

## О ТЕРМИЧЕСКИХ ЭФФЕКТАХ ПРИ ИНЕРЦИОННОМ РАСТЯЖЕНИИ ВЫСОКОГРАДИЕНТНОГО ПРОВОДЯЩЕГО СТЕРЖНЯ С «ВМОРОЖЕННЫМ» МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

С.В. Федоров

И.А. Болотина

Ю.А. Струков

sergfed-64@mail.ru

b.mount@mail.ru

ustrukov@rambler.ru

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация

---

### Аннотация

Проанализированы термические эффекты при растяжении металлических кумулятивных струй, обусловленные наличием в их материале продольного магнитного поля, усиливающегося в процессе растяжения и порождающего циркуляцию в струе вихревых электрических токов с выделением джоулевой теплоты. Предположено, что магнитное поле в струе наследуется от поля, предварительно создаваемого в облицовке кумулятивного заряда перед его подрывом. Исследования проведены на основе численного моделирования в рамках квазидвумерной задачи об инерционном растяжении высокоградиентного проводящего жесткопластического стержня с присутствующим в его материале продольным магнитным полем. Цель исследований — выяснение возможности увеличения предельного удлинения и, соответственно, пробивной способности кумулятивных струй за счет термического разупрочнения их материала. По результатам расчетов определены параметры магнитных полей, при которых можно рассчитывать на реализацию указанного эффекта при отсутствии разрушения струи растягивающими электромагнитными силами, действующими на струю при ее растяжении с магнитным полем

### Ключевые слова

*Взрыв, кумулятивная облицовка, кумулятивная струя, магнитное поле, индукционный нагрев, термическое разупрочнение, предельное удлинение*

Поступила в редакцию 26.12.2016

© МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2018

---

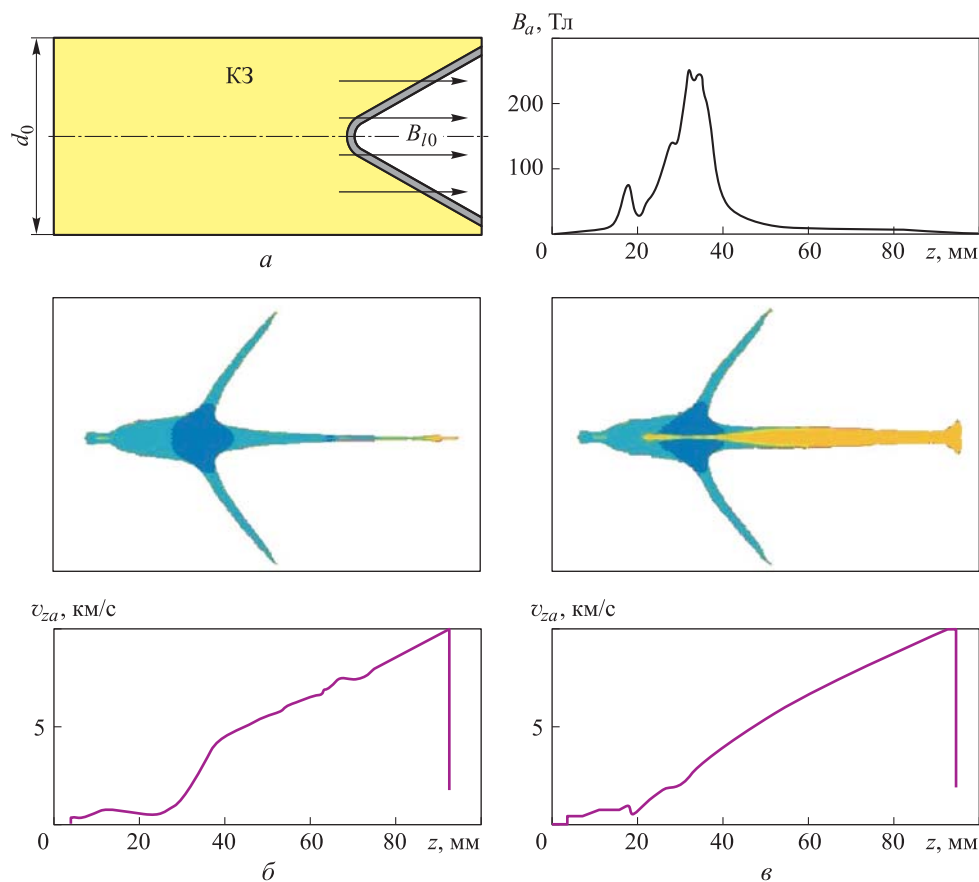
*Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках базовой части государственного задания по разделу «Инициативные научные проекты» (код проекта 9.5330.2017 БЧ)*

**Введение.** Металлические кумулятивные струи (КС), формирующиеся при обжати зарядом взрывчатого вещества тонких металлических оболочек (чаще всего конической формы), относятся к числу физических объектов с уникальными свойствами [1, 2]. Их скорость в головной части может достигать 10 км/с и монотонно снижается вдоль струи от ее «головы» к «хвосту». За счет наличия градиента осевой скорости сформировавшаяся КС в процессе движения быстро удлиняется, пока не распадается на несколько десятков отдельных безградиент-

ных (имеющих выравнивавшуюся по длине осевую скорость) элементов [3, 4], которые уже не деформируются и перемещаются в дальнейшем друг за другом как абсолютно твердые тела. Относительное удлинение материала КС к моменту их распада на отдельные элементы для струй из таких пластичных металлов, как медь, алюминий, ниобий, составляет несколько тысяч процентов. При теоретическом анализе параметров движения и состояния материала КС на предшествующей ее распаду стадии струя может рассматриваться как инерционно удлиняющийся высокоградиентный (деформирующийся при очень высоких значениях градиента осевой скорости) цилиндрический стержень [5]. Характерные значения градиента осевой скорости или, другими словами, скорости осевой деформации составляют для КС  $10^4 \dots 10^5 \text{ с}^{-1}$ . Вследствие высокой скорости КС обладают высокой пробивной способностью, которая, согласно гидродинамической теории проникания [6], определяется их длиной и плотностью материала. Глубина пробития преграды из высокопрочной стали современными кумулятивными зарядами (КЗ) с медной конической облицовкой может достигать десяти диаметров заряда [1]. Для управления кумулятивным эффектом взрыва могут быть использованы различные варианты электромагнитных воздействий, осуществляемых в процессе функционирования КЗ и позволяющих либо снижать [7, 8], либо повышать [9, 10] их пробивное действие.

