

05

Нелинейная диффузия магнитного поля в металлизующемся при ударном сжатии веществе

© С.Д. Гилев

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: gilev@hydro.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 20 июня 2013 г.)

Рассмотрена задача о нелинейной диффузии магнитного поля в металлизующемся при ударном сжатии веществе. Задача решена численно для различных временных зависимостей тока через проводящую область (постоянный ток, линейно нарастающий ток, ток, нарастающий как корень квадратный от времени). Нелинейная диффузия приводит к качественным изменениям структуры тока в металлизующемся веществе. Максимум плотности тока в этом случае перемещается с проводящей границы (где он находится при линейной диффузии) вглубь проводящего вещества. Для сильной нелинейной диффузии и растущего граничного магнитного поля максимум плотности тока может приближаться к ударному фронту. Полученное численное решение задачи сравнено с аналитическим решением, полученным ранее для случая линейной диффузии.

Введение

Ударное сжатие конденсированного вещества приводит к существенным изменениям электронной структуры вещества, таким как превращения диэлектрик–металл, металл–диэлектрик. Под действием ударного сжатия в проводнике возникают индукционные токи, создающие своеобразную картину магнитного и электрического полей. Характерное время ударно-волнового эксперимента с использованием химических взрывчатых веществ составляет $1\ \mu\text{s}$, тогда как время диффузии магнитного поля в медной пластине толщиной $1\ \text{mm}$ — около $70\ \mu\text{s}$. Поэтому электродинамические процессы при ударном сжатии проводников носят ярко выраженный нестационарный характер. Их своеобразной чертой является конкуренция двух основных механизмов изменения магнитного поля — конвекции и диффузии.

Важность электродинамических задач о структуре электрического тока при ударном сжатии обусловлена рядом приложений, таких как электромагнитные методы измерений и диагностики ударной волны [1,2], магнитокумулятивные генераторы больших магнитных полей и электрических токов [3] и электрофизическая аппаратура высоких мощностей [4], коммутация сильных электрических токов [5].

В работах [6–8] впервые дан анализ электродинамических процессов при ударном сжатии для переходов диэлектрик–металл, металл–металл. Показано, что в рамках принятой модели электромагнитная картина в сжатом веществе определяется единственным управляющим параметром $R = \mu_0 \sigma_0 (D - u)^2 t$ (μ_0 — магнитная постоянная, σ_0 — электропроводность сжатого вещества, D и u — волновая и массовая скорости соответственно, t — время движения ударной волны). Параметр R характеризует относительное влияние конвективного и диффузионного механизмов изменения магнитного поля.

Характерные электродинамические размеры и времена для ударно-сжатого вещества есть

$$x_* = \frac{1}{\mu_0 \sigma_0 (D - u)}, \quad t_* = \frac{1}{\mu_0 \sigma_0 (D - u)^2}.$$

При $x \ll x_*$, $t \ll t_*$ на соответствующих длинах и временах преобладает диффузионный механизм, при $x \gg x_*$, $t \gg t_*$ — конвективный механизм изменения магнитного поля. Величина $x_* = 1/\mu_0 \sigma_0 (D - u)$ является толщиной скин-слоя в металлизующемся при ударном сжатии веществе. В таком слое происходит основное изменение магнитного поля и протекает соответствующий ток.

Управляющий параметр R можно представить в виде

$$R = \frac{t}{t_*}.$$

Таким образом, значение параметра R показывает, во сколько раз время движения ударной волны t больше характерного электродинамического времени t_* .

