

УДК 533.95

## О ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОБЛАСТИ СДВИГОВОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ ПРОВОДЯЩЕГО МАТЕРИАЛА ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ПРОНИКАНИИ

С. В. Федоров

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, 107005 Москва

Показано, что при проникании высокоскоростного ударника в проводящую преграду с поперечным магнитным полем в области сдвигового деформирования преграды на боковой поверхности ударника возникают условия для значительного усиления поля. В рамках плоской одномерной задачи магнитной гидродинамики рассмотрены особенности процесса генерации поля в деформирующейся со сдвигом проводящей среде. Полученные результаты свидетельствуют о том, что вдоль границы каверны, образуемой ударником в преграде с магнитным полем, должен формироваться тонкий слой с очень высокой интенсивностью поля (порядка 100 Тл). Проанализирована возможность взрыва этого слоя за счет действующего в нем магнитного давления.

Генерация сильного магнитного поля может существенно повлиять на характер протекания различных физических процессов, являясь причиной возникновения дополнительных механических, термических, электромагнитных эффектов. Одним из таких процессов, вызывающих усиление магнитного поля с проявлением обусловленных этим усилением эффектов, является определенным образом организованное движение проводящей среды с предварительно созданным в ней относительно слабым полем.

Условия движения среды, обеспечивающие генерацию поля, следуют из уравнения, описывающего эволюцию магнитного поля в движущейся проводящей среде [1]:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\mathbf{B}}{\rho} \right) = \frac{\mathbf{B}}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{1}{\mu_0 \sigma \rho} \Delta \mathbf{B}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{B}$  — вектор индукции магнитного поля;  $\mathbf{v}$  — вектор скорости движения частиц среды;  $\rho$  — плотность среды;  $\sigma$  — электропроводность среды;  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м — магнитная постоянная.

В соответствии с эффектом “вмороженности” магнитного поля в вещество [1], описываемым первым слагаемым в правой части уравнения (1), при движении проводящей среды линии магнитной индукции стремятся перемещаться вместе с частицами среды, через которые они проходят. При этом величина  $B/\rho$  вдоль каждой магнитной линии должна изменяться пропорционально ее локальному удлинению, что в пренебрежении сжимаемостью среды ( $\rho = \text{const}$ ) соответствует одновременному изменению длины материальных волокон, ориентированных вдоль магнитных линий, и самой магнитной индукции  $B$  в веществе. Таким образом, усиление созданного в движущейся малосжимаемой проводящей среде магнитного поля должно наблюдаться в тех ее областях, движение которых сопровождается деформациями частиц, приводящими к удлинению линий магнитной индукции. Диффузионные процессы в среде, описываемые вторым слагаемым в правой части уравнения (1), скорость которых возрастает с уменьшением электропроводности среды  $\sigma$ , очевидно, будут приводить к ослаблению генерации магнитного поля за счет “рассасывания” неоднородностей поля при их появлении.

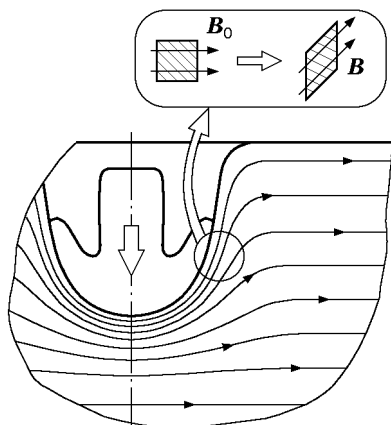


Рис. 1

Рис. 1. Схема усиления созданного в проводящей преграде магнитного поля за счет сдвигового деформирования при проникании ударника