**Анализ данных по влиянию магнитного поля на формирование кумулятивных струй.** Согласно экспериментам, 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  $B_{i0}$  десятые доли тесла наблюдалось значительное снижение пробивного действия заряда [11]. При начальном поле с индукцией более 0,6 Тл пробитие полностью отсутствовало.

Теоретический анализ этого эффекта [12, 13] 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 [14], реализующимся при его очень быстром деформировании [15], 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 [16] с потерей пробивной способности. Такой сценарий поведения КС, образующейся при схлопывании «намагниченной» облицовки, согласуется с результатами рентгенографических исследований [17].



**Рис. 1.** Влияние на функционирование КЗ магнитного поля, создаваемого в кумулятивной облицовке:

*a* — схема КЗ с созданным в облицовке аксиальным магнитным полем; *б* — формирование КС при отсутствии поля в облицовке с распределением осевой скорости материала  $v_{za}$  на оси симметрии течения; *в* — формирование КС при индукции начального поля в облицовке  $B_{I0} = 0,5$  Тл с распределениями магнитной индукции  $B_{za}$  и осевой скорости материала  $v_{za}$  на оси симметрии течения

Результаты численного моделирования влияния магнитного поля, создаваемого в конической кумулятивной облицовке, на формирование КС приведены на рис. 1, б, в. Моделирование было проведено в предположении идеальной проводимости материала облицовки в рамках двумерной осесимметричной задачи магнитной гидродинамики, постановка которой дана в работе [12]. Согласно распределению 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 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 [16] (это связано с тем, что материальные волокна в области струеобразования в процессе схлопывания облицовки испытывают непрерывное удлинение в осевом направлении, т. е. вдоль линий магнитной индукции созданного поля). Проиллюстрированные на рис. 1, б, в конфигурации течений соответствуют моменту формирования средних участков КС (со скоростью  $\approx 4,5$  км/с). Из распределения магнитной индукции  $B_{za}$  на оси симметрии в этот момент для случая взрывного обжата облицовки с начальным полем  $B_0 = 0,5$  Тл (см. 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 полагался идеально проводящим, что исключало диффузию магнитного поля, которая в реальной ситуации должна приводить к ослаблению «накачки» поля. Учитывая данное обстоятельство, степень усиления магнитного поля в области струеобразования при формировании средних участков КС из «намагниченной» облицовки можно оценить значением  $10^2$ .

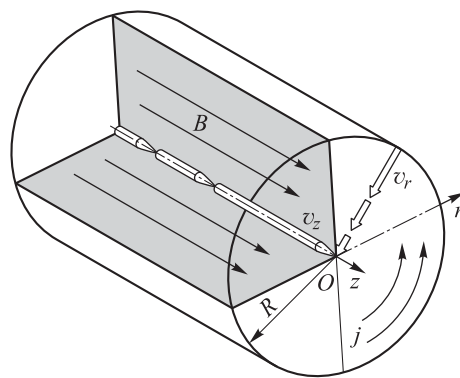
**Задачи исследования.** В настоящей работе проанализирована принципиальная возможность достижения обратного эффекта — повышения пробивного действия КЗ при предварительном создании в его облицовке аксиального магнитного поля. Ставка делается на дополнительный нагрев материала КС вихревыми индукционными 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 [3, 18], вследствие которой она в процессе растяжения распадается на отдельные элементы. В результате может возрасти эффективная длина КС, определяющая ее пробивное действие. Для реализации такого 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 джоулевой теплоты, 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: 1) стадию «накачки» поля в облицовке в области струеобразования; 2) стадию продолжения его усиления в уже сформировавшемся участке КС [13] (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 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 к резкому падению интенсивности поля в струе, что и наблюдается на осевом распределении магнитной индукции на рис. 1, в). С учетом изложенного, 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.

Следует отметить, что термическое разупрочнение материала КС может быть обеспечено за счет использования и другого варианта электромагнитного воздействия на нее — пропускания по струе мощного импульса электрического тока [7, 18]. Однако реализация токового воздействия на КС сопровождается развитием магнитогидродинамической неустойчивости струи [18, 19], ведущей к снижению ее эффективной длины и полностью «обесценивающей» эффект термического разупрочнения материала [8]. При деформировании КС с присутствующим в ее материале магнитным полем действующие на струю электромагнитные силы должны, напротив, «сглаживать» возникающие на струе возмущения [9, 20]. Важно только ограничить величину этих сил, чтобы не допустить разрушения струи.

**Модель деформирования участка кумулятивной струи с «вмороженным» магнитным полем.** Исследование процесса генерации магнитного поля в материале КС проводилось на основе численного моделирования в рамках одномерной осесимметричной задачи магнитной гидродинамики об инерционном растяжении цилиндрического жесткопластического проводящего стержня с созданным в его материале продольным магнитным полем (рис. 2). Каждое поперечное сечение стержня движется с постоянной осевой скоростью  $v_z$  (различной для разных сечений) и характеризуется скоростью осевой деформации  $\dot{\epsilon}_z$  (одинаковой для всех сечений и уменьшающейся с течением времени вследствие увеличения длины стержня при растяжении). При этом остальные параметры движения и состояния стержня в каждом его поперечном сечении зависят от радиальной координаты  $r$  и времени  $t$ . Начальный радиус  $R_0$  и начальная скорость осевого деформирования  $\dot{\epsilon}_{z0}$  стержня соответствуют параметрам элементов КС в момент их



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

формирования при схлопывании облицовки. В процессе равномерного деформирования эти параметры стержня изменяются как  $\dot{\varepsilon}_z = \dot{\varepsilon}_{z0}/n$ ,  $R = R_0/\sqrt{n}$ , где  $n = 1 + \dot{\varepsilon}_{z0}t$  — коэффициент удлинения стержня, характеризующий отношение его текущей длины к начальной [3, 5]. Вследствие растяжения частицы стержня имеют направленную к оси радиальную скорость  $v_r$ , распределение которой по радиусу стержня  $r$  в любой момент времени является линейным, т. е.  $v_r = -\dot{\varepsilon}_z r/2$  (следует из условия несжимаемости материала стержня).