На основе выполненного анализа [6,7] разработан электроконтактный метод измерения электропроводности [9–12] и магнитоэлектрический метод измерения кинематических параметров ударного сжатия [13,14]. Измерения электропроводности ударно-сжатого вещества, выполненные на нескольких материалах (металлические порошки, селен, кремний), дали характерное значение электропроводности $\sigma_0 \approx 10^4 (\text{Ohm} \cdot \text{cm})^{-1}$ [9–11]. Используя величины волновой и массовой скорости для проведенных экспериментов [9–11], можно получить значения толщины скин-слоя $x_* \approx 0.3–0.9\ \text{mm}$ и характерного времени $t_* \approx 0.1–1\ \mu\text{s}$. Приведенные значения толщины и времени соответствуют возможностям лабораторных экспериментов с химическими взрывчатыми веществами. Поэтому учет особенностей структуры электрических токов и электромагнитных полей важен для интерпретации результатов ударно-волновых экспериментов.

В проведенном анализе структуры индукционных токов [6–8] магнитное поле предполагалось малым. Таким образом, были рассмотрены задачи линейной диффузии магнитного поля в растущую проводящую область, когда коэффициент диффузии не зависит от величины магнитного поля. Для больших магнитных полей выполненный ранее анализ не применим. Такие поля реализуются в высоковольтной электрофизической аппаратуре [3–5]. Для правильного функционирования устройств высоких мощностей, а также изучения состояния веществ при высоких плотностях энергии необходимо исследовать структуру токов также для сильных магнитных полей.

Если магнитное поле на границе проводящей области велико, то существенными оказываются джоулев нагрев и соответствующее изменение электропроводности металла. Это приводит к увеличению местного коэффициента диффузии и более быстрому распространению „волны“ тока по проводнику. В результате нелинейной диффузии существенно изменяется структура протекающего тока (по сравнению со случаем линейной диффузии). Очевидно, что структура тока зависит от временной зависимости магнитного поля, приложенного к границам проводящей области.

Задачи нелинейной диффузии известны для проводящего полупространства и конечного проводника [3,4]. Для ударно-индуцированного перехода диэлектрик–металл задачи о нелинейной диффузии ранее не рассматривались.

Целью настоящей работы является определение структуры тока в металлизующемся при ударном сжатии веществе в случае нелинейной диффузии. Рассматриваются различные временные зависимости тока через проводящую область (постоянный ток, линейно нарастающий ток, ток, нарастающий как корень квадратный от времени), а также различные граничные условия для магнитного поля. Анализ позволяет выявить изменения структуры тока по сравнению со случаем линейной диффузии, что важно для высоковольтного физического эксперимента.

1. Модельная задача

Рассмотрим одномерную модельную задачу. Пусть в первоначально непроводящее вещество, занимающее полупространство, в начальный момент времени $t = 0$ входит плоская ударная волна. Под действием ударного сжатия вещество приобретает электропроводность σ . Скорость фронта ударной волны в рассматриваемом веществе есть D , массовая скорость — u . Рассмотрим систему отсчета связанной с веществом. Пусть вещество занимает полупространство $x \geq 0$, а плоскость $x = 0$ соответствует границе вещества. В квазистационарном приближении задача для нарастающей проводящей области $0 \leq x \leq (D - u)t$ может быть поставлена следующим образом:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{\partial B}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial B}{\partial x} = -\mu_0 j, \quad (2)$$

$$j = \sigma E, \quad (3)$$

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + kQ}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial x} = \frac{j^2}{\sigma}, \quad (5)$$

$$B(0, t) = f(t), \quad t > 0, \quad (6)$$

$$B((D - u)t, t) = g(t), \quad t \geq 0, \quad (7)$$

$$B(x, 0) = 0, \quad x \geq 0, \quad (8)$$

$$Q(x, 0) = 0, \quad x \geq 0, \quad (9)$$

$$\left. \frac{\partial Q}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \quad (10)$$

$$Q((D - u)t, t) = 0, \quad t \geq 0. \quad (11)$$

Уравнение (1) представляет собой уравнение индукции, уравнение (2) — уравнение Ампера, (3) — дифференциальный закон Ома, (4) — зависимость электропроводности металла от плотности тепловой энергии Q (σ_0 — электропроводность при $Q = 0$), (5) — уравнение для джоулева тепла, (6) и (7) — граничные условия для проводящей области, $f(t)$ и $g(t)$ — заданные функции времени, (8) — начальное условие. Уравнение (7) выражает непрерывность магнитного поля на фронте ударной волны. Мы полагаем, что зона ударного перехода имеет пренебрежимо малую толщину, а вещество приобретает проводимость сразу же после сжатия.