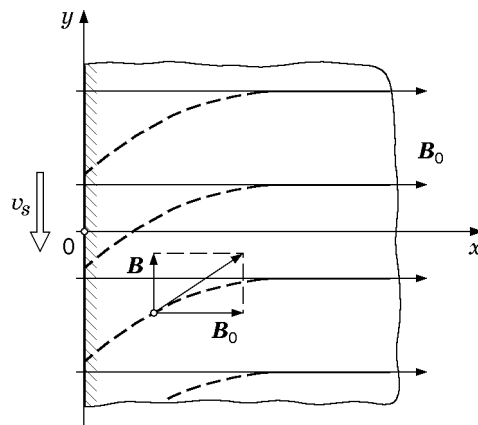


Рис. 2

Рис. 2. Расчетная схема генерации магнитного поля при сдвиговом деформировании проводящей преграды

Условия движения среды, необходимые для генерации магнитного поля, возникают в проводящей преграде при проникании в нее высокоскоростного ударника, движущегося поперек линий индукции созданного в преграде начального поля [2]. При этом в области преграды непосредственно перед проникающим ударником реализуется один из возможных механизмов генерации, особенности которого рассмотрены в [3], обусловленный чрезвычайно большими деформациями растяжения частиц граничащего с головной частью ударника слоя преграды в направлении, перпендикулярном направлению проникания (т. е. в направлении созданного в преграде поля).

В настоящей работе рассматривается другой механизм генерации магнитного поля, реализация которого возможна при высокоскоростном проникании в проводящий материал с поперечным магнитным полем. Этот механизм связан с большими деформациями сдвига, претерпеваемыми частицами преграды, расположенными в боковом поверхностном слое образуемой ударником пробойны. Усиление магнитного поля в этой области преграды обусловлено тем, что находящиеся в ней материальные волокна, первоначально ориентированные, как и поле, перпендикулярно направлению движения ударника, в процессе взаимодействия разворачиваются в направлении проникания, что приводит к увеличению их длины (рис. 1). В соответствии с эффектом “вмороженности” генерируемое при этом в боковом слое пробойны магнитное поле также будет иметь продольную ориентацию.

Основные представления о генерации магнитного поля в области сдвигового деформирования преграды при высокоскоростном проникании могут быть получены с помощью следующей упрощенной модели исследуемого процесса в рамках плоской одномерной задачи магнитной гидродинамики.

Так как при высоких скоростях взаимодействия (несколько километров в секунду) процесс проникания происходит в режиме, близком к гидродинамическому [4], прочностные свойства материала преграды учитывать не будем, принимая модель несжимаемой вязкой жидкости. Рассмотрим полупространство, занятое несжимаемой вязкой проводящей средой, в которой создано однородное магнитное поле с индукцией  $B_0$ , ориентированное нормально к границе полупространства (рис. 2). Оси  $x$  и  $y$  системы координат направим соответственно в глубину среды и вдоль ее границы, принимая последнюю за начало

отсчета координаты  $x$ . В начальный момент времени среда покоится. Моделируя воздействие ударника на примыкающий к его боковой поверхности материал преграды, будем предполагать, что действующие на границе полупространства касательные напряжения приводят ее в движение вдоль оси  $y$ , причем скорость движения границы  $v_s$  в течение промежутка времени  $\tau$  возрастает линейно, достигая значения  $v_0$ , а затем остается неизменной:  $v_s = v_0 t/\tau$  при  $0 \leq t \leq \tau$ ;  $v_s = v_0$  при  $t > \tau$ . Возможность движения границы среды вдоль оси  $x$  исключим.

Возникающее при сформулированных условиях движение среды будет характеризоваться, очевидно, единственной компонентой  $v$  вектора скорости, направленной вдоль оси  $y$ . При этом в среде должно индуцироваться магнитное поле с компонентой  $B$  индукции в том же направлении. Величины  $v$  и  $B$  будут являться функциями времени  $t$  и одной пространственной переменной  $x$ . Компонента вектора магнитной индукции в направлении оси  $x$  изменяться не будет, оставаясь равной индукции  $B_0$  изначально созданного в среде поля. В результате взаимодействия поля  $B_0$  с индукционными токами объемной плотностью  $j = (\partial B/\partial x)/\mu_0$ , протекающими нормально к координатной плоскости  $xy$ , в среде должны возникнуть направленные вдоль оси  $y$  объемные электромагнитные силы.

