

05;12

Проявление магнитокумулятивного эффекта при взрыве кумулятивного заряда с созданным в его облицовке аксиальным магнитным полем

© С.В. Федоров, А.В. Бабкин, С.В. Ладов

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
105005 Москва, Россия
e-mail: sm4@sm.bmstu.ru

(Поступило в Редакцию 14 января 2003 г.)

Представлены результаты экспериментов с созданием аксиального магнитного поля в металлической облицовке кумулятивного заряда непосредственно перед его подрывом, в которых было обнаружено значительное снижение пробивного действия заряда. Существенное снижение глубины пробития стальной преграды (более чем в два раза) наблюдалось при индукции начального поля в облицовке в десятки доли тесла. В качестве наиболее вероятной причины обнаруженного эффекта рассмотрено резкое усиление магнитного поля (до уровня сотен тесла) в области струеобразования, приводящее к нарушению нормального формирования кумулятивной струи. Предполагаемый механизм „накачки“ поля связывается с эффектом „вмороженности“ магнитного поля в деформирующийся проводящий материал, проявляющимся при очень больших деформациях удлинения частиц облицовки в направлении линий магнитной индукции. Приведены результаты расчетов, подтверждающие реальную способность „деформационного“ механизма генерации поля существенно „расстроить“ процесс струеобразования при схлопывании кумулятивной облицовки.

Введение

Кумулятивный эффект, реализующийся при взрыве осесимметричного заряда взрывчатого вещества с конической выемкой, облицованной тонкой металлической оболочкой, приводит к формированию высокоскоростных струй, обладающих значительной пробивной способностью [1]. При предварительном создании в металлической облицовке аксиального магнитного поля подрыв кумулятивного заряда (КЗ) и обжатие облицовки должны дополнительно сопровождаться магнитной кумуляцией, заключающейся в росте интенсивности компрессируемого облицовкой поля [2]. В этом случае КЗ уподобляется магнитокумулятивному генератору (МКГ) — устройству для получения сверхсильных магнитных полей. Следствием магнитной кумуляции может быть проявление мощных термических и механических эффектов, способных повлиять на характер функционирования КЗ.

Анализ экспериментальных результатов

В экспериментах [3] по исследованию влияния на пробивное действие КЗ предварительно создаваемого в его облицовке магнитного поля (рис. 1) использовался заряд диаметром 50 мм, имеющий медную коническую облицовку с углом раствора 50° . Для создания поля в полости облицовки и ее материале применялись однослойные многovitковые катушки длиной 50 мм с внутренним диаметром катушки, несколько большим диаметра КЗ. Катушка располагалась с охватом нижней части КЗ на уровне кумулятивной выемки. Источником

электрической энергии являлась конденсаторная батарея, разряд которой через катушку происходил при срабатывании взрывного коммутатора.

Подрыв КЗ производился через некоторое время задержки после срабатывания коммутатора, необходимое для нарастания тока в разрядной цепи и диффузии создаваемого им магнитного поля в облицовку. Характерное значение времени задержки составляло порядка $300 \mu\text{s}$ и определялось из проведенных предварительно опытов по генерации магнитного поля в облицовке инертного имитатора КЗ. В этих опытах с помощью индукционного датчика, размещаемого в полости облицовки,

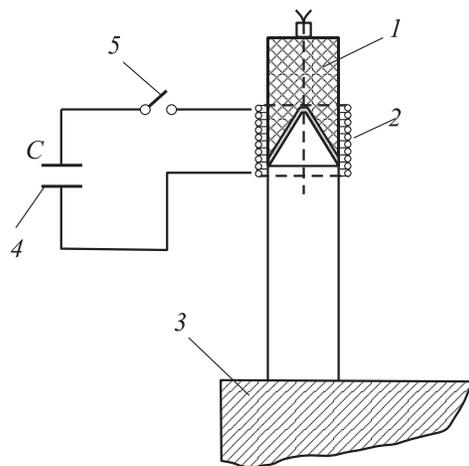


Рис. 1. Схема экспериментов: 1 — кумулятивный заряд, 2 — катушка для создания магнитного поля в кумулятивной облицовке, 3 — стальная преграда, 4 — конденсаторная батарея, 5 — взрывной коммутатор.

