

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ ПРОВОДЯЩЕГО МАГНЕТИКА

С. Д. Гилев, Т. Ю. Михайлова*

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, gilev@hydro.nsc.ru
*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск

Дан анализ структуры электромагнитного поля в проводящем магнетике при его сжатии в ударной волне. Показано, что сжатие магнитного материала во внешнем магнитном поле приводит к возникновению системы из двух равных по величине, но противоположных по направлению токов. Один из них протекает перед ударным фронтом в невозмущенном веществе, противоположно направленный ток — по ударно-сжатому веществу. По мере движения ударной волны абсолютное значение тока монотонно растет. Найдены параметры, определяющие глобальную электромагнитную картину в ударно-сжимаемом магнетике. Эти параметры являются обобщением управляющих параметров, найденных авторами ранее для немагнитного проводника. Сформулированная модель позволяет качественно объяснить результаты динамических экспериментов с магнитомягким сплавом 80НХС. Запись напряжения с поверхности образца указывает на эффективное ударное размагничивание материала.

Ключевые слова: ударная волна, электромагнитное поле, электропроводность, намагниченность.

ВВЕДЕНИЕ

Ударное сжатие магнитных материалов сопровождается рядом своеобразных физических эффектов, таких как ударное размагничивание, магнитная анизотропия [1–12]. Априорное предсказание электромагнитных свойств конденсированных веществ при ударном сжатии в настоящее время невозможно, поэтому основным источником информации являются данные эксперимента. Разработан ряд схем измерения намагниченности: метод замкнутого магнитного контура [1–5, 10], индуктивный метод [9, 11]. Известные схемы измерений включают в себя исследуемый образец и измерительный контур. Ударная волна меняет намагниченность исследуемого вещества, что приводит к изменению магнитного потока через контур. Регистрация напряжения на контуре дает возможность судить о намагниченности сжатого вещества. Такой метод носит интегральный характер. При размерах образца до десятков миллиметров характерно время измерений порядка 1 мкс. Существенно, что на состояние сжатого вещества влияют отраженные ударные волны и краевые эффекты.

При изменении намагниченности в образ-

це возникают вихревые токи. Это явление рассматривалось как помеха измерениям, и предлагались способы его ослабления [3, 5, 10]. В экспериментах по измерению электрического сопротивления железной фольги [6–8] зарегистрированы разнополярные сигналы сложной формы, которые интерпретированы авторами как проявление вихревых токов при ударном размагничивании. Используемый в [8, с. 139] подход основан на следующих допущениях: толщина фольги мала, переход вещества в немагнитное состояние происходит мгновенно. Исследовалось состояние вещества после прохождения ударной волны, когда оно, вообще говоря, отличается от состояния в падающей волне. В настоящее время отсутствует модель, позволяющая найти структуру электромагнитного поля при распространении ударной волны в протяженном магнетике. Такая модель позволила бы правильно интерпретировать поставленные эксперименты и могла бы служить основой для методов диагностики ударно-волновых процессов в магнитных материалах.

Структура электромагнитного поля при ударном сжатии конденсированных сред рассматривалась в серии работ [13–20]. Проанализированы случаи ударно-индуцированных переходов диэлектрик — металл [15–17], металл — металл [13, 14, 18–20]. Помимо реше-

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (номер проекта 99-02-16807).

ния ряда конкретных задач наиболее важным представляется нахождение общих параметров электродинамики ударного сжатия [15, 18]. Это оказалось возможным в результате разработки нового метода решения диффузионных задач с подвижной границей — метода расширения, предложенного в [15] и развитого в [16, 18]. Результаты [15] вместе с эвристическими соображениями о поведении магнитного поля на фронте ударной волны использованы в [21, 22] для анализа электромагнитного поля в ударно-сжимаемом проводнике. Как объяснено в [18], решение задачи о вхождении ударной волны в проводник [21, 22] физически противоречиво для малых времен и малой электропроводности вещества. Формулировка условий на ударном фронте [18], основывающаяся на электродинамике Максвелла, позволяет избежать трудностей и получить физически разумное решение. Простая электродинамическая модель [13, 14, 18], в которой электропроводность изменяется скачком на ударном фронте, согласуется с результатами эксперимента [19]. Выполненный ранее анализ [13–20] был ограничен немагнитными материалами. Развитые подходы можно обобщить на случай, когда в ударной волне вместе с электропроводностью меняется намагниченность вещества.