С учетом сделанных замечаний уравнение движения частиц среды под действием электромагнитных и вязких сил запишется в виде

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{B_0}{\mu_0} \frac{\partial B}{\partial x} + \eta \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad (2)$$

где  $\eta$  — динамическая вязкость среды.

Уравнение (1), описывающее эволюцию магнитного поля в среде, в рассматриваемом случае примет вид

$$\frac{\partial B}{\partial t} = B_0 \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{\mu_0 \sigma} \frac{\partial^2 B}{\partial x^2}. \quad (3)$$

Вводя безразмерные время  $t' = t/\tau$  и координату  $x' = x/(c_A \tau)$ , где  $c_A = B_0/\sqrt{\mu_0 \rho}$  — альфвеновская скорость [1], соотношения (2), (3) представим в следующем виде:

$$\frac{\partial v'}{\partial t'} = \frac{\partial B'}{\partial x'} + \beta^2 \frac{\partial^2 v'}{\partial x'^2}, \quad \frac{\partial B'}{\partial t'} = \frac{\partial v'}{\partial x'} + \varkappa^2 \frac{\partial^2 B'}{\partial x'^2}, \quad (4)$$

определяя безразмерные скорость  $v'$  и магнитную индукцию  $B'$  генерируемого поля как

$$v' = v/v_0, \quad B' = B/(v_0 \sqrt{\mu_0 \rho}). \quad (5)$$

Решение системы уравнений (4) зависит от двух безразмерных параметров  $\beta$  и  $\varkappa$ :

$$\beta = \frac{1}{B_0} \sqrt{\frac{\mu_0 \eta}{\tau}}, \quad \varkappa = \frac{1}{B_0} \sqrt{\frac{\rho}{\sigma \tau}}. \quad (6)$$

В случае невязкой ( $\eta = 0$ ) идеально проводящей ( $\sigma \rightarrow \infty$ ) среды параметры  $\beta$  и  $\varkappa$  равны нулю, и система уравнений (4) сводится к волновым уравнениям относительно  $v'$  и  $B'$

$$\frac{\partial^2 v'}{\partial t'^2} = \frac{\partial^2 v'}{\partial x'^2}, \quad \frac{\partial^2 B'}{\partial t'^2} = \frac{\partial^2 B'}{\partial x'^2},$$

решение которых представляется в форме бегущей вдоль оси  $x$  альфвеновской волны [1]. За фронтом этой волны величины  $v'$  и  $B'$  равны единице:

$$\begin{aligned} v' = B' = 0 & \quad \text{при} \quad t' - x' \leq 0, & v' = B' = t' - x' & \quad \text{при} \quad 0 < t' - x' \leq 1, \\ v' = B' = 1 & \quad \text{при} \quad t' - x' > 1. \end{aligned}$$

Параметры  $\beta$  и  $\varkappa$  характеризуют влияние диссипативных процессов в среде, связанных с ее вязкостью и электросопротивлением, на распространение альфвеновской волны и имеют следующий физический смысл. Параметр  $\beta = l_v/l_A$  — отношение характерной толщины слоя вязкой среды  $l_v = \sqrt{\eta\tau/\rho}$ , который приходит в движение за время  $\tau$ , к пробегу альфвеновской волны  $l_A = c_A\tau$  за тот же промежуток времени;  $\varkappa = l_d/l_A$  — отношение характерной глубины диффузии магнитного поля  $l_d = \sqrt{\tau/(\mu_0\sigma)}$  за время  $\tau$  к величине  $l_A$ .

Система уравнений (4) при варьируемых значениях параметров  $\beta$  и  $\varkappa$  интегрировалась численно конечно-разностным методом [5]. Для магнитного поля на границе среды  $x' = 0$  использовалось граничное условие  $\partial B'/\partial x' = 0$ , моделирующее идеальную проводимость границы и исключающее диффузию поля во внешнее полупространство, где согласно постановке задачи находится материал ударника.