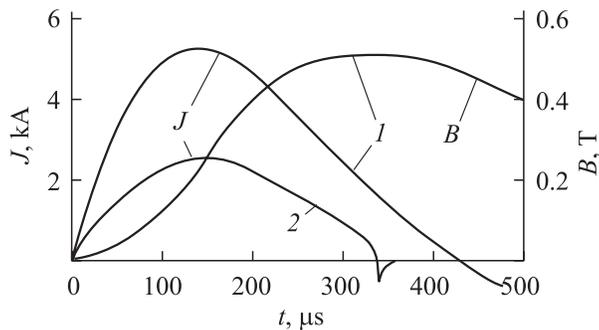


Рис. 2. Экспериментальные кривые изменения разрядного тока и индукции магнитного поля в полости кумулятивной облицовки: 1 — эксперименты на инертном имитаторе, 2 — взрывной эксперимент 4 (см. таблицу).

фиксировалось изменение индукции магнитного поля при одновременном измерении поясом Роговского силы тока в разрядной цепи. Во взрывных экспериментах измерялась только сила тока в цепи, а магнитная индукция в облицовке в момент подрыва рассчитывалась по установленной предварительно взаимосвязи между разрядным током и интенсивностью магнитного поля. На рис. 2 приведены характерные экспериментальные кривые изменения силы разрядного тока и индукции магнитного поля в облицовке. Из представленных данных видно, что вследствие экранирующего влияния облицовки максимум магнитного поля в ее полости достигается со значительной задержкой относительно максимума разрядного тока в катушке.

При проведении взрывных экспериментов расстояние от КЗ до стальной преграды составляло 200 мм. На данном расстоянии используемый КЗ в отсутствие каких-либо воздействий на него имеет среднюю глубину пробития $L_0 = 250$ мм. Как видно из таблицы, где представлены результаты экспериментов (B_0 — индукция магнитного поля в облицовке в момент подрыва заряда, L — глубина пробития), создание магнитного поля в облицовке приводит к резкому снижению пробивного действия, причем снижение пробития наблюдается уже при интенсивности созданного в полости облицовки поля в десятые доли тесла. При индукции поля свыше 2 Т пробитие вообще отсутствовало, а на поверхности преграды наблюдались лишь многочисленные неболь-

Результаты экспериментов с созданием аксиального магнитного поля в облицовке кумулятивного заряда перед его подрывом

№	B_0 , Т	L/L_0
1	2.5	0
2	0.65	0.12
3	0.35	0.4
4	0.25	0.4
5	0.25	0.64

шие кратеры размером не более 5 мм и следы омеднения непосредственно под местом расположения КЗ, что свидетельствует о диспергировании в данном случае либо кумулятивной струи (КС), либо схлопывающейся облицовки. Кратер, образовавшийся в преграде в опыте с индукцией поля в облицовке около 0.6 Т, был подобен по форме кратерам, формируемым высокоскоростными компактными элементами типа „ударного ядра“ [4].

Среди причин, рассмотренных в [3] для объяснения обнаруженного эффекта, наиболее вероятным выглядит отмечавшееся выше предположение о проявлении факторов, связанных с резким усилением магнитного поля в области струеобразования. Однако механизм усиления поля при схлопывании кумулятивной облицовки представляется отличным от механизма, реализующегося в МКГ. В отличие от МКГ, лайнер которого имеет цилиндрическую форму и где создаются условия для его синхронного обжатия по всей длине, облицовка КЗ схлопывается поэлементно от вершины к основанию. Усиление компрессируемого магнитного поля в области вершины, где сечение полости облицовки невелико, должно быть слабым и не должно препятствовать схлопыванию этой части облицовки с формированием головных элементов КС. Как показывают простые оценки, при индукции начального поля в полости облицовки в десятые доли тесла (что уже приводило в экспериментах к существенному снижению пробития КЗ) обжатие облицовки до радиуса, соответствующего радиусу формирующейся КС, даже в пренебрежении диффузией магнитного потока могло дать усиление интенсивности поля лишь до уровня десятков тесла. „Накачка“ такого относительно слабого поля вряд ли могла как-то заметно повлиять на характер схлопывания облицовки и формирования КС.