В начальный момент времени в материале стержня предполагалось существоющим магнитное поле с линиями индукции, ориентированными вдоль его оси, и с магнитной индукцией, изменяющейся по радиусу стержня в соответствии с параболическим законом  $B(r) = B_{a0} (1 - r^2/R_0^2)$ , согласно которому она принимает нулевое значение на поверхности стержня ( $r = R_0$ ) и значение  $B_{a0}$  на его оси ( $r = 0$ ). Принимаемое начальное радиальное распределение магнитной индукции в качественном отношении соответствует результатам численного моделирования формирования КС при схлопывании облицовки с магнитным полем [12]. В наибольшей степени усиление магнитного поля происходит на оси формирующейся КС, где в процессе струеобразования больше деформации удлинения частиц материала в осевом направлении. С удалением от оси индукция магнитного поля монотонно снижается в связи с ослаблением степени деформационной «накачки» поля, а также с диффузией поля из КС через ее боковую поверхность.

Возникающие в процессе деформирования стержня с продольным магнитным полем в его материале электрическое поле напряженностью  $E$  и индукционные токи плотностью  $j$  являются азимутальными (см. рис. 2). Эволюция электрического и магнитного полей в стержне в процессе его удлинения описывается системой соотношений [14], выражающих закон электромагнитной индукции

$$\frac{dB}{dt} = \dot{\varepsilon}_z B - \frac{1}{r} \frac{\partial(Er)}{\partial r}, \quad (1)$$

закон полного тока

$$j = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B}{\partial r} \quad (2)$$

и закон Ома в дифференциальной форме

$$E = \eta j. \quad (3)$$

Здесь  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м — магнитная постоянная;  $\eta$  — удельное сопротивление материала стержня. Первое слагаемое в правой части закона электромагнитной индукции (1) «ответственно» за генерацию магнитного поля в растягиваемом стержне, второе — за диффузионное «рассасывание» поля. Граничные условия для определения на основании соотношений (1)–(3) эволюции магнитного поля в стержне, формулируемые на его оси ( $r = 0$ ) и поверхности ( $r = R$ ):

$$\left. \frac{\partial B}{\partial r} \right|_{r=0} = 0; \quad B(R) = 0.$$

При определении эволюции температуры  $T$  материала стержня предполагалось, что ее возрастание обусловлено лишь выделением джоулевой теплоты (нагрев вследствие диссипации механической энергии на пластических деформациях не учитывался):

$$\rho c_v \frac{dT}{dt} = j^2 \eta, \quad (4)$$

где  $\rho$  — 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  $\lambda$ . Учитывалось также различие в теплоемкостях материала стержня в твердом и жидком (расплавленном) состояниях и увеличение его удельного сопротивления с ростом температуры [21]. Снижение предела текучести  $\sigma_Y$  материала с повышением его температуры предполагалось происходящим по линейному закону  $\sigma_Y = \sigma_{Y0}(T - T_0)/(T_s - T_0)$  [22] вплоть до нулевого значения при достижении температуры плавления ( $T_0$  — начальная температура стержня;  $\sigma_{Y0}$  — предел текучести при начальной температуре). Для характеристики степени снижения прочностных свойств материала стержня в результате его джоулева нагрева использовался коэффициент термического разупрочнения  $k_T = \sigma_Y / \sigma_{Y0} = (T - T_0)/(T_s - T_0)$ .

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

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

где  $\sigma_r$ ,  $\sigma_\theta$  — радиальная и тангенциальная компоненты тензора напряжений. Интегрирование этого уравнения по радиальной координате от некоторого ее текущего значения  $r$  до радиуса стержня  $R$  позволяет получить распределение радиальных напряжений в стержне [13]:

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

Очевидно, представленная модель должна адекватно воспроизводить процесс растяжения КС с присутствующим в ее материале магнитным полем на стадии ее равномерного деформирования (когда участки струи сохраняют форму, близкую к цилиндрической) [3], предшествующей началу шейкообразования на струе. Продолжительность этой стадии составляет существенную долю всего времени деформирования участков КС от момента их формирования до момента распада на отдельные безградиентные элементы (для медных КС коэффици-

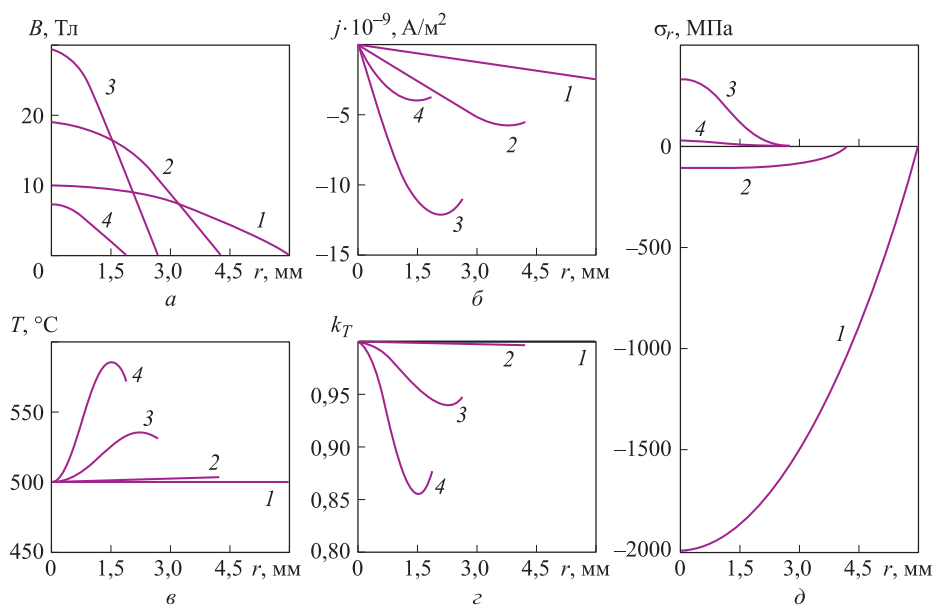
циент удлинения на стадии равномерного по длине деформирования составляет 10–15, в то время как на последующей «шеечной» стадии его значение лежит в диапазоне 2,0–2,5) [3]. Если присутствие магнитного поля в материале КС продолжает сохраняться в начале шейкообразования, его стабилизирующее влияние на процесс растяжения струи может проявиться не только через термическое разупрочнение материала индукционными токами, но и через неравномерность распределения по длине струи электромагнитных сил, препятствующую развитию шеек [9, 20]. Описание указанного эффекта невозможно без учета двумерности течения, возникающей в начале шейкообразования на КС, и выходит за рамки используемой модели. Таким образом, на основе представленной модели может быть получена нижняя оценка возможного увеличения предельного удлинения струи, учитывающая только снижение прочностных свойств материала КС вследствие его нагрева при деформировании в присутствии магнитного поля.