Уравнения (9)–(11) дают условия на плотность тепловой энергии Q . Уравнение (9) представляет собой начальное условие и означает, что при $t = 0$ тепловыделения нет. Уравнение (10) выражает отсутствие теплообмена сжатого вещества на левой границе. Уравнение (11) означает, что в сжатую область через ударный фронт затекает холодное вещество. Таким образом, непосредственно за ударным фронтом тепло первоначально отсутствует. Лишь протекание тока приводит к джоулеву нагреву вещества.

Коэффициент k в уравнении (4) можно представить в виде $k = 2\mu_0/B_c^2$, где B_c — критическое магнитное поле. Когда плотность тепловой энергии Q равна плотности энергии критического магнитного поля $B_c^2/2\mu_0$, электропроводность металла уменьшается в 2 раза по сравнению со значением σ_0 . Величина критического магнитного поля B_c составляет около 430 kg для меди, 310 kg для алюминия [3]. Наша задача состоит в выявлении качественных особенностей структуры тока при больших полях, поэтому в рамках настоящей модели мы не рассматриваем фазовые переходы металла (возможные для мультимегагауссных магнитных полей) и ограничимся зависимостью (4), соответствующей твердой металлической фазе.

Уравнения (1)–(5) сводятся к следующим двум уравнениям:

$$\frac{\partial B}{\partial t} - \frac{1+kQ}{\mu_0\sigma_0} \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} - \frac{k}{\mu_0\sigma_0} \frac{\partial Q}{\partial x} \frac{\partial B}{\partial x} = 0, \quad (12)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{1+kQ}{\mu_0^2\sigma_0} \left(\frac{\partial B}{\partial x} \right)^2. \quad (13)$$

Уравнение (12) описывает диффузию магнитного поля в проводящей области. Коэффициент диффузии в уравнении (9) зависит от плотности тепловой энергии Q . Уравнение (13) описывает изменение тепловой энергии за счет протекающего тока.

Система уравнений (12), (13), дополненная граничными и начальными условиями на магнитное поле B (6)–(8) и плотность тепловой энергии Q (9)–(11), определяет краевую задачу.

Введем безразмерные переменные

$$b = B/B_0, \quad \varphi = x/(D-u)t, \quad \tau = t/t_*, \\ q = 2\mu_0 Q/B_c^2, \quad \beta = B_0/B_c.$$

Переменная b представляет собой отношение магнитного поля в проводнике к характерному магнитному полю B_0 на границе области $x = 0$. Переменная φ удобна для описания электромагнитной картины в проводящей области. Для каждого момента времени φ изменяется в пределах от 0 до 1, крайние значения соответствуют левой и правой границам проводящей области. Величина τ представляет собой безразмерное время и дает в таком определении значение параметра R . Переменная q представляет собой безразмерную плотность тепловой энергии. Параметр β дает отношение характерного магнитного поля B_0 к критическому магнитному полю B_c . Отметим, что при $\beta = 0$ задача сводится к линейной диффузии магнитного поля.