„Расстройство“ кумулятивного действия при предварительном создании в облицовке КЗ магнитного поля может быть связано с проявлением механизма усиления поля, реализующегося непосредственно в проводящей среде при определенном характере ее движения. В соответствии с эффектом „вмороженности“ магнитного поля в веществе [5] к усилению поля приводит движение проводящей среды, сопровождающееся удлинением ее частиц в направлении линий магнитной индукции. При этом в пренебрежении сжимаемостью среды и связанной с конечной электропроводностью материала диффузией поля изменение магнитной индукции B в среде должно происходить пропорционально изменению длины материальных волокон, ориентированных изначально вдоль линий индукции. Диффузионные процессы в среде, приводящие к сглаживанию неоднородностей поля при их появлении и ускоряющиеся со снижением электропроводности среды, очевидно, будут ослаблять генерацию поля. Поэтому для достижения значительного усиления магнитного поля необходимо, чтобы темп его „накачки“ в результате деформирования среды существенно превосходил темп диффузионного „рассасывания“ поля.

В процессе формирования струи материал облицовки, прекращая свое движение в радиальном направлении

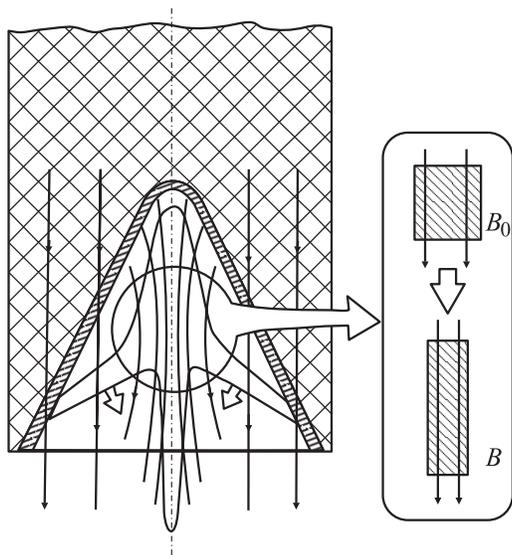


Рис. 3. Возможный механизм усиления магнитного поля в области струеобразования при схлопывании кумулятивной облицовки.

при соударении на оси заряда, испытывает огромные деформации растяжения в осевом направлении, т.е. в направлении линий магнитной индукции созданного в облицовке поля. Проявление эффекта „вмороженности“ должно приводить в данном случае к генерации и усилению поля непосредственно в материале формирующейся струи (рис. 3).

Модель генерации магнитного поля

Некоторые особенности процесса генерации магнитного поля в проводящей среде при ее „струйном“ деформировании с „вытягиванием“ линий магнитной индукции, а также создаваемые таким механизмом генерации предпосылки для „расстоя“ пробивного действия КС могут быть установлены в рамках следующей упрощенной одномерной магнитогидродинамической модели [6]. Рассмотрим соударение двух плоских потоков несжима-

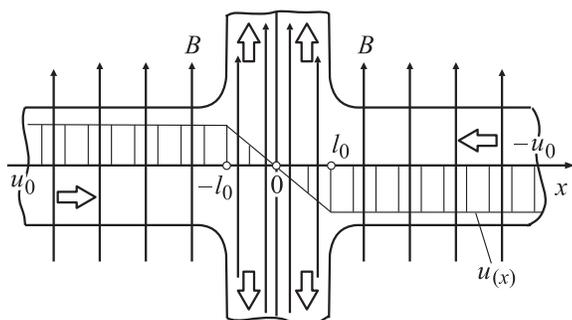


Рис. 4. Расчетная схема генерации магнитного поля при высокоскоростном растекании проводящего материала вдоль линий магнитной индукции.