**Физические процессы при растяжении кумулятивной струи с магнитным полем.** Сформулированная задача решалась численно [23]. На каждом временном шаге из разностных аналогов уравнений (1)–(3) определялись радиальные распределения магнитной индукции  $B$  и плотности индукционных токов  $j$  в стержне, после чего с использованием соотношения (4) рассчитывалось радиальное распределение температуры  $T$ , позволявшее вычислить зависящие от нее параметры (удельное сопротивление материала стержня  $\eta$ , его предел текучести  $\sigma_T$  и коэффициент термического разупрочнения  $k_T$ ).

Физические процессы, сопровождающие удлинение участка КС с «вмороженным» магнитным полем, проиллюстрируем в рамках представленной модели на примере деформирования среднего участка КС, формируемой КЗ диаметром  $d_0 = 100$  мм с медной конической облицовкой. Начальные геометрические и кинематические параметры КС рассчитывались с использованием представленных в работе [1] методик и в рассматриваемом случае принимались следующими: скорость  $v_z = 5$  км/с; начальный радиус  $R_0 = 6$  мм; начальная скорость осевого деформирования  $\dot{\epsilon}_{z0} = 1,3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ . Теплофизические и электрофизические характеристики материала КС (меди) задавались на основе данных, приведенных в работе [21], начальная температура участка КС принималась постоянной по его сечению и составляла  $T_0 = 500$  °С. Радиальные распределения магнитной индукции  $B$ , плотности индукционных токов  $j$ , температуры  $T$ , коэффициента термического разупрочнения  $k_T$  и радиального напряжения  $\sigma_r$  в различные моменты времени, характеризующие соответствующими значениями коэффициента удлинения  $n$  участка КС (начальному моменту соответствует значение  $n = 1$ ), приведены на рис. 3.

Первоначально темп генерации магнитного поля в элементе КС, обусловленный его растяжением, превышает темп диффузионного «рассасывания» поля, и магнитная индукция поля в материале струи возрастает. При проведении расчета предполагалось, что магнитное поле в элементе КС в момент его фор-





**Рис. 3.** Радиальные распределения параметров в различные моменты деформирования среднего участка КС заряда диаметром 100 мм, удлиняющегося с «вмороженным» магнитным полем, при  $n = 1$  (1), 2 (2), 5 (3) и 10 (4):

$a$  — индукция магнитного поля;  $b$  — плотность индукционных токов;  $c$  — температура;  $d$  — коэффициент термического разупрочнения;  $e$  — радиальное напряжение

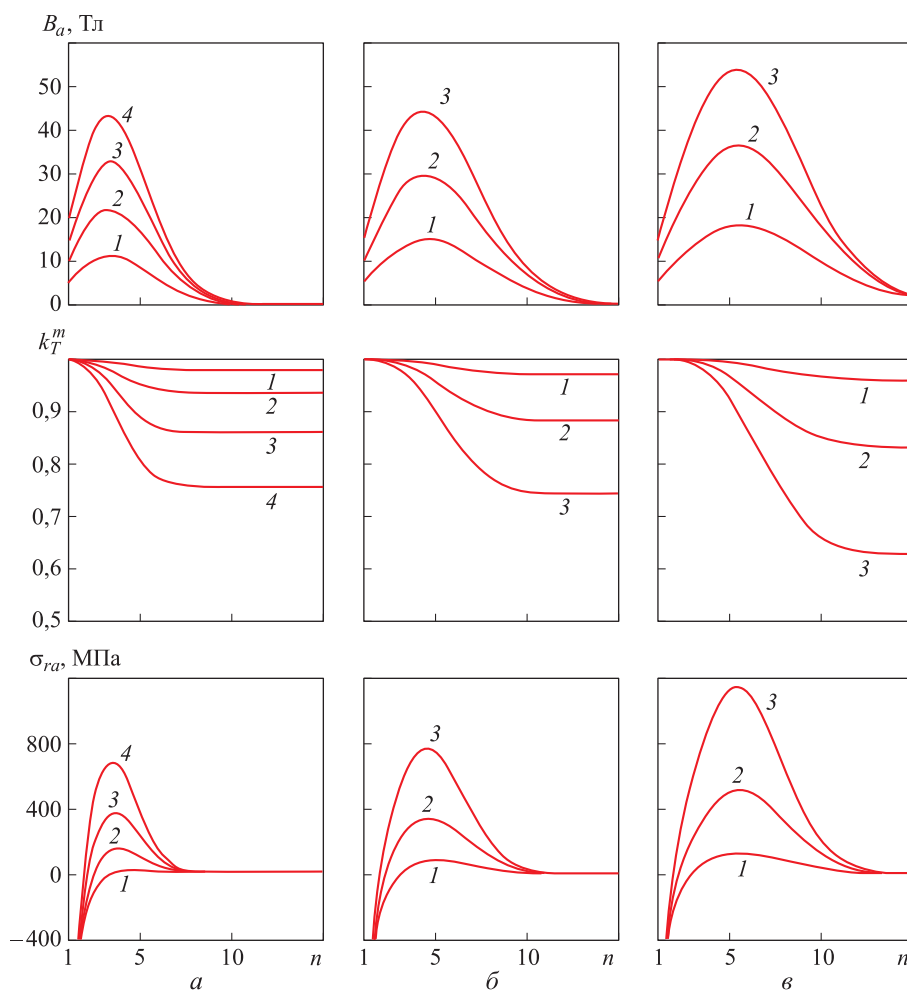
мирования, сгенерированное в области струеобразования, имеет параболическое радиальное распределение с индукцией на оси  $B_{a0} = 10$  Тл. К моменту удлинения в  $n = 5$  раз поле на оси элемента КС усиливается почти в 3 раза, при этом радиальное распределение магнитной индукции сохраняет близкий к параболическому вид. По мере растяжения участка КС его радиус  $R$  и скорость осевого деформирования  $\dot{\epsilon}_z$  уменьшаются, 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. Из радиальных распределений индукционных токов (см. 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 составляет 80 °С. При этом термическое разупрочнение поверхностных слоев участка КС характеризуется снижением коэффициента  $k_T$  от начального единичного значения лишь до 0,85. Если проанализировать эволюцию распределений радиальных напряжений по радиусу участка КС, то 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, представляют собой причину возникновения 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 этого фактора ослабляется (вследствие уменьшения радиуса струи и скорости ее деформирования), а второго — 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.