При определении значений параметров  $\beta$  и  $\varkappa$ , соответствующих условиям высокоскоростного взаимодействия ударника и преграды, предполагалось, что преграда является металлической с электропроводностью, характерной для меди или алюминия, индукция изначально созданного в ней магнитного поля  $B_0$  составляет порядка 10 Тл, а время ускорения границы  $\tau$  лежит в микросекундном диапазоне. Динамическая вязкость материала преграды, согласно данным [6], соответствующим условиям высоких скоростей деформирования металлов, задавалась равной  $10^3 \div 10^4$  Па·с. Как показали оценки, значения обоих параметров, представляющие интерес при решении данной задачи, принадлежат диапазону от 1 до 10.

При анализе полученных результатов представляет интерес эволюция магнитного поля в среде. Индукция генерируемого поля  $B'$  при сформулированных условиях оказывается симметричной функцией параметров  $\beta$  и  $\varkappa$ :  $B'(\beta, \varkappa) = B'(\varkappa, \beta)$ . Система уравнений (4) после исключения из нее скорости частиц среды  $v'$  сводится к дифференциальному соотношению [7]

$$\frac{\partial^2 B'}{\partial t'^2} - \frac{\partial^2 B'}{\partial x'^2} = (\beta^2 + \varkappa^2) \frac{\partial^3 B'}{\partial t' \partial x'^2} - \beta^2 \varkappa^2 \frac{\partial^4 B'}{\partial x'^4},$$

которое не меняет вида при замене  $\beta$  на  $\varkappa$  и обратно. Таким образом, при исследовании влияния этих параметров на динамику изменения величины  $B'$  достаточно задать пару их значений без уточнения, какому именно параметру они принадлежат (с учетом данного обстоятельства условия генерации магнитного поля будем характеризовать лишь парой чисел (на рис. 3, 4 заключены в скобки), подразумевая две возможные комбинации определяющих параметров).

Из симметричности функции  $B'$  по параметрам  $\beta$  и  $\varkappa$  следует, что влияние диссипативных процессов, обусловленных вязкостью и электросопротивлением, на эволюцию магнитного поля в среде одинаково. На рис. 3 для нескольких моментов времени приведены пространственные распределения индукции магнитного поля, генерируемого в среде при различных значениях  $\beta$  и  $\varkappa$ . Возрастание определяющих параметров приводит к “размыванию” фронта альфвеновской волны, в результате чего протяженность возмущенной области в среде увеличивается, а скорость роста интенсивности поля в ней замедляется. При этом предельное значение, к которому стремится величина  $B'$ , остается неизменным и равным единице. Следствием интенсификации диссипативных процессов является увеличение времени достижения этого значения и более раннее появление индуцированного поля в среде.

Для индукции генерируемого магнитного поля на границе среды (при  $x' = 0$ ) в рассматриваемой задаче может быть получено аналитическое решение, позволяющее контролировать точность численных расчетов. Применение интегрального преобразования Лапласа [8] по времени к системе уравнений (4) и интегрирование получающейся при

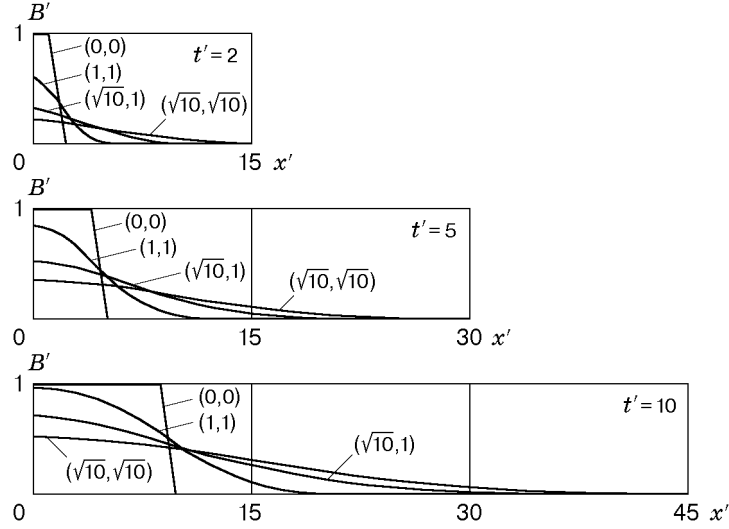


Рис. 3. Распределение индукции генерируемого магнитного поля по толщине деформирующей со сдвигом проводящей преграды в различные моменты времени