емого проводящего материала, движущихся с одинаковыми скоростями u_0 навстречу друг другу вдоль одной прямой (рис. 4). В материале потоков существует магнитное поле, ориентированное нормально направлению их движения, с индукцией B_0 на бесконечно большом удалении от плоскости соударения. Выберем систему координат с осью x , направленной вдоль направления движения потоков, с началом в плоскости соударения. Будем предполагать, что торможение каждого из потоков с растеканием их материала в поперечном направлении происходит в области протяженностью l_0 вдоль оси x , причем продольная скорость u потоков в этой области уменьшается линейно от значения u_0 до нулевого значения в плоскости соударения.

Очевидно, в области торможения частицы материала потоков будут испытывать деформации удлинения в поперечном направлении, что должно приводить к усилению „вмороженного“ в них поля. В горизонтальной плоскости симметрии потоков это поле в процессе своей эволюции будет сохранять единственную поперечную компоненту $B(x, t)$. Учитывая симметрию задачи относительно плоскости соударения, проследим за эволюцией этой компоненты в материале правого потока (рис. 4). Уравнение, описывающее изменение $B(x, t)$ в области $x > 0$, в пренебрежении диффузией поля в поперечном направлении может быть записано в виде [6]

$$\frac{\partial B}{\partial t} = u \frac{\partial B}{\partial x} + B \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\eta}{\mu_0} \frac{\partial^2 B}{\partial x^2}, \quad (1)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Н/м — магнитная постоянная, η — удельное сопротивление материала потоков.

Учитывая принятую зависимость $u(x)$

$$u = \begin{cases} -u_0 x / l_0, & 0 \leq x \leq l_0, \\ -u_0, & x > l_0 \end{cases}$$

и приводя уравнение (1) к безразмерному виду, для определения индукции магнитного поля в движущемся материале получаем дифференциальные соотношения

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial \bar{t}} = \begin{cases} \bar{x} \frac{\partial \bar{B}}{\partial \bar{x}} + \bar{B} + \frac{1}{\text{Re}_m} \frac{\partial^2 \bar{B}}{\partial \bar{x}^2}, & 0 \leq \bar{x} \leq 1, \\ \frac{\partial \bar{B}}{\partial \bar{x}} + \frac{1}{\text{Re}_m} \frac{\partial^2 \bar{B}}{\partial \bar{x}^2}, & \bar{x} > 1, \end{cases} \quad (2)$$

где безразмерные координата \bar{x} , время \bar{t} и магнитная индукция \bar{B} определяются как

$$\bar{x} = x / l_0, \quad \bar{t} = t u_0 / l_0, \quad \bar{B} = B / B_0,$$

а магнитное число Рейнольдса

$$\text{Re}_m = \frac{\mu_0 u_0 l_0}{\eta} \quad (3)$$

характеризует соотношение темпов генерации и диффузии поля.

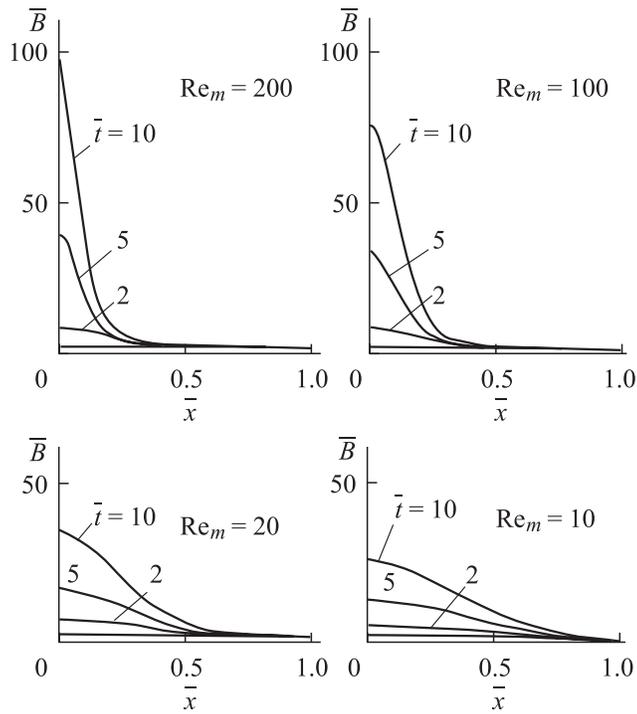


Рис. 5. Распределения магнитной индукции в материале потока в различные моменты времени.