**Влияние интенсивности начального магнитного поля в струе.** 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, т. е. 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 этому коэффициенту). Поскольку индукционный нагрев КС, удлиняющейся с «вмороженным» магнитным полем, существенно неравномерен по ее сечению (см. рис. 3), для получения обобщенной характеристики снижения прочностных свойств материала струи проводилось усреднение коэффициента термического разупрочнения  $k_T$  по сечению элемента КС:

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

Для средних участков КС геометрически подобных КЗ на рис. 4 приведены зависимости от их текущего коэффициента удлинения  $n$  магнитной индукции  $B_a$  и радиального напряжения  $\sigma_{ra}$  на оси струи, а также осредненного коэффициента термического разупрочнения  $k_T^m$  при различных начальных интенсивностях поля в струе. 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



**Рис. 4.** Изменение параметров при деформировании средних участков КС с «вмороженным» магнитным полем различной начальной интенсивности для геометрически подобных КЗ диаметром  $d_0 = 50$  (а), 100 (б) и 150 (в) мм:

1 —  $B_{a0} = 5$  Тл; 2 —  $B_{a0} = 10$  Тл; 3 —  $B_{a0} = 15$  Тл; 4 —  $B_{a0} = 20$  Тл

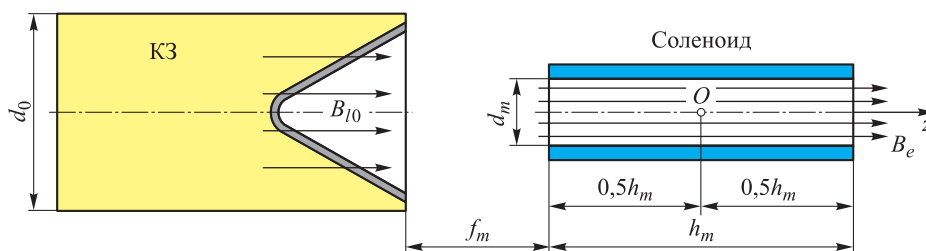
участка струи (по отношению к начальному полю на оси  $B_{a0}$ ) составляет примерно 2,2 раза для КЗ диаметром  $d_0 = 50$  мм; около 3 раз для  $d_0 = 100$  мм и более 3,5 раза для  $d_0 = 150$  мм. Соответственно более эффективно с увеличением диаметра КЗ происходит и термическое разупрочнение материала КС индукционными токами. При начальном поле  $B_{a0} = 15$  Тл значение осредненного коэффициента термического 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 речь вести о влиянии на степень термического разупрочнения интенсивности магнитного поля, с которым КС выходит из области струеобразования, то она довольно быстро возрастает с увеличением 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 рассматриваемого 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 (см. рис. 4).

**Увеличение предельного удлинения КС при термическом разупрочнении ее материала.** Кроме зависимости степени нагрева КС от интенсивности начального магнитного поля в ней ключевое значение в рамках рассматриваемой проблемы имеет 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 [3, 5]. С учетом результатов [3, 24] 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  $n_{lim} \sim 1/\sqrt[3]{k_T^m}$ .

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 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 (см. рис. 4). Однако при этом растягивающие радиальные напряжения на оси КС в максимуме достигают 1,2 ГПа, что может представлять опасность с позиции разрушения струи. Вопрос прогнозирования разрушения КС вследствие «накачки» в ней сильного магнитного поля является достаточно сложным и требует отдельного исследования. Здесь важна не только величина растягивающих напряжений, но и время их действия. Важную роль также играет и фактор радиального сходящегося к оси симметрии движения материала в удлиняющейся КС — для того, чтобы вызвать радиальное рассеивание материала КС, необходимо сначала преодолеть инерцию этого движения.

**Схема с дополнительным воздействием магнитного поля на пути движения кумулятивной струи.** 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.



**Рис. 5.** Схема реализации индукционного нагрева КЗ за счет создания магнитного поля в облицовке КЗ и на пути движения КЗ

В соответствии с представленной схемой аксиальное магнитное поле создается перед подрывом КЗ не только в его облицовке, но и в области перед КЗ на пути движения струи. Для создания магнитного поля на пути движения КЗ используется соленоид длиной  $h_m$ , устанавливаемый соосно с КЗ и удаленный от его основания на расстояние  $f_m$  (см. 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 (см. 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 (см. 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 индукции магнитного поля  $B_e$  на поверхности стержня основывался на распределении магнитной индукции на оси соленоида [21]:

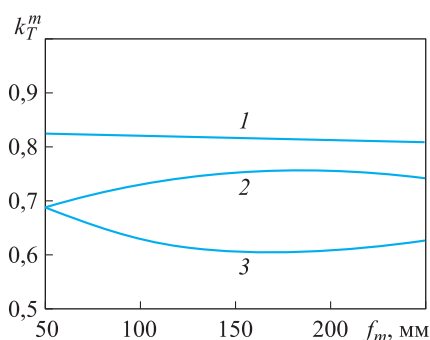
$$B_e(z) = B_c \frac{\sqrt{h_m^2 + d_m^2}}{2h_m} \left[ \frac{z + 0,5h_m}{\sqrt{0,25d_m^2 + (z + 0,5h_m)^2}} - \frac{z - 0,5h_m}{\sqrt{0,25d_m^2 + (z - 0,5h_m)^2}} \right],$$

где  $z$  — координата вдоль оси соленоида, отсчитываемая от его центра (см. рис. 5);  $B_c$  — индукция магнитного поля в центре соленоида;  $d_m$  — диаметр соленоида. Подставляя в записанное соотношение вместо координаты  $z$  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:  $B(R) = B_e(t)$ .

**Эффективность термического разупрочнения кумулятивной струи при «двойном» электромагнитном воздействии.** Расчеты для схемы электромагнитного воздействия на КС (см. 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  $d_m = 20$  мм был выбран минимально допусти-

мым с учетом результатов экспериментов [25] с прохождением КС через узкие каналы. Расстояние от основания КЗ до соленоида  $f_m$  варьировалось в пределах 50...250 мм. Было рассмотрено 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. 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.