этом системы обыкновенных линейных дифференциальных уравнений второго порядка приводят к следующим выражениям для изображений магнитной индукции  $B^*(x', p) = \int_0^{\infty} B'(x', t') \exp(-pt') dt'$  и скорости частиц среды  $v^*(x', p) = \int_0^{\infty} v'(x', t') \exp(-pt') dt'$ :

$$B^* = A_1 \exp(\lambda_1 x') + A_2 \exp(\lambda_2 x'), \quad v^* = A_1 \frac{\lambda_1}{p - \beta^2 \lambda_1^2} \exp(\lambda_1 x') + A_2 \frac{\lambda_2}{p - \beta^2 \lambda_2^2} \exp(\lambda_2 x').$$

Здесь  $A_1, A_2$  — постоянные интегрирования;  $\lambda_1, \lambda_2$  — два отрицательных корня биквадратного характеристического уравнения

$$\lambda^4 - \frac{1 + p(\alpha^2 + \beta^2)}{\alpha^2 \beta^2} \lambda^2 + \frac{p^2}{\alpha^2 \beta^2} = 0,$$

выбираемые из условия ограниченности решения при  $x' \rightarrow \infty$  и имеющие следующий вид:

$$\lambda_1 = -\frac{\sqrt{1 + p(\alpha^2 + \beta^2)} - \sqrt{(1 + p(\alpha^2 + \beta^2))^2 - 4p^2 \alpha^2 \beta^2}}{\sqrt{2} \alpha \beta},$$

$$\lambda_2 = -\frac{\sqrt{1 + p(\alpha^2 + \beta^2)} + \sqrt{(1 + p(\alpha^2 + \beta^2))^2 - 4p^2 \alpha^2 \beta^2}}{\sqrt{2} \alpha \beta}.$$

Определяя константы интегрирования  $A_1, A_2$  из записанных с учетом преобразования Лапласа граничных условий задачи

$$\left. \frac{\partial B^*}{\partial x'} \right|_{x'=0} = 0, \quad v^*(0, p) = \begin{cases} 1/p^2, & 0 \leq t' \leq 1, \\ (1 - \exp(-p))/p^2, & t' > 1, \end{cases}$$

изображение функции магнитной индукции на границе среды можно представить в виде

$$B_s^*(p) = B^*(0, p) = \begin{cases} \frac{1}{p^2 \sqrt{1 + p(\alpha + \beta)^2}}, & 0 \leq t' \leq 1, \\ \frac{1 - \exp(-p)}{p^2 \sqrt{1 + p(\alpha + \beta)^2}}, & t' > 1. \end{cases}$$

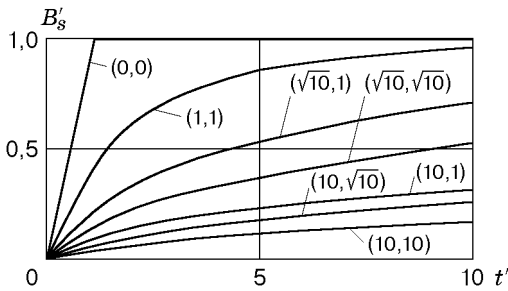


Рис. 4. Зависимость магнитной индукции генерируемого поля на границе деформирующейся со сдвигом проводящей преграды от времени