Нетрудно установить, что в рассматриваемой задаче параметр Re_m задает отношение характерного времени диффузии поля $\mu_0 l_0^2 / \eta$ для слоя проводящего материала толщиной l_0 к характерному времени деформирования материала l_0 / u_0 в области торможения (определяющему темп генерации поля).

Проанализируем сначала случай соударения идеально проводящих потоков ($Re_m \rightarrow \infty$). В соответствии с первым из соотношений (2) изменение индукции магнитного поля $\bar{B}_S(\bar{t}) = \bar{B}(0, \bar{t})$ в плоскости соударения таких потоков ($\bar{x} = 0$, рис. 4) описывается уравнением $d\bar{B}_S/d\bar{t} = \bar{B}_S$, решение которого при начальном условии $\bar{B}_S(0) = 1$ дает экспоненциальный рост интенсивности поля

$$B_S = B_0 \exp(\bar{t}) = B_0 \exp(u_0 t / l_0). \quad (4)$$

Для сред с реальной проводимостью (при конечном значении Re_m) особенности генерации магнитного поля с учетом диффузионных процессов определялись путем численного интегрирования соотношений (2). При этом на контактной границе ($\bar{x} = 0$) предполагалось выполнение граничного условия $\partial \bar{B} / \partial \bar{x} = 0$, учитывающего симметрию течения относительно плоскости соударения потоков.

Некоторые результаты расчетов, проведенных при варьируемых значениях параметра Re_m , представлены на рис. 5–7. На рис. 5 приведены распределения индукции магнитного поля вдоль правого потока (рис. 4) в различные моменты времени, на рис. 6 показано изменение интенсивности поля \bar{B}_S в плоскости соударения потоков.

По графикам, представленным на рис. 7, можно судить о том, как влияет значение Re_m на изменение толщины h примыкающего к плоскости соударения слоя материала, в котором происходит значительное увеличение индукции магнитного поля и который будем называть „магнитным слоем“. В качестве толщины „магнитного слоя“ принимался размер зоны, на протяжении которой приращение индукции магнитного поля $\Delta B = B - B_0$ уменьшалось не более чем в два раза по сравнению с приращением интенсивности поля $\Delta B_S = B_S - B_0$ в плоскости соударения.

Как следует из полученных результатов, диффузия магнитного поля оказывает существенное влияние на темп его „накачки“ в деформирующемся материале. Темп усиления поля, происходящего в узком погранич-

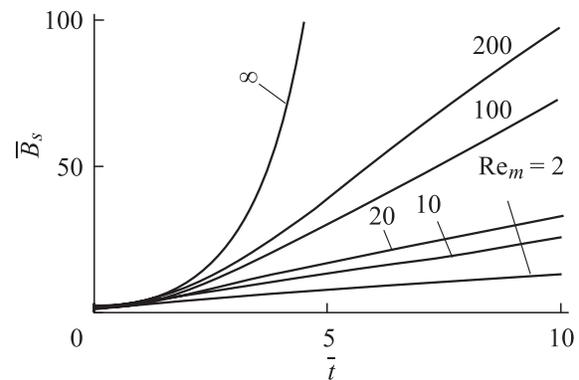


Рис. 6. Изменение индукции магнитного поля в плоскости соударения потоков.