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 перечисленных выше вариантов организации электромагнитного воздействия приведены на рис. 6. Наиболее эффективно термическое разупрочнение КС происходит при



**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

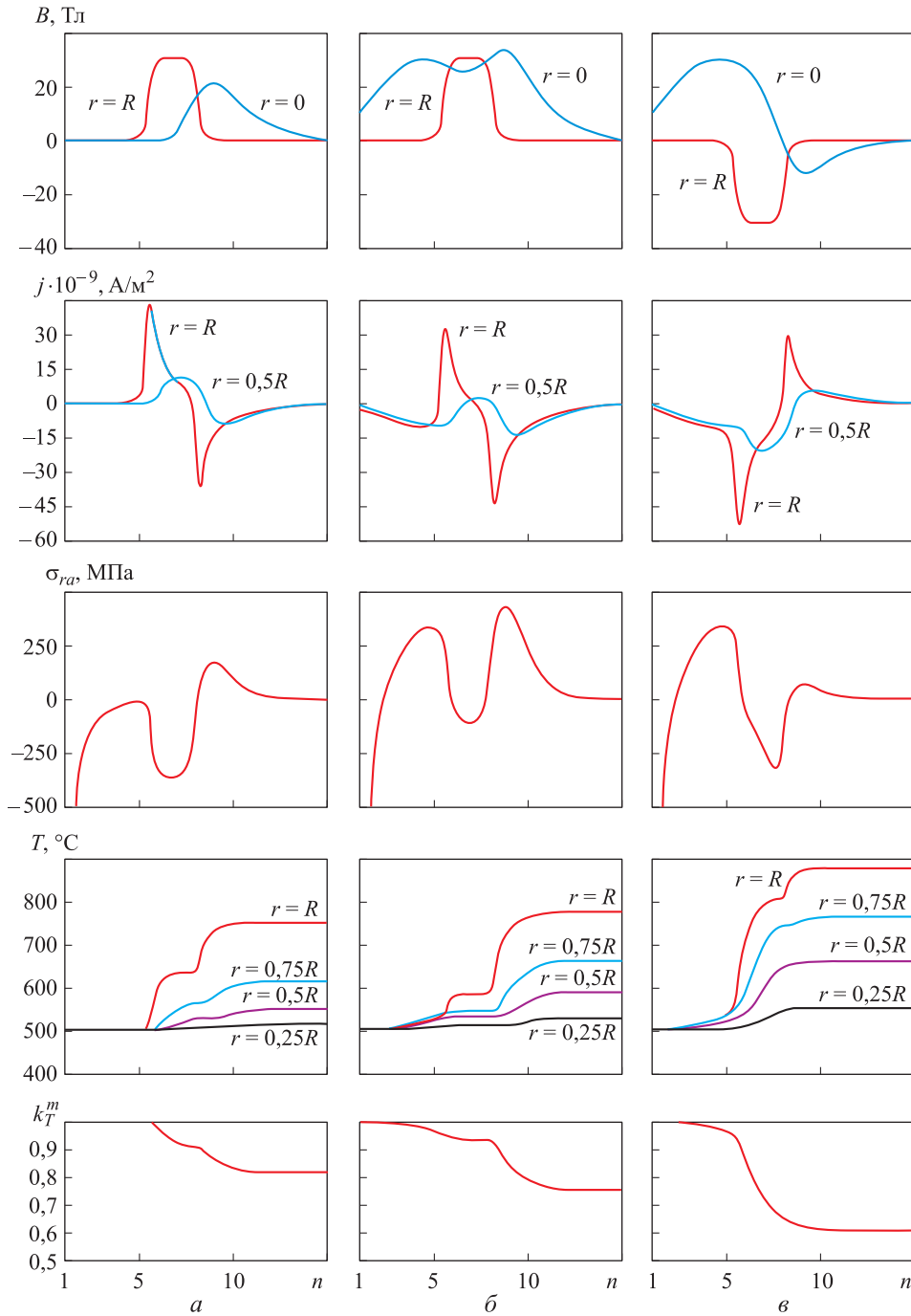
создании на пути движения струи и в кумулятивной облицовке магнитных полей противоположной ориентации, причем в этом случае существует оптимальное удаление соленоида от основания КЗ ( $f_m \approx 150$  мм), при котором обеспечивается минимум значения  $k_T^m$ . При создании в облицовке и на пути движения КС магнитных полей одинаковой ориентации зависимость коэффициента  $k_T^m$  от расстояния  $f_m$ , напротив, имеет точку максимума. Следует также отметить, что при малом удалении соленоида от основания КЗ (поддиаметра КЗ) для двух вариантов взаимной ориентации магнитных полей в облицовке и на пути движения КС достигается одинаковая степень термического разупрочнения струи. При создании магнитного поля только на пути движения КС значение коэффициента  $k_T^m$  очень незначительно монотонно снижается с ростом удаления соленоида от КЗ.

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

Движение участка КС в магнитном поле размещенного перед КЗ соленоида сопровождается двумя «всплесками» индукционных токов в струе: 1) в момент ее входа в полость соленоида; 2) в момент выхода, т. е. в моменты резкого изменения магнитного поля  $B_e$ , воздействующего на КС. При этом индуцирующиеся на этих 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 при отсутствии 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 отметить, что при отсутствии 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  $k_T^m = 0,88$  (см. 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. В свою очередь, это приводит к усилению протекающих в КС на этой 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 позиции снижения вероятности разрушения КС является и характер силового воздействия на струю при противоположной ориентации магнитных полей на пути движения КС и в кумулятивной облицовке.



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



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 (при отсутствии соленоида перед КЗ). Время действия растягивающих напряжений уменьшается — при входе в полость соленоида КС «поджимается» его магнитным полем (см. 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 такой 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 (см. рис. 7, б).

**Заключение.** Проведенное численное моделирование подтверждает принципиальную возможность термического разупрочнения материала КС индукционными токами для увеличения ее предельного удлинения и, соответственно, пробивной способности за счет создания в кумулятивной облицовке аксиального магнитного поля перед подрывом КЗ. Индукция поля в облицовке 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 более 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.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Орленко Л.П., ред. Физика взрыва. Т. 2. М.: Физматлит, 2004. 656 с.
2. Walters W.P., Zukas J.A. Fundamentals of shaped charges. New York: Wiley, 1989. 398 p.
3. 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.
4. Rodriguez M.D., Jeanclaude V., Petit J., Fressengeas C. Breakup of shaped-charge jets: Comparison between experimental and numerical data // Proc. of the 19th Int. Symp. on Ballistics. Interlaken, Switzerland, 2001. P. 607–613.
5. Бабкин А.В., Ладов С.В., Маринин В.М., Федоров С.В. Влияние сжимаемости и прочности материала кумулятивных струй на особенности их инерционного растяжения в свободном полете // Прикладная механика и техническая физика. 1997. Т. 38. № 2. С. 10–18.
6. Лаврентьев М.А. Кумулятивный заряд и принципы его работы // Успехи математических наук. 1957. Т. 12. № 4. С. 41–56.

