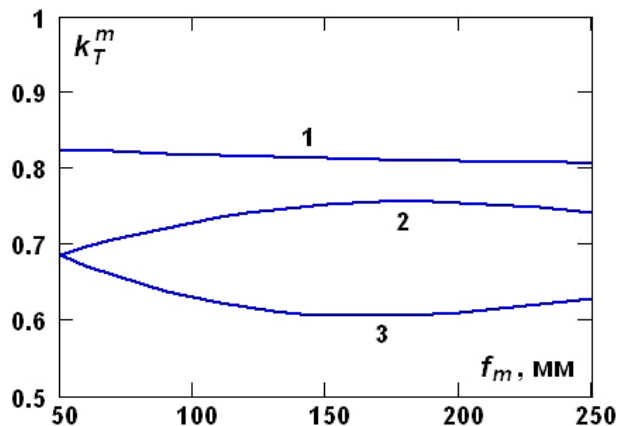


Рис. 6. Влияние на степень термического разупрочнения КС удаления соленоида от основания КЗ для различных вариантов электромагнитного воздействия: 1 – магнитное поле в облицовке отсутствует; 2 – магнитные поля на пути движения КС и в облицовке одинаковой ориентации; 3 – магнитные поля на пути движения КС и в облицовке противоположной ориентации

ния КС значение коэффициента k_T^m очень незначительно монотонно снижается с ростом удаления соленоида от КЗ.

Особенности деформирования среднего участка КС, формируемой КЗ диаметром 100 мм, при реализации трех рассматриваемых вариантов организации электромагнитного воздействия на струю (рис. 5) проиллюстрированы на рис. 7, где приводятся зависимости магнитной индукции B , плотности индукционных токов j и температуры T в различных точках по радиусу струи, а также радиального напряжения σ_{ra} на оси струи и осредненного коэффициента термического разупрочнения КС k_T^m от текущего коэффициента удлинения участка КС n (расчеты проведены для удаления соленоида от основания КЗ $f_m = 150$ мм).

Видно, что движение участка КС в магнитном поле размещенного перед КЗ соленоида сопровождается двумя «всплесками» индукционных токов в струе – в момент ее входа в полость соленоида и в момент выхода, то есть в моменты резкого изменения магнитного поля B_e , воздействующего на КС. При этом индуцирующиеся на данных стадиях токи имеют противоположные направления. Отслеживая характер изменения индукционных токов, нагрев и термическое разупрочнение материала КС также носят двухстадийный характер – ярко выраженные «скачки» температуры и коэффициента термического разупрочнения наблюдаются на этапах начала и окончания воздействия магнитного поля соленоида. Наличие в материале КС магнитного поля, «приобретенного» в области

струеобразования при схлопывании «намагниченной» кумулятивной облицовки, позволяет заметно повысить степень термического разупрочнения КС при последующем воздействии магнитного поля соленоида. Если в отсутствие начального поля в КС значение коэффициента k_T^m после выхода участка струи из соленоида снижается до 0,81 (рис. 7, а), то при его наличии результирующая степень термического разупрочнения КС характеризуется $k_T^m = 0,75$ в случае одинаковой ориентации поля соленоида и начального поля в КС (рис. 7, б) и $k_T^m = 0,6$ в случае противоположной ориентации этих полей (рис. 7, в). Следует напомнить, что в отсутствие дополнительного воздействия магнитного поля соленоида рассматриваемый средний участок КС заряда диаметром 100 мм при начальной индукции «вмороженного» поля на его оси $B_{a0} = 10$ Тл разупрочнялся только до значения $k_T^m = 0,88$ (рис. 4, б).

При противоположной ориентации начального поля в КС и поля, создаваемого на пути ее движения, обеспечивается высокая неоднородность распределения магнитной индукции по радиусу струи в момент ее входа в полость соленоида. Это, в свою очередь, приводит к усилению протекающих в КС на данной стадии индукционных токов, чем и объясняется более высокая эффективность термического разупрочнения материала струи по сравнению со случаем, когда начальное поле в КС и поле соленоида имеют одинаковую ориентацию.