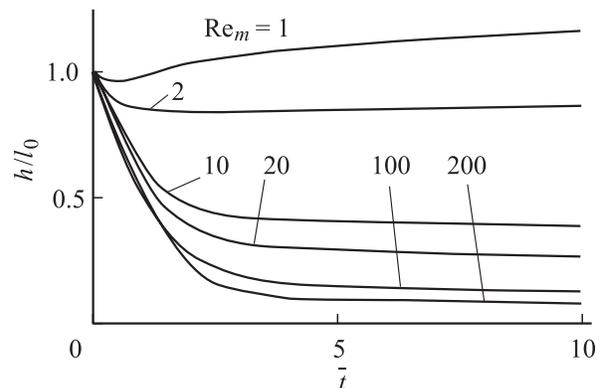
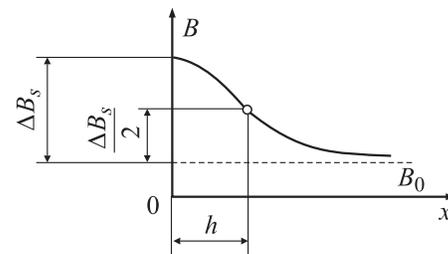


Рис. 7. Изменение толщины слоя материала с усилившимся магнитным полем.

ном слое материала в окрестности плоскости соударения, замедляется с ускорением диффузионных процессов (с уменьшением параметра Re_m). Одновременно увеличивается толщина „магнитного слоя“. При $\bar{t} = 4-5$ (что соответствует длине „сработавшихся“ частей потоков $4-5l_0$) устанавливается практически линейный рост интенсивности поля в плоскости соударения (рис. 6), а толщина „магнитного слоя“ остается неизменной (рис. 7).

Как видно из рис. 7, при достаточно больших значениях магнитного числа Рейнольдса Re_m можно говорить о магнитном скин-слое, формирующемся в окрестности плоскости соударения потоков. Например, при значении $Re_m = 100$ интенсивная „накачка“ поля (примерно в 70 раз при $\bar{t} = 10$) происходит в области, размер которой составляет примерно 10% от толщины слоя растекания потоков l_0 . При малых значениях Re_m ($Re_m < 1$) диффузия поля приводит к распространению „магнитного слоя“ за пределы области растекания потоков ($h > l_0$), однако рост интенсивности поля при этом очень незначителен.

Как следует из соотношения (3), при усилении магнитного поля в деформирующемся проводнике существенную роль должен играть масштабный фактор и с увеличением размеров области деформирования (приводящим к росту параметра Re_m) эффективность „накачки“ поля должна возрастать.

Оценка усиления магнитного поля в материале формирующейся кумулятивной струи

Применительно к условиям формирования КС полученные в рамках рассмотренной одномерной модели результаты для случая идеальной проводимости материала предопределяют в соответствии с (4) экспоненциальный характер роста интенсивности магнитного поля в точке контакта схлопывающихся элементов облицовки

$$B = B_0 \exp(\dot{\epsilon}_{zs} t), \quad (5)$$

где B_0 — индукция начального магнитного поля, созданного в облицовке; $\dot{\epsilon}_{zs}$ — скорость осевой деформации частиц облицовки в области струеобразования.

Оценку степени влияния на темп усиления поля диффузионных процессов в материале облицовки с конечной проводимостью можно получить на основании значения параметра Re_m , характеризующего соотношение темпов генерации и диффузии поля. В рассматриваемом случае магнитное число Рейнольдса (3) может быть записано как $Re_m = \mu_0 r_0 u_c / \eta$, где u_c — скорость схлопывания облицовки, r_0 — радиус формирующейся КС. В характерных условиях струеобразования (u_c порядка нескольких километров в секунду, r_0 порядка нескольких миллиметров), реализующихся при схлопывании медных кумулятивных облицовок, значение Re_m может достигать 10^3 , что свидетельствует о существенно более

быстром темпе „накачки“ магнитного поля в материале формирующейся КС по сравнению с темпом его диффузионного „рассасывания“.