7. 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.
8. Разрушение кумулятивных струй током / Л.Н. Пляшкевич, А.М. Шувалов, Г.М. Спиров и др. // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38. № 5. С. 124–127.
9. Fedorov S.V. Magnetic stabilization of elongation of metal shaped charge jets // Proc. of the 25th Int. Symp. on Ballistics. Beijing, China, 2010. P. 967–975.
10. Ma B., Huang Z.-X., Zu X.-D., Xiao Q.-Q. Experimental study on external strong magnetic fields coupling with the shaped charge jet // International Journal of Impact Engineering. 2016. Vol. 98. P. 88–96. DOI: 10.1016/j.ijimpeng.2016.08.007
11. 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.
12. Федоров С.В., Бабкин А.В., Ладов С.В. Проявление магнитокумулятивного эффекта при взрыве кумулятивного заряда с созданным в его облицовке аксиальным магнитным полем // Журнал технической физики. 2003. Т. 73. № 8. С. 111–117.
13. 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.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 621 с.
15. Федоров С.В., Бабкин А.В., Колпаков В.И. О возможности генерации сильных магнитных полей в проводящих материалах при проникании в них высокоскоростных тел // Прикладная механика и техническая физика. 2000. Т. 41. № 3. С. 13–18.
16. Федоров С.В. О возможности «отсечки» лидирующего высокоскоростного участка металлической струи при взрыве кумулятивного заряда в аксиальном магнитном поле // Боеприпасы и высокоэнергетические конденсированные системы. 2008. № S2. С. 73–80.
17. Effect of external magnetic fields on shaped-charge operation / G.A. Shvetsov, A.D. Matrosov, S.V. Fedorov, A.V. Babkin, S.V. Ladov // International Journal of Impact Engineering. 2011. Vol. 38. No. 6. P. 521–526. DOI: 10.1016/j.ijimpeng.2010.10.024
18. Littlefield D.L. Thermomechanical and magnetohydrodynamic stability of elongating plastic jets // Physics of Fluids. 1994. Vol. 6. No. 8. P. 2722–2729. DOI: 10.1063/1.868162
19. Littlefield D.L., Powell J.D. The effect of electromagnetic fields on the stability of a uniformly elongating plastic jet // Physics of Fluids A: Fluid Dynamics. 1990. Vol. 2. Iss. 12. P. 2240–2248. DOI: 10.1063/1.857811 URL: <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.857811>
20. Littlefield D.L. Enhancement of stability in uniformly elongating plastic jets with electromagnetic fields // Physics of Fluids A: Fluid Dynamics. 1991. Vol. 3. Iss. 12. P. 2927–2935. DOI: 10.1063/1.857835
21. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972. 392 с.
22. 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.
23. Бабкин А.В., Колпаков В.И., Охитин В.Н., Селиванов В.В. Прикладная механика сплошных сред. Т. 3. Численные методы в задачах физики быстропотекающих процессов. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. 520 с.
24. Chantaret P.Y. Theoretical consideration about jet density and shaped charge performance // Proc. of the 17th Int. Symp. on Ballistics. Vol. 2. Midrand, South Africa, 1998. P. 373–380.
25. 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.

**Федоров Сергей Владимирович** — старший преподаватель кафедры «Высокоточные летательные аппараты» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

**Болотина Ирина Алексеевна** — ассистент кафедры «Технологии ракетно-космического машиностроения» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

**Струков Юрий Алексеевич** — канд. техн. наук, доцент кафедры «Физика» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

**Просьба сослаться на эту статью следующим образом:**

Федоров С.В., Болотина И.А., Струков Ю.А. О термических эффектах при инерционном растяжении высокоградиентного проводящего стержня с «вмороженным» магнитным полем // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2018. № 2. С. 39–59. DOI: 10.18698/1812-3368-2018-2-39-59

**THERMAL EFFECTS DURING INERTIAL STRETCHING OF HIGH-GRADIENT CONDUCTIVE ROD WITH "FROZEN" MAGNETIC FIELD**

**S.V. Fedorov**

sergfed-64@mail.ru

**I.A. Bolotina**

b.mount@mail.ru

**Yu.A. Strukov**

ustrukov@rambler.ru

**Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation**

---

**Abstract**

The study analyzed thermal effects at stretching of metal shape-charge jets caused by the longitudinal magnetic field in their material. The magnetic field amplifies in the course of stretching and generates circulation of vortex electric currents in a jet with production of Joule warmth. It is supposed that magnetic field in a jet is inherited from the field which is previously produced in a shaped charge liner before its explosion. The investigations are carried out by numerical modeling within a quasi-two-dimensional problem on inertial stretching of the high-gradient conductive rigid-plastic rod with the longitudinal magnetic field in its material. The purpose of the research was to find a possibility of increasing the ultimate elongation, as well as the penetrability of shaped-charge jets due to thermal softening of their material. Within the research we analyzed the effect of stretching electromagnetic forces on a jet in addition to heating. These forces arise at deformation of a jet with magnetic field and can lead to its destruction with radial dispersion of the material. Results of calculations suggest that indestructibility of the shaped-charge jets formed at a collapse of the conic liner with magnetic field can be kept if induction of the field produced in the liner does not exceed 0,1 T. At the same time the increase in ultimate elongation of a jet due to thermal softening of its material can reach 20 %. To enhance this effect, we suggest

**Keywords**

*Explosion, shaped-charge liner, shaped-charge jet, magnetic field, induction heating, thermal softening, ultimate elongation*

using an additional electromagnetic action on a shaped-charge jet by means of the solenoid placed before a shaped charge and producing on the jet motion trajectory the magnetic field with the orientation opposite to the orientation of the field in the shaped-charge liner

Received 26.12.2016

© BMSTU, 2018

*The work was carried out with the financial support of the Ministry of Education and Science of Russian Federation as a basic part of the state task under the section "Initiative scientific projects" (project code 9.5330.2017 BP)*