Обращение этих соотношений [9] дает следующий закон изменения генерируемого магнитного поля  $B'_s$  на границе среды:

$$B'_s = \begin{cases} t' \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{t'}}{\alpha + \beta}\right) + \frac{\alpha + \beta}{\sqrt{\pi}} \sqrt{t'} \exp\left(-\frac{t'}{(\alpha + \beta)^2}\right) - \frac{(\alpha + \beta)^2}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{t'}}{\alpha + \beta}\right), & 0 \leq t' \leq 1, \\ t' \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{t'}}{\alpha + \beta}\right) + \frac{\alpha + \beta}{\sqrt{\pi}} \sqrt{t'} \exp\left(-\frac{t'}{(\alpha + \beta)^2}\right) - \\ - \frac{(\alpha + \beta)^2}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{t'}}{\alpha + \beta}\right) - (t' - 1) \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{t' - 1}}{\alpha + \beta}\right) - \\ - \frac{\alpha + \beta}{\sqrt{\pi}} \sqrt{t' - 1} \exp\left(-\frac{t' - 1}{(\alpha + \beta)^2}\right) + \frac{(\alpha + \beta)^2}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{t' - 1}}{\alpha + \beta}\right), & t' > 1, \end{cases}$$

где  $\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-\xi^2) d\xi$  — интеграл ошибок [8]. Исследуя поведение изображения  $B_s^*(p)$  при  $t' > 1$  и параметре преобразования, стремящемся к нулю, нетрудно установить асимптотику изменения величины  $B'_s$  при  $t' \rightarrow \infty$ :

$$B'_s \approx 1 - O\left(\frac{\exp(-t'/(\alpha + \beta)^2)}{\sqrt{t'}}\right).$$

На рис. 4 представлена зависимость  $B'_s(t')$ . Видно, что с увеличением параметров  $\beta$  и  $\alpha$  скорость роста индукции генерируемого магнитного поля  $B'_s$  на границе среды уменьшается.

Как следует из полученных в рамках рассмотренной модели результатов, независимо от интенсивности начального магнитного поля сдвиговое деформирование среды приводит к генерации в ней с учетом второго соотношения в (5) поля с предельной величиной индукции  $B = v_0 \sqrt{\mu_0 \rho}$ . При скорости проникания ударника  $v_0$  несколько километров в секунду индукция генерируемого поля должна достигать значения порядка 100 Тл. Время генерации, а также динамика изменения толщины слоя материала, в котором произошло усиление поля, зависят от индукции  $B_0$  изначально созданного в среде поля, входящей в соотношения (6), определяющие параметры  $\beta$  и  $\alpha$ . При значении  $B_0$  порядка 10 Тл в условиях высокоскоростного проникания ( $\tau \sim 1$  мкс) время усиления поля в области сдвигового деформирования преграды до уровня 100 Тл может быть порядка 10 мкс. Соответствующий этому времени размер области генерации будет составлять несколько миллиметров.

Таким образом, при проникании высокоскоростного ударника в проводящую преграду с поперечным магнитным полем в материале преграды должен формироваться тонкий

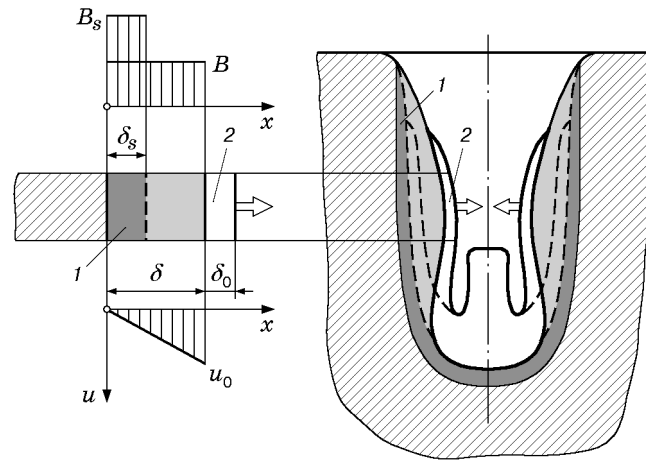


Рис. 5. Расчетная схема схлопывания каверны, образованной ударником в преграде с магнитным полем:

1 — слой материала преграды с высокой интенсивностью магнитного поля, 2 — слой материала сработавшей части ударника

слоя с очень сильным полем, примыкающий к боковой поверхности ударника. Очевидно, в реальных условиях образование этого слоя будет связано не только с происходящими в нем сдвиговыми деформациями, но и с генерацией поля в области преграды непосредственно перед ударником [3], обусловленной растяжением частиц этой области в направлении созданного в преграде поля. Удлиняясь в поперечном направлении, частицы, находившиеся на пути движения ударника, смещаются в стороны и оказываются в слое материала на боковой поверхности каверны, сохраняя при этом приобретенную в результате деформирования высокую интенсивность поля.