Более благоприятным с точки зрения снижения вероятности разрушения КС является и характер силового воздействия на струю при противоположной ориентации магнитных полей на пути движения КС и в кумулятивной облицовке. Максимальный уровень растягивающих радиальных

напряжений на оси струи остается в этом случае таким же, каким он был при растяжении КС только с «вмороженным» магнитным полем (в отсутствие соленоида перед КЗ). Время же действия растягивающих напряжений уменьшается – при входе в полость соленоида КС «поджимается» его

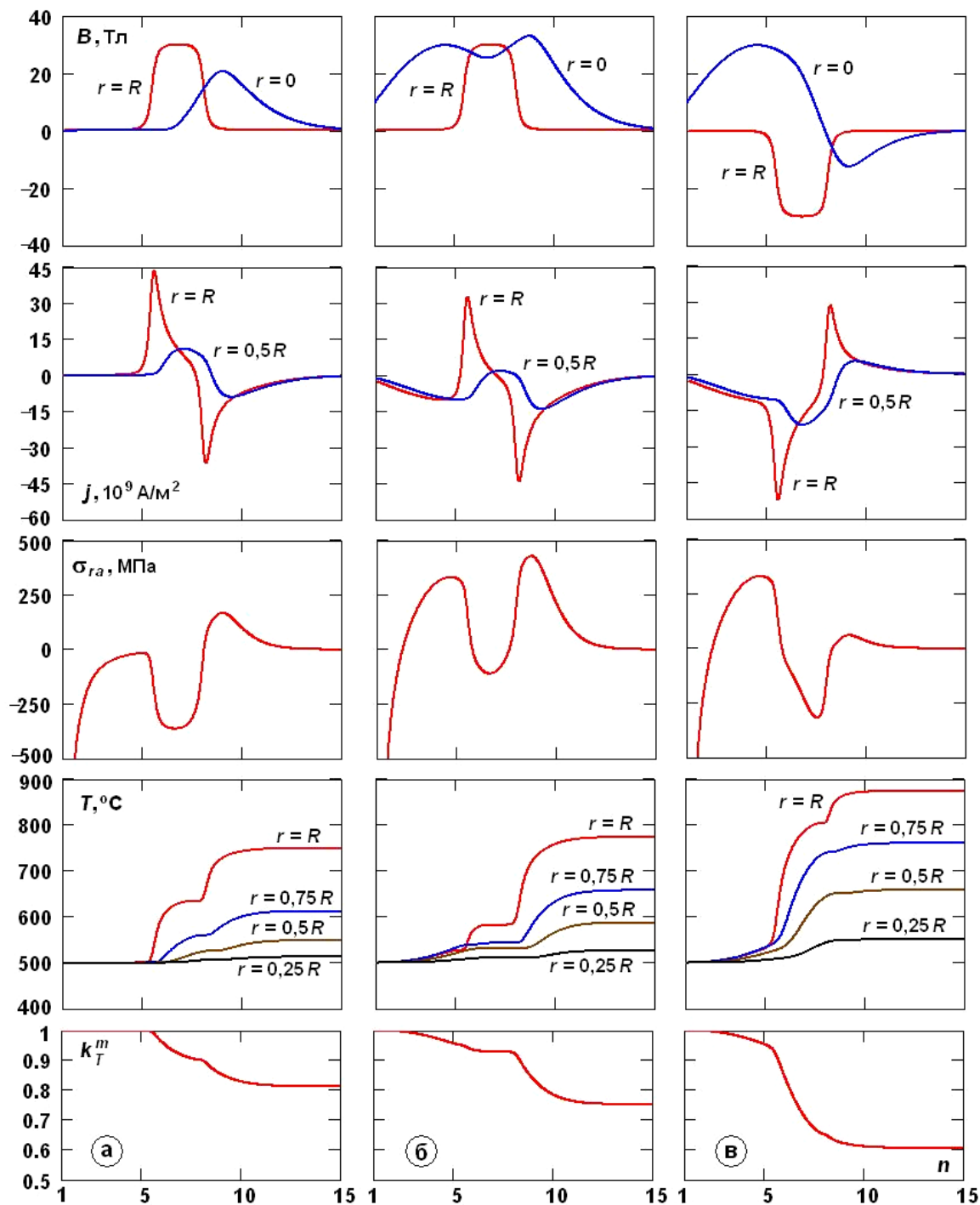


Рис. 7. Изменение параметров при деформировании среднего участка КС заряда диаметром 100 мм для различных вариантов электромагнитного воздействия: а – магнитное поле в облицовке отсутствует; б – магнитные поля на пути движения КС и в облицовке одинаковой ориентации; в – магнитные поля на пути движения КС и в облицовке противоположной ориентации