В безразмерных переменных задача приобретает следующий вид:

$$\frac{\partial b}{\partial \tau} - \frac{\varphi}{\tau} \frac{\partial b}{\partial \varphi} - \frac{1+q}{\tau^2} \frac{\partial^2 b}{\partial \varphi^2} - \frac{1}{\tau^2} \frac{\partial q}{\partial \varphi} \frac{\partial b}{\partial \varphi} = 0, \quad (14)$$

$$\frac{\partial q}{\partial \tau} - \frac{\varphi}{\tau} \frac{\partial q}{\partial \varphi} - 2 \frac{1+q}{\tau^2} \left(\frac{\partial b}{\partial \varphi} \right)^2 \beta^2 = 0, \quad (15)$$

$$b(0, \tau) = \tilde{f}(\tau), \quad \tau > 0, \quad (16)$$

$$b(1, \tau) = \tilde{g}(\tau), \quad \tau \geq 0, \quad (17)$$

$$b(\varphi, 0) = 0, \quad \varphi \geq 0, \quad (18)$$

$$q(\varphi, 0) = 0, \quad \varphi \geq 0, \quad (19)$$

$$\left. \frac{\partial q}{\partial \varphi} \right|_{\varphi=0} = 0, \quad (20)$$

$$q(1, \tau) = 0, \quad \tau \geq 0. \quad (21)$$

Здесь уравнения (14), (15) имеют смысл в области $0 \leq \varphi \leq 1$, а безразмерные граничные функции определены как $\tilde{f}(\tau) = f(\tau)/B_0$, $\tilde{g}(\tau) = g(\tau)/B_0$.

Краевая задача (14)–(21) решалась численно. Для представления решения удобно использовать безразмерную переменную φ и параметры R, β .

Характер решения зависит также от временных зависимостей магнитного поля на левой границе $b(0, \tau) = \tilde{f}(\tau)$ и на фронте ударной волны $b(1, \tau) = \tilde{g}(\tau)$. Ниже рассматриваются три практически важных случая изменения тока со временем, а для одного из них варьируются граничные условия для магнитного поля.

2. Результаты решения

2.1. Магнитное поле на левой границе в виде ступенчатой функции — $b(0, \tau) = 1$, $b(1, \tau) = 0, \tau > 0$

Пусть при $\tau > 0$ магнитное поле на левой границе проводящей области постоянно $b(0, \tau) = 1$ и равно нулю на правой границе $b(1, \tau) = 0$. Это означает, что ток в проводящей области также постоянен. Такой режим соответствует постановке измерений электрофизических свойств вещества при высоких плот-

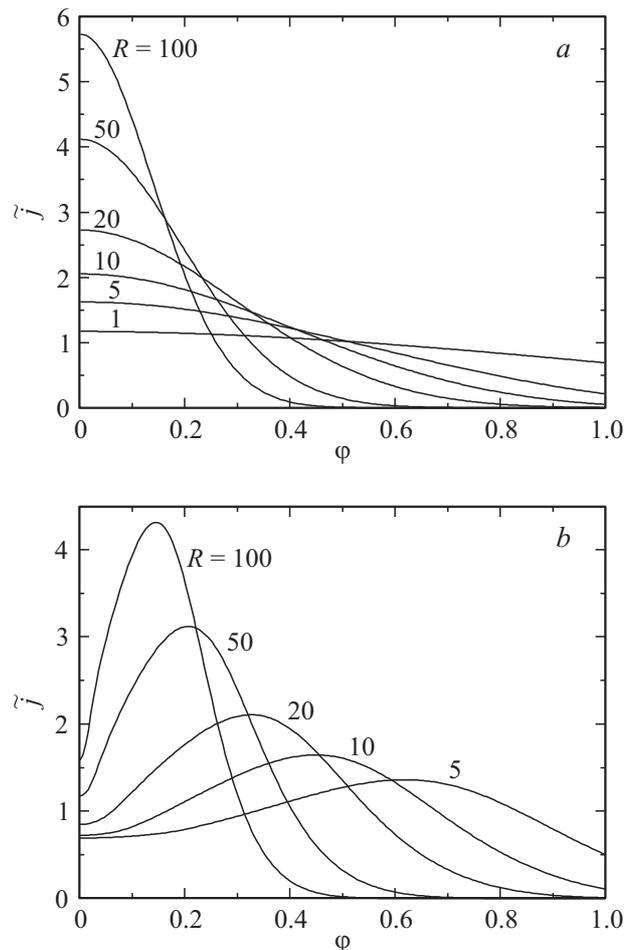


Рис. 1. Безразмерная плотность тока в проводящей области для случая постоянного граничного магнитного поля $b(0, \tau) = 1$: a — $\beta = 0$, b — $\beta = 1$.