Следствием формирования вдоль границы каверны “магнитного” слоя с интенсивностью поля, согласно выполненным оценкам, порядка сотен тесла может быть проявление мощных термических и механических эффектов, способных оказать влияние на процесс проникания. Наиболее вероятным представляется взрыв “магнитного” слоя со схлопыванием образованной ударником каверны.

В соответствии с приведенными в [3] оценками при “накачке” магнитного поля до 100 Тл в металлическом слое толщиной 1 мм возникающие индукционные токи обеспечивают скорость разогрева этого слоя до 1000 град/мкс. Если предположить, что материал “магнитного” слоя у поверхности пробойны за счет выделения джоулева тепла полностью разрушился, то действующее в этом слое магнитное давление  $p_m = B^2/(2\mu_0)$  [10] порядка 10 ГПа при  $B \sim 100$  Тл, сравнимое с давлением, возникающим при взрыве заряда взрывчатого вещества [11], должно привести к разлету материала поверхностного слоя пробойны в направлении к ее центру. Так как при больших скоростях проникание происходит со срабатыванием ударника в результате растекания его материала [4], учтем в расчетной модели, что вблизи поверхности каверны расширяющаяся “магнитная” пелена из материала преграды находится в контакте со слоем материала сработавшей части ударника, разгоняя этот слой в процессе расширения (рис. 5). Скорость метания остаточного слоя ударника, а следовательно, и скорость схлопывания каверны могут быть оценены на основе подхода Гарни [11], используемого при определении метательного действия продуктов детонации зарядов взрывчатых веществ.

Используя, как и выше, плоскую схему взаимодействия, будем предполагать, что в результате генерации магнитного поля в процессе проникания ударника в материале пре-

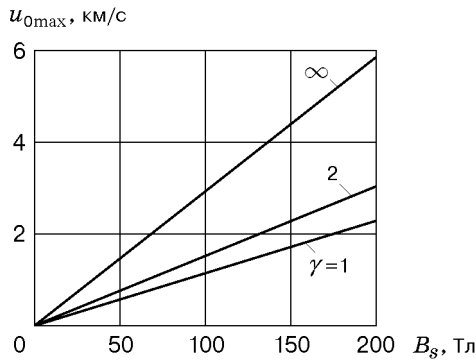


Рис. 6. Зависимость предельной скорости разлета поверхностного слоя каверны в алюминиевой преграде от достигнутой в нем интенсивности магнитного поля

грады вдоль боковой поверхности каверны сформировался “магнитный” слой толщиной  $\delta_s$  с полем, имеющим продольную ориентацию. Для простоты магнитную индукцию  $B_s$  будем считать постоянной по всей толщине слоя. Перейдя за счет сильного нагрева в парообразное состояние, вещество “магнитного” слоя может свободно расширяться, толкая перед собой слой сработанного материала ударника неизменной толщины  $\delta_0$ , магнитное поле в котором отсутствует. Распределение в поперечном направлении (вдоль оси  $x$ ) скорости  $u$  различных частиц “магнитной” пелены в процессе ее расширения будем считать линейным с нулевым значением на границе с жесткой частью преграды и значением  $u_0$ , соответствующим скорости остаточного слоя ударника (рис. 5):

$$u = u_0 x / \delta, \quad (7)$$

где  $\delta$  — текущее значение толщины “магнитного” слоя.

Определяя скорость схлопывания стенок каверны, пренебрежем давлением в “магнитной” пелене, обусловленным термическими факторами, и будем считать, что схлопывание происходит лишь за счет магнитного давления. В этом случае уравнение баланса различных видов энергии в расчете на единицу площади боковой поверхности каверны в процессе схлопывания может быть представлено в виде

$$W_{ms} = W_m + E_k + E_{k0}, \quad (8)$$

где  $W_{ms}$  и  $W_m$  — начальное и текущее значения энергии магнитного поля в “магнитном” слое;  $E_k$  и  $E_{k0}$  — кинетические энергии слоев из материалов преграды и ударника.