магнитным полем (рис. 7, в). Подобное снижение радиальных растягивающих напряжений при входе КС в полость соленоида наблюдается и при одинаковой ориентации магнитных полей в струе и в соленоиде. Однако в отличие от случая их противоположной ориентации данный вариант реализации электромагнитного воздействия на КС приводит к мощному дополнительному «всплеску» растягивающих напряжений в струе в момент ее выхода из полости соленоида, что связано, очевидно, с наличием в материале КС в этот момент более сильного магнитного поля (рис. 7, б).

Таким образом, проведенное численное моделирование подтверждает принципиальную возможность термического разупрочнения материала КС индукционными токами для увеличения ее предельного удлинения и, соответственно, пробивной способности посредством создания в кумулятивной облицовке аксиального магнитного поля перед подрывом КЗ. Индукция создаваемого в облицовке поля не должна превышать уровня, приводящего к разрушению КС электромагнитными силами, действующими на струю при последующей «накачке» магнитного поля в ее материале в процессе растяжения струи. Указанный уровень магнитной индукции оценивается значением, не выше 0,1 Тл. Достижимый при этом прирост предельного удлинения КС может составлять 20 %. Эффективность термического разупрочнения КС и, соответственно, прирост ее предельного удлинения могут быть существенно повышены, если для электромагнитного воздействия на струю дополнительно использовать соленоид, располагаемый перед КЗ и создающий на пути движения КС магнитное поле, противоположное по ориентации полю в кумулятивной облицовке. Индукция магнитного поля, создаваемого соленоидом на пути движения КС, должна составлять несколько десятков тесла.

Список литературы

1. Лаврентьев М. А. Кумулятивный заряд и принципы его работы // Успехи математических наук. 1957. Т. 12. Вып. 4. С. 41–56.
2. Федоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В. О влиянии магнитного поля, создаваемого в облицовке кумулятивного заряда, на его пробивное действие // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 5. С. 145–146.
3. 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.

4. Федоров С. В. Эффекты усиления магнитного поля в металлах при их высокоскоростном деформировании // Труды Международной конференции «VII Харитоновские тематические научные чтения». Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005. С. 490–496.

5. Федоров С. В. Об усилении магнитного поля в высокоскоростных струйных течениях металлов // Прикладная физика. 2004. № 4. С. 33–39.

6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.

7. Shvetsov G. A., Matrosov A. D., Fedorov S. V., Babkin A. V., Ladov S. V. Effect of external magnetic fields on shaped-charge operation // International Journal of Impact Engineering. 2011. Vol. 38, N 6. P. 521–526.

8. Федоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В., Швецов Г. А., Матросов А. Д. О возможности снижения пробивного действия кумулятивных зарядов в магнитном поле // Прикладная механика и техническая физика. 2007. Т. 48, № 3. С. 112–120.

9. 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. Вып. 8. С. 111–117.

10. 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.

11. Бабкин А. В., Бондаренко П. А., Федоров С. В., Ладов С. В., Колпаков В. И., Андреев С. Г. Пределы увеличения глубины пробития кумулятивного заряда при импульсном тепловом воздействии на его облицовку // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 6. С. 124–132.

12. 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.

13. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.

14. Johnson G. R., Cook W. H. A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures // Proc. of the 7th Intern. Symp. on Ballistics. Hague, Netherlands, 1983. P. 541–547.

15. 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.

16. Маринин В. М., Бабкин А. В., Колпаков В. И. Методика расчета параметров функцио-

нирования кумулятивного заряда // Оборонная техника. 1995. № 4. С. 34–39.

17. Федоров С. В., Бабкин А. В., Головачев А. В., Ладов С. В. Влияние канала малого диаметра на пробивное действие кумулятивной струи // Оборонная техника. 2001. № 1–2. С. 52–58.