ностях энергии, в частности электропроводности [12]. На рис. 1 показаны распределения безразмерной плотности тока $\tilde{j} = -\partial b / \partial \varphi$, полученные в ходе численного решения задачи. Плотность тока j и безразмерная плотность тока \tilde{j} связаны между собой соотношением $j = B_0 \tilde{j} / \mu_0 (D - u)t$.

Рис. 1, *a* соответствует случаю $\beta = 0$. В этом случае магнитное поле пренебрежимо мало и джоулева нагрева нет. Электропроводность однородна по слою проводящего вещества. Распределение плотности тока зависит от единственного управляющего параметра R . По мере движения ударной волны параметр R растет. При малых значениях управляющего параметра $R \ll 1$ плотность тока однородна по проводящему слою. Скин-эффект в ударной волне проявляется при значении управляющего параметра $R \approx 10$. При больших значениях управляющего параметра $R \gg 1$ ток заполняет лишь часть проводящей области. В этом случае плотность тока максимальна на левой границе проводящей зоны и уменьшается вглубь вещества. Полученное численное решение в точности соответствует аналитическому решению задачи, полученному в [6] для постоянного граничного магнитного поля.

Рис. 1, *b* показывает распределения безразмерной плотности тока \tilde{j} по слою проводящего вещества при больших магнитных полях (параметр $\beta = 1$). Полученные распределения можно прокомментировать следующим образом. Под действием джоулева нагрева электропроводность металла уменьшается. Наибольшее падение электропроводности происходит в проводящем слое, примыкающем к левой границе вещества. Малая электропроводность облегчает диффузию тока вглубь металла, плотность тока у поверхности $\varphi = 0$ уменьшается, а внутри области увеличивается. В результате по мере движения ударной волны при $R \gg 1$ формируется максимум плотности тока. „Волна“ тока движется вглубь вещества, однако, как и в случае малых магнитных полей ($\beta = 0$), при больших R ток занимает лишь часть проводящей области. При увеличении параметра β происходит смещение максимума плотности тока вглубь проводящего слоя (при том же значении параметра R).

2.2. Нарастающее магнитное поле на левой границе — $b(0, \tau) = \sqrt{\alpha\tau}$, $b(1, \tau) = 0$, $\tau \geq 0$

Пусть магнитное поле на левой границе нарастает как $b(0, \tau) = \sqrt{\alpha\tau}$, $\tau \geq 0$. Коэффициент α выбран равным $\alpha = 0.1$. Такой режим качественно описывает включение тока коммутатором на фазовых переходах и поэтому практически важен.

Для малого магнитного поля ($\beta = 0$) распределения плотности тока качественно подобны показанным на рис. 1, *a* (с учетом роста граничного магнитного поля). Плотность тока максимальна на границе $\varphi = 0$ и монотонно уменьшается вглубь металла. При $R \gg 1$, как и в случае постоянного поля, происходит расщепление фронта ударной волны и „волны“ тока.

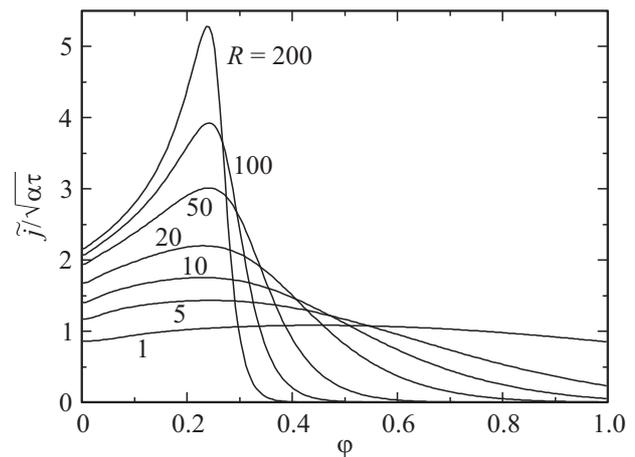


Рис. 2. Безразмерная плотность тока в проводящей области для случая нарастающего граничного магнитного поля $b(0, \tau) = \sqrt{\alpha\tau}$ и $\beta = 1$.