## REFERENCES

- [1] Orlenko L.P., red. Fizika vzryva. T. 2 [Explosion physics. Vol. 2]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2004. 656 p.
- [2] Walters W.P., Zukas J.A. Fundamentals of shaped charges. New York, Wiley, 1989. 398 p.
- [3] Babkin A.V., Ladov S.V., Marinin V.M., Fedorov S.V. Regularities of the stretching and plastic failure of metal shaped-charge jets. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 1999, vol. 40, iss. 4, pp. 571–580. DOI: 10.1007/BF02468430
- [4] Rodriguez M.D., Jeanclaude V., Petit J., Fressengeas C. Breakup of shaped-charge jets: Comparison between experimental and numerical data. *Proc. of the 19th Int. Symp. on Ballistics*. Interlaken, Switzerland, 2001. Pp. 607–613.
- [5] Babkin A.V., Ladov S.V., Marinin V.M., Fedorov S.V. Effect of shaped-charge jet compressibility and strength on the characteristics of their inertial stretching in free flight. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 1997, vol. 38, iss. 2, pp. 177–184. DOI: 10.1007/BF02467898
- [6] Lavrent'yev M.A. Cumulative charge and the principles of its operation. *Uspekhi matematicheskikh nauk*, 1957, vol. 12, no. 4, pp. 41–56 (in Russ.).
- [7] Babkin A.V., Kolychev M.E., Ladov S.V., Fedorov S.V. The possible mechanism of shaped charge destruction upon by impulse current action. *Oboronnaya tekhnika*, 1995, no. 4, pp. 47–54 (in Russ.).
- [8] Plyashkevich L.N., Shuvalov A.M., Spirov G.M., et al. Disruption of shaped-charge jets by a current. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 2002, vol. 38, iss. 5, pp. 602–605. DOI: 10.1023/A:1020355021586
- [9] Fedorov S.V. Magnetic stabilization of elongation of metal shaped charge jets. *Proc. of the 25th Int. Symp. on Ballistics*. Beijing, China, 2010. Pp. 967–975.
- [10] Ma B., Huang Z.-X., Zu X.-D., Xiao Q.-Q. Experimental study on external strong magnetic fields coupling with the shaped charge jet. *International Journal of Impact Engineering*, 2016, vol. 98, pp. 88–96. DOI: 10.1016/j.ijimpeng.2016.08.007
- [11] Fedorov S.V., Babkin A.V., Ladov S.V. Influence of the magnetic field produced in the liner of a shaped charge on its penetrability. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 1999, vol. 35, iss. 5, pp. 598–599. DOI: 10.1007/BF02674508
- [12] Fedorov S.V., Babkin A.V., Ladov S.V. Magnetic cumulative effect upon the explosion of a shaped charge with an axial magnetic field in its sheath. *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics*, 2003, vol. 48, iss. 8, pp. 1047–1052. DOI: 10.1134/1.1607479
- [13] Fedorov S.V. Magnetic-field amplification in metal shaped-charge jets during their inertial elongation. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 2005, vol. 41, iss. 1, pp. 106–113. DOI: 10.1007/s10573-005-0012-4

- [14] Landau L.D., Lifshits E.M. *Elektrodinamika sploshnykh sred* [Electrodynamics of continuous media]. Moscow, Nauka Publ., 1982. 621 p.
- [15] Fedorov S.V., Babkin A.V., Kolpakov V.I. Possibility of generating strong magnetic fields in conducting materials by the action of high-velocity penetrators. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2000, vol. 41, iss. 3, pp. 389–393. DOI: 10.1007/BF02465286
- [16] Fedorov S.V. On cut-off possibility of leading high-speed part of metal jet in process of shaped charge explosion in axial magnetic field. *Boepripasy i vysokoenergeticheskie kondensirovannye sistemy*, 2008, no. S2, pp. 73–80 (in Russ.).
- [17] 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, no. 6, pp. 521–526. DOI: 10.1016/j.ijimpeng.2010.10.024
- [18] Littlefield D.L. Thermomechanical and magnetohydrodynamic stability of elongating plastic jets. *Physics of Fluids*, 1994, vol. 6, iss. 8, pp. 2722–2729. DOI: 10.1063/1.868162
- [19] Littlefield D.L., Powell J.D. The effect of electromagnetic fields on the stability of a uniformly elongating plastic jet. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 1990, vol. 2, no. 12, pp. 2240–2248. DOI: 10.1063/1.857811 Available at: <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.857811>
- [20] Littlefield D.L. Enhancement of stability in uniformly elongating plastic jets with electromagnetic fields. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 1991, vol. 3, iss. 12, pp. 2927–2935. DOI: 10.1063/1.857835
- [21] Knoepfel H. Pulsed high magnetic fields. North-Holland, 1970. 372 p.
- [22] 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. Pp. 541–547.
- [23] Babkin A.V., Kolpakov V.I., Okhitin V.N., Selivanov V.V. *Prikladnaya mekhanika sploshnykh sred*. T. 3. Chislennyye metody v zadachakh fiziki bystroprotekayushchikh protsessov [Applied continuum dynamics. Vol. 3. Numerical methods in problems of physics of high-speed processes]. Moscow, Bauman MSTU Publ., 2006. 520 p.
- [24] Chantaret P.Y. Theoretical consideration about jet density and shaped charge performance. *Proc. of the 17th Int. Symp. on Ballistics*, vol. 2. Midrand, South Africa, 1998. Pp. 373–380.
- [25] Fedorov S.V., Babkin A.V., Golovachev A.V., Ladov S.V. Impact of small-diameter channel on penetrability of shaped-charge jets. *Oboronnyaya tekhnika*, 2001, no. 1-2, pp. 52–58 (in Russ.).

**Fedorov S.V.** — Assist. Professor, Department of High-Precision Airborne Devices, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

**Bolotina I.A.** — Assistant, Department of Aerospace Engineering Technologies, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

**Strukov Yu.A.** — Cand. Sc. (Eng.), Assoc. Professor, Department of Physics, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

**Please cite this article in English as:**

Fedorov S.V., Bolotina I.A., Strukov Yu.A. Thermal Effects During Inertial Stretching of High-Gradient Conductive Rod with "Frozen" Magnetic Field. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2018, no. 2, pp. 39–59 (in Russ.). DOI: 10.18698/1812-3368-2018-2-39-59