В предположении отсутствия потерь магнитного потока при расширении “магнитной” пелены весь начальный запас магнитной энергии  $W_{ms}$  должен перейти в кинетическую энергию разлета поверхностных слоев каверны. Таким образом, максимальная скорость схлопывания каверны будет достигаться при неограниченном расширении “магнитной” пелены ( $\delta \rightarrow \infty$ ), обеспечивающем полное исчерпание магнитной энергии в ней ( $W_m \rightarrow 0$ ). С учетом этого из закона сохранения энергии (8) после подстановки в него выражений  $W_{ms} = B_s^2 \delta_s / (2\mu_0)$ ,  $E_{k0} = \rho_0 \delta_0 u_0^2 / 2$  ( $\rho_0$  — плотность материала ударника) и значения  $E_k = \rho \delta_s u_0^2 / 6$  ( $\rho$  — плотность материала преграды), определяемого с учетом (7), получаем следующее выражение для оценки предельной скорости схлопывания каверны:

$$u_{0\max} = \frac{B_s}{\sqrt{\mu_0 \rho}} \sqrt{\frac{3\gamma}{3 + \gamma}}.$$

Здесь  $\gamma = \rho \delta_s / (\rho_0 \delta_0)$  — безразмерный коэффициент нагрузки, характеризующий соотношение масс расширяющегося “магнитного” слоя преграды и метаемого (инертного) слоя материала ударника.

Представленные на рис. 6 зависимости конечной скорости “магнитного” метания от достигнутой в поверхностном слое каверны интенсивности магнитного поля  $B_s$ , полученные при различных значениях коэффициента нагрузки  $\gamma$  для случая проникания в алюминиевую преграду ( $\rho = 2700 \text{ кг/м}^3$ ), подтверждают выдвинутую гипотезу о возможности



схлопывания каверны. Даже без учета вклада, который может дать мощный джоулев разогрев поверхностного слоя пробойны, скорость его разлета при обеспечиваемых генерацией в процессе высокоскоростного проникания интенсивностях поля (порядка 100 Тл) достигает нескольких километров в секунду и соответствует уровню скоростей, реализующихся при метании тел конденсированными взрывчатыми веществами [11]. Мощное импульсное воздействие на проникающий ударник в результате взрыва поверхностного слоя каверны может привести к его разрушению и снижению пробивного действия.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
2. Федоров С. В., Бабкин А. В., Колпаков В. И. Проникание высокоскоростного тела в проводящую преграду с магнитным полем // Материалы Междунар. науч. конгресса “Фундаментальные проблемы естествознания”, Санкт-Петербург, 22–27 июня 1998 г. СПб.: Науч.-исслед. ин-т химии С.-Петерб. гос. ун-та, 1998. С. 216, 217.
3. Федоров С. В., Бабкин А. В., Колпаков В. И. О возможности генерации сильных магнитных полей в проводящих материалах при проникании в них высокоскоростных тел // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 3. С. 13–18.
4. Сагомоян А. Я. Проникание. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1974.
5. Годунов С. К., Рябенкий В. С. Разностные схемы. М.: Наука, 1977.
6. Матюшкин Н. И., Тришин Ю. А. О некоторых эффектах, возникающих при взрывном обжати вязкой цилиндрической оболочки // ПМТФ. 1978. № 3. С. 99–112.
7. Саттон Дж., Шерман А. Основы технической магнитной газодинамики. М.: Мир, 1968.
8. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1987.
9. Диткин В. А., Прудников А. П. Справочник по операционному исчислению. М.: Высш. шк., 1965.
10. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.
11. Физика взрыва / Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.

*Поступила в редакцию 10/XII 1999 г.,  
в окончательном варианте — 3/X 2000 г.*

---