На рис. 2 показаны распределения нормированной безразмерной плотности тока $\tilde{j} / \sqrt{\alpha\tau}$ по слою проводящего вещества для случая $\beta = 1$. Переменная $\tilde{j} / \sqrt{\alpha\tau}$ позволяет представить на одном рисунке распределения тока для большого диапазона изменения параметра R .

Как видно из рисунка, для больших магнитных полей распределения плотности тока существенно изменяются. Максимум плотности тока смещается с левой поверхности вглубь проводника. При $R \gg 1$ внутри области образуется выраженный пик плотности тока. Максимум плотности тока перемещается вглубь проводящей области при увеличении параметра β (при том же значении параметра R).

2.3. Линейно нарастающее магнитное поле на левой границе — $b(0, \tau) = \alpha\tau$, $b(1, \tau) = 0$, $\alpha = 0.1$, $\tau \geq 0$

Пусть магнитное поле на левой границе растет линейно со временем — $b(0, \tau) = \alpha\tau$, $\tau \geq 0$. Этот режим также моделирует включение тока коммутатором на фазовых переходах.

На рис. 3 показаны распределения нормированной плотности тока $\tilde{j} / \alpha\tau$ по слою проводящего вещества при $\beta = 1$.

Общие особенности распределений плотности тока имеют уже знакомые черты. Поскольку темп нарастания поля для линейно возрастающего поля максимальный (из рассмотренных случаев), то нелинейность магнитной диффузии проявляется достаточно сильно. Из рис. 3 видно, что максимум плотности тока формируется внутри проводящей области при $R \approx 10$. При движении ударной волны максимум плотности тока перемещается вглубь металла и при очень больших R приближается к фронту ударной волны. Такое распределение тока является результатом существенного падения электро-

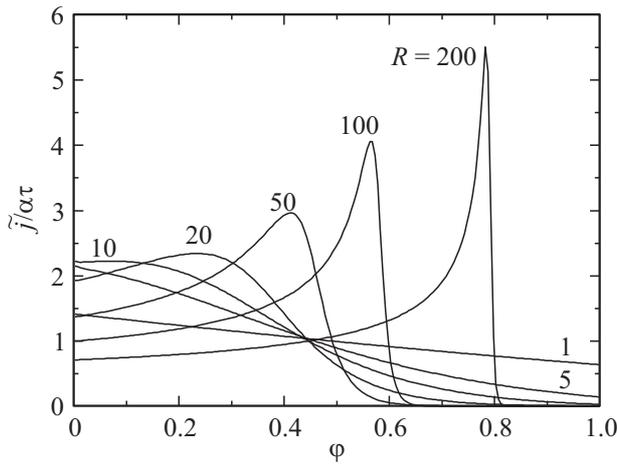


Рис. 3. Безразмерная плотность тока в проводящей области для случая линейно нарастающего граничного магнитного поля $b(0, \tau) = \alpha\tau$ и $\beta = 1$.

проводности в основной части сжатой области, кроме зоны непосредственно за ударным фронтом.

2.4. Линейно нарастающее магнитное поле на фронте ударной волны — $b(0, \tau) = 0$, $b(1, \tau) = \alpha\tau$, $\tau \geq 0$

Пусть магнитное поле на левой границе нулевое и растет линейно со временем на фронте ударной волны — $b(1, \tau) = \alpha\tau$, $\alpha = 0.1$, $\tau \geq 0$.