Учитывая несущественность влияния диффузионных процессов и оценивая характерное значение величины $\dot{\epsilon}_{zs}$ соотношением u_c / r_0 , на основании (5) можно установить, что темп роста интенсивности магнитного поля в области струеобразования должен обеспечивать его усиление за времена, лежащие в пределах характерного времени схлопывания облицовки, в сотни и тысячи раз. Таким образом, при создании в облицовке КЗ начального поля с индукцией порядка 0.1 Т [3] спустя некоторое время после начала ее схлопывания интенсивность поля в области формирования КС может достигнуть уровня в 100 Т. Следствием столь значительного усиления поля может быть проявление мощных механических и термических эффектов. Как показывают простейшие оценки [2,6], темп разогрева материала в зоне образования струи при „накачке“ в нем поля до 100 Т может достигать 1000 К/μс. Силовое же действие такого поля оценивается магнитным давлением порядка 10 ГПа, что соответствует давлениям, возникающим при детонации взрывчатых веществ [4].

Мощный разогрев области струеобразования, способный перевести материал формирующейся струи не только в жидкое, но и в парообразное состояние с реализацией его термического взрыва, при одновременном мощном „распирающем“ действии электромагнитных сил, могут привести к диспергированию струеобразующей зоны облицовки и невозможности дальнейшего формирования КС. Такой сценарий развития событий при схлопывании кумулятивной облицовки с созданным в ней магнитным полем неплохо коррелирует с результатами экспериментов [3]. Фиксируемое в них остаточное пробитие КЗ, как представляется, обеспечивается той частью КС, которая успевает сформироваться до момента „критической накачки“ магнитного поля. Очевидно, что часть струи должна уменьшаться с увеличением интенсивности начального поля, создаваемого в облицовке.

Численное моделирование струйных течений идеально проводящего материала с „вмороженным“ магнитным полем

Влияние магнитного поля на процесс струеобразования исследовалось в рамках численного решения двумерной задачи о соударении под углом плоских струй сжимаемой идеально проводящей жидкости при наличии в материале струй магнитного поля, ориентированного параллельно плоскости соударения. Уравнение неразрывности и уравнения движения среды в направлениях осей x и y плоской декартовой системы координат (рис. 8, $t = 0$), учитывающие действие объемных электромагнитных сил, для данной задачи записываются

в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} + \rho \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) &= 0, \\ \rho \frac{dv_x}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial x} - j_z B_y, \\ \rho \frac{dv_y}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial y} + j_z B_x, \end{aligned}$$

где ρ — плотность жидкости; v_x, v_y — компоненты вектора скорости; p — гидродинамическое давление в жидкости; B_x, B_y — компоненты вектора магнитной индукции; j_z — объемная плотность индукционных токов, определяемая как

$$j_z = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right).$$

Эволюция магнитного поля при плоском магнитогидродинамическом течении идеально проводящей среды описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{B_x}{\rho} \right) &= \frac{B_x}{\rho} \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{B_y}{\rho} \frac{\partial v_x}{\partial y}, \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{B_y}{\rho} \right) &= \frac{B_x}{\rho} \frac{\partial v_y}{\partial x} + \frac{B_y}{\rho} \frac{\partial v_y}{\partial y}. \end{aligned}$$

Течение жидкости предполагалось баротропным с зависимостью гидродинамического давления от плотности в форме ударной адиабаты Тэта [4]

$$p = A \left((\rho/\rho_0)^n - 1 \right),$$

где ρ_0 — плотность жидкости в нормальных условиях; A, n — эмпирические константы материала.

Записанная система уравнений интегрировалась численно с использованием вычислительного алгоритма, основанного на методе свободных лагранжевых точек [7].

На рис. 8 проиллюстрированы струйные течения, возникающие в отсутствие магнитного поля (а) и при интенсивности начального поля $B_0 = 5$ Т, ориентированного вдоль оси y (b). Скорость движения струй к плоскости соударения составляла 2 км/с, принятые характеристики материала струй соответствовали меди. Как видно из рис. 8, b, наличие магнитного поля приводит к невозможности образования сплошной струи, движущейся вдоль плоскости соударения. Причиной этого является резкое усиление интенсивности поля в контактной области, где материал соударяющихся струй, будучи вынужденным растекаться в поперечном направлении, претерпевает большие деформации удлинения вдоль линий магнитной индукции, что и обеспечивает генерацию поля. Возникающие при усилении поля распирающие электромагнитные усилия в итоге делают невозможным дальнейшее деформирование частиц в зоне растекания струй, как бы „замораживая“ эту область и тем самым „запирая“ вытекающую струю. Одновременно поступающий в область соударения материал исходных