Режим линейно нарастающего магнитного поля на фронте ударной волны интересен тем, что в случае линейной диффузии ($\beta = 0$) плотность тока в проводящем веществе однородна для любого значения параметра R . Для этого частного случая, соответствующего заполнению линейно нарастающей области линейно растущим током, скин-эффект отсутствует [6]. Что же произойдет в случае сильного граничного магнитного поля?

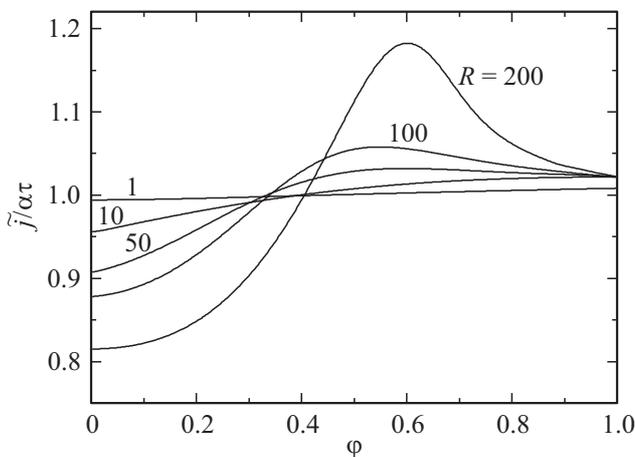


Рис. 4. Безразмерная плотность тока в проводящей области для случая линейно нарастающего граничного магнитного поля $b(1, \tau) = \alpha\tau$ и $\beta = 1$.

На рис. 4 показаны распределения нормированной плотности тока $\tilde{j}/\alpha\tau$ по слою проводящего вещества при $\beta = 1$. Из рисунка следует, что однородное распределение плотности тока при малых значениях параметра R , деформируется по мере движения ударной волны, а при $R \approx 100$ внутри области возникает максимум плотности тока. Максимум плотности тока выражен менее явно, чем в случае роста поля на левой границе (рис. 3). При дальнейшем росте параметра R токовая „волна“ сдвигается к фронту ударной волны, однако распределения плотности тока остаются довольно гладкими.

3. Обсуждение

Распределения плотности тока, соответствующие различным временным зависимостям граничного магнитного поля, имеют ряд общих особенностей. Так, для малых магнитных полей ($\beta = 0$) ток распределен равномерно по проводящему слою при значениях управляющего параметра $R \ll 1$ и существенно неравномерно при $R \gg 1$. Неоднородность тока увеличивается при росте граничного магнитного поля со временем. Полученные распределения для разных зависимостей граничных магнитных полей совпадают с результатами аналитического решения задачи о линейной диффузии [6].

Для больших магнитных полей ($\beta \approx 1$) существенным становится падение электропроводности материала вследствие сильного джоулева нагрева. Это приводит к смещению максимума плотности тока с поверхности вглубь проводящего слоя. Распределения плотности тока в этом случае кардинально отличаются от случая малых магнитных полей. Распределение плотности тока зависит от управляющего параметра R , параметра β , характеризующего величину граничного магнитного поля, и характера изменения граничного поля со временем.

Как видно из представленных результатов, максимум плотности тока перемещается по проводнику в направлении движения ударной волны. Для быстронарастающего граничного магнитного поля в проводящей области формируется „волна“ тока с отчетливым фронтом. При больших полях токовая „волна“ может приближаться к ударному фронту.

Представленные распределения плотности тока имеют ряд общих черт с известными распределениями, полученными для случая проводящего полупространства [3]. Так, для больших значений параметра β внутри проводящей области образуется максимум плотности тока, который смещается от границы вглубь металла. Вместе с тем непрерывное увеличение размеров проводящей области приводит к отличиям в распределениях тока и толщины скин-слоя. Так, для малого времени ток равномерно заполняет проводящую область, а для сильно выраженной нелинейной диффузии максимум плотности тока может располагаться за фронтом ударной волны.

В выполненных расчетах для случая линейно нарастающего граничного поля (разд. 2.3, 2.4) максимальное магнитное поле существенно превышает критическое магнитное поле. В этом случае величина поля находится в мегагауссном диапазоне и использованная в работе модель дает лишь качественное описание. При столь больших полях происходит плавление и электропроводность металла испытывает дальнейшее уменьшение. Кроме того, для сверхсильных магнитных полей ($B > 1$ МГс) магнитное давление оказывается значительным и может влиять на движение ударной волны. Отметим, что учет фазовых переходов (плавление, испарение) приведет к ускорению процесса перераспределения тока из глубины проводника в направлении фронта ударной волны. В предельном случае экстремально высоких магнитных полей можно ожидать возникновения токовой „волны“ непосредственно за ударным фронтом.

Несмотря на имеющиеся ограничения, настоящая модель позволяет выявить качественные особенности структуры тока в случае нелинейной диффузии. Достоинство такого подхода состоит в небольшом количестве управляющих параметров, что обеспечивает большую общность задачи.

Характер полученных распределений сильно зависит от соотношения магнитного поля и критического магнитного поля. Отметим, что задача нахождения критического поля для металлизующихся при ударном сжатии диэлектриков является самостоятельной проблемой, ждущей своего решения.

Заключение

Рассмотренная задача является обобщением задачи о диффузии магнитного поля в случае линейной диффузии [6] и сводится к ней при малых граничных полях. Нелинейная диффузия проявляется при больших магнитных полях (сравнимых с критическим магнитным полем для данного материала) и приводит к существенным изменениям распределений магнитного поля и плотности тока в проводящей области. Для большого магнитного поля максимум плотности тока перемещается с поверхности вглубь проводящего слоя. При большом значении параметра β и быстром росте граничного поля максимум плотности тока может приближаться к фронту ударной волны.

Выявленные особенности распределений плотности тока необходимо учитывать при разработке методов исследования физического состояния металлов при высоких плотностях энергии и при работе переключателей электрического тока с использованием перехода диэлектрик–металл в ударной волне.

Автор выражает благодарность С.В. Станкевичу за обсуждение задачи о нелинейной диффузии, практические советы и помощь по численному моделированию этого явления.

Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 13-08-00089.

Список литературы

- [1] *Методы исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках* / Под ред. М.В. Жернокле-това. Саров: ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2003.
- [2] *Электрические явления в ударных волнах. Монография* / Под ред. В.А. Борисенка, А.М. Молодца, Е.З. Новицкого. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2005. 265 с.
- [3] *Кнопфель Г.* Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972. 391 с.
- [4] *Шнеерсон Г.А.* Поля и переходные процессы в аппаратуре сверхсильных токов. 2-е изд. перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1992. 413 с.
- [5] *Накопление и коммутация энергии больших плотностей* / Под ред. У. Бостика, В. Харди, О. Цукера. М.: Мир, 1979.
- [6] *Гилев С.Д., Михайлова Т.Ю.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. В. 5. С. 1–9.
- [7] *Гилев С.Д., Михайлова Т.Ю.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. В. 10. С. 109–117.
- [8] *Гилев С.Д., Михайлова Т.Ю.* // ФГВ. 2000. Т. 36. № 6. С. 153–163.
- [9] *Gilev S.D., Trubachev A.M.* // J. Phys. Condens. Mat. 2004. Vol. 16. N 46. P. 8139–8153.
- [10] *Гилев С.Д.* // ФГВ. 2005 Т. 41. № 5. С. 128–139.
- [11] *Гилев С.Д.* // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 7. С. 41–47.
- [12] *Гилев С.Д.* // ФГВ. 2011. Т. 47. No 4. С. 3–23.
- [13] *Gilev S.D.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. Vol. 40. N 15. P. 4631–4635.
- [14] *Гилев С.Д.* // ФГВ. 2007. Т. 43. № 5. С. 116–125.