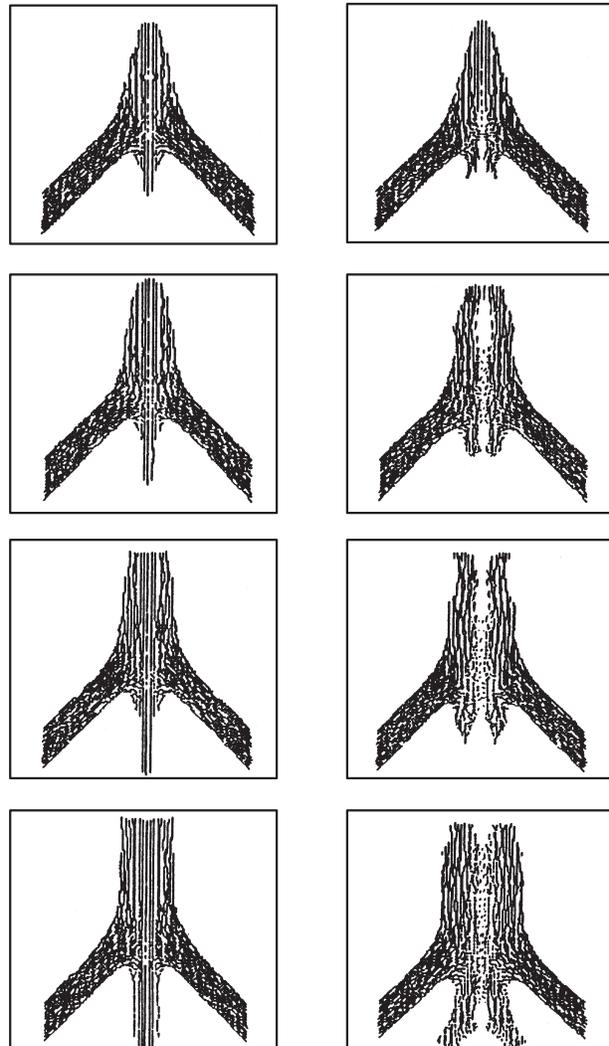
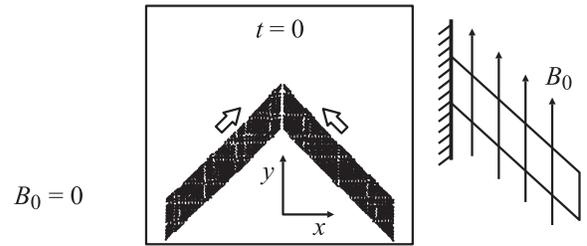


Рис. 8. Влияние магнитного поля на струйные течения при соударении плоских струй сжимаемой идеально проводящей жидкости: $B_0 = 0$ (a), 5 Т (b).

струй за счет действия мощных электромагнитных сил разбрасывается в стороны.

Заключение

Таким образом, выполненные расчетно-теоретические исследования подтверждают гипотезу о способности „деформационного“ механизма генерации магнитного

поля существенно „расстроить“ кумулятивный эффект взрыва КЗ, хотя, очевидно, окончательная ясность в данном вопросе может быть установлена после проведения рентгенографирования процесса схлопывания кумулятивной облицовки с созданным в ней магнитным полем.

Список литературы

- [1] *Лаврентьев М.А.* // Успехи математических наук. 1957. Т. 12. № 4. С. 41–56.
- [2] *Кнопфель Г.* Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972. 392 с.
- [3] *Федоров С.В., Бабкин А.В., Ладов С.В.* // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35. № 5. С. 145–146.
- [4] *Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станюкович К.П.* и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975. 704 с.
- [5] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.
- [6] *Федоров С.В., Бабкин А.В., Колпаков В.И.* // ПМТФ. 2000. Т. 41. № 3. С. 13–18.
- [7] *Оран Э., Борис Дж.* Численное моделирование реагирующих потоков. М.: Мир, 1990. 660 с.