Целью настоящей работы являются построение электродинамической модели и анализ структуры электромагнитного поля при ударном сжатии проводящего магнетика. Такой подход дает возможность выявить общие электродинамические параметры, характеризующие ударное сжатие конденсированного вещества. Построенная модель представляется полезной, поскольку позволяет объяснить экспериментальные записи напряжения и сделать качественное заключение о намагниченности вещества при ударном сжатии.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ УДАРНОГО СЖАТИЯ МАГНЕТИКА

Предлагаемая электродинамическая модель основывается на ряде упрощающих предположений: 1) массовая скорость вещества u много меньше скорости света, 2) ударная волна стационарна (волновая скорость D постоянна во время движения волны), 3) ширина фронта ударной волны пренебрежимо мала, 4) магнитная индукция B и напряженность магнитного поля H связаны линейным соотношением $B = \mu\mu_0 H$, где μ , μ_0 — магнитная прони-

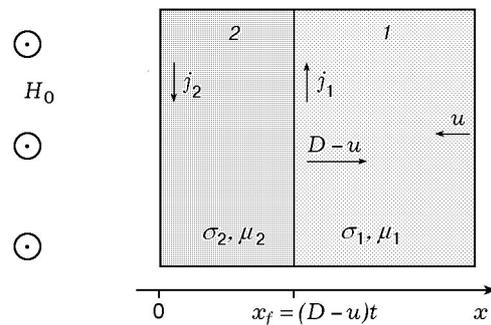


Рис. 1. Вхождение ударной волны в проводящий магнетик, помещенный во внешнее магнитное поле:

система координат связана с границей полупространства; 1 — несжатое вещество, 2 — сжатое вещество; текущее положение ударного фронта x_f

цаемость вещества и вакуума соответственно, 5) электропроводность σ и магнитная проницаемость вещества меняются скачком на фронте ударной волны от значений σ_1 , μ_1 в несжатом состоянии до σ_2 , μ_2 в сжатом состоянии.

Такая модель близка к использовавшейся в [13–20] и отличается от нее учетом намагниченности вещества. Сразу же отметим, что предположение о скачкообразном изменении магнитной проницаемости является сильным упрощением реальной физической ситуации. Действительно, магнитная проницаемость вещества зависит от напряженности магнитного поля H и меняется не только на ударном фронте, но и вне его. Применение данного предположения оправдано для первичного анализа. При сильном изменении μ (например, при ударном размагничивании ферромагнетика) вариация магнитной проницаемости в пределах протяженной области может иметь второстепенное значение по сравнению с перестройкой магнитной проницаемости на ударном фронте.

Рассмотрим простейшую одномерную задачу. В пространстве создано однородное поперечное магнитное поле напряженностью H_0 . В момент времени $t = 0$ плоская ударная волна входит в полупространство магнетика (рис. 1). Выберем систему отсчета, связанную с поверхностью полупространства. В момент времени t положение фронта ударной волны $x_f = (D - u)t$.

С учетом сделанных допущений уравнения Максвелла и обобщенный закон Ома принимают следующий вид:

$$\frac{\partial H_i}{\partial x} = -j_i, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_i}{\partial x} = -\frac{\partial B_i}{\partial t}, \quad (2)$$

$$j_i = \sigma_i(E_i - v_i B_i), \quad (3)$$

$$B_i = \mu_0 \mu_i H_i. \quad (4)$$

Здесь E — напряженность электрического поля, $i = 1$ для несжатого вещества ($v_1 = -u$), $i = 2$ для сжатого ($v_2 = 0$). Граничные условия на фронте ударной волны для магнитного и электрического полей [23] с учетом сделанных допущений имеют вид

$$H_{1f} = H_{2f}, \quad (5)$$

$$E_{2f} - E_{1f} = (D - u)(B_{2f} - B_{1f}). \quad (6)$$

Уравнение (5) получено в предположении, что фронт бесконечно тонкий и не несет в себе тока. Уравнение (6) определяет скачок электрического поля на фронте волны.

Ряд важных особенностей электромагнитной картины в ударно-сжатом магнетике можно установить при рассмотрении случая безграничного магнетика. Эта ситуация является простейшей и соответствует большому времени распространения ударной волны, когда влиянием границы полупространства можно пренебречь.

БЕЗГРАНИЧНЫЙ МАГНЕТИК

Перейдем в систему отсчета, связанную с фронтом ударной волны. Пусть x' — координата, отсчитываемая от фронта ударной волны в направлении несжатого вещества. Будем искать стационарное решение задачи. В данной системе отсчета уравнения (1)–(6) сводятся к следующим:

$$\frac{\partial H_i}{\partial x'} = -j_i, \quad \frac{\partial E_i}{\partial x'} = 0, \quad (7)$$

$$j_i = \sigma_i(E_i - v_i \mu_0 \mu_i H_i), \quad (8)$$

$$v_1 = -D, \quad v_2 = -D + u,$$

$$H_1(0, t) = H_2(0, t), \quad E_1(0, t) = E_2(0, t). \quad (9)$$

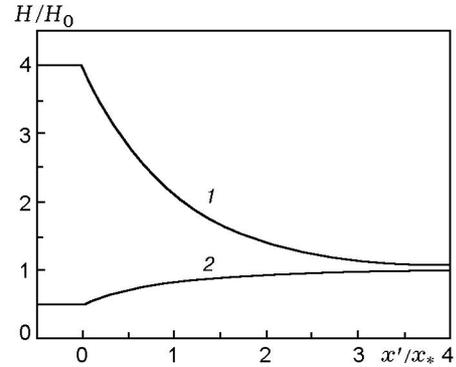


Рис. 2. Распределения напряженности магнитного поля в безграничном магнетике, сжимаемом ударной волной:

1 — $\mu_2/\mu_1 = 0,5$, 2 — $\mu_2/\mu_1 = 4$; $u/D = 0,5$; система отсчета связана с фронтом ударной волны

Из (7), (9) следует, что электрическое поле однородно во всем пространстве. Обозначим это значение через E_0 . Тогда уравнения (7) и (8) сводятся к дифференциальному уравнению первого порядка для напряженности магнитного поля:

$$\frac{\partial H_i}{\partial x'} - \sigma_i v_i \mu_0 \mu_i H_i + \sigma_i E_0 = 0.$$

Нетрудно получить решение этого уравнения, удовлетворяющее граничному условию на фронте ударной волны (9) и ряду физических соображений (ограниченность напряженности магнитного поля в сжатом веществе, отсутствие токов при $x' \rightarrow \infty$). Найденное распределение напряженности магнитного поля в магнетике имеет вид

$$H_1(x') = H_0 + H_0 \left(\frac{\mu_1}{\mu_2} \frac{D}{D - u} - 1 \right) \times \exp(-\mu_0 \mu_1 D \sigma_1 x'), \quad (10)$$

$$H_2 = H_0 \frac{\mu_1}{\mu_2} \frac{D}{D - u}. \quad (11)$$

В частном случае $\mu_1 = \mu_2 = 1$ формулы (10), (11) сводятся к полученным в [14, 24–26] соотношениям для немагнитного материала. В газе и плазме намагниченность несущественна [26, 27]. Для твердого тела важны коллективные явления и намагниченность может быть заметна.

Обратим внимание на отличия полученного решения от известного для немагнитного материала. Напряженность магнитного поля в области за фронтом сильно зависит от отношения μ_1/μ_2 . Для ударно-индуцированного размагничивания $\mu_1/\mu_2 > 1$ и напряженность магнитного поля в сжатом веществе H_2 больше напряженности внешнего поля H_0 . Можно представить ситуацию, когда вследствие фазового превращения намагниченность вещества при сжатии растет, и тогда $H_2 < H_0$. Эти случаи иллюстрирует рис. 2, на котором показаны характерные распределения напряженности магнитного поля в магнетике при ударном размагничивании и намагничивании.

Основное изменение напряженности магнитного поля сосредоточено перед фронтом ударной волны в слое несжатого вещества

$$x_* = 1/\mu_0\mu_1 D\sigma_1.$$

Его толщина в μ_1 раз меньше, чем для немагнитного материала. В несжатом веществе протекает ток, линейная плотность которого может быть найдена из закона Ампера:

$$i = H_0 \left(\frac{\mu_1}{\mu_2} \frac{D}{D-u} - 1 \right). \quad (12)$$

Если $\mu_1/\mu_2 \gg 1$, то линейная плотность тока существенно больше, чем для немагнитного материала.

ВХОЖДЕНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ПОЛУПРОСТРАНСТВО МАГНЕТИКА. КАЧЕСТВЕННАЯ КАРТИНА

Пусть ударная волна входит в магнетик, занимающий полупространство $x > 0$ (рис. 1). Из (1)–(6) вытекает следующая система уравнений для напряженности магнитного поля $H(x, t)$:

$$\frac{\partial H_1}{\partial t} - u \frac{\partial H_1}{\partial x} - \frac{1}{\mu_0\mu_1\sigma_1} \frac{\partial^2 H_1}{\partial x^2} = 0, \quad (D-u)t \leq x < \infty, \quad (13)$$

$$\frac{\partial H_2}{\partial t} - \frac{1}{\mu_0\mu_2\sigma_2} \frac{\partial^2 H_2}{\partial x^2} = 0, \quad 0 \leq x \leq (D-u)t, \quad (14)$$

$$H_1(x, 0) = H_0, \quad (15)$$

$$H_2(0, t) = H_0, \quad (16)$$

$$H_1((D-u)t, t) = H_2((D-u)t, t), \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mu_0\sigma_1} \frac{\partial H_1}{\partial x} + H_1\mu_1 \left[D - (D-u) \frac{\mu_2}{\mu_1} \right] \Big|_{x=(D-u)t} &= \\ &= \frac{1}{\mu_0\sigma_2} \frac{\partial H_2}{\partial x} \Big|_{x=(D-u)t}. \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь (13) и (14) — уравнения диффузии магнитного поля для соответствующих областей, (15) и (16) — начальное и граничное условия, (17) и (18) — условия на магнитное и электрическое поля на фронте ударной волны. Такая задача отличается от случая безграничного магнетика влиянием свободной поверхности, которое должно быть существенно на начальной фазе движения ударной волны. Выше было показано, что ударное сжатие магнетика генерирует ток, протекающий перед фронтом волны в несжатом веществе. Напряженность магнитного поля на поверхности полупространства равна напряженности внешнего поля H_0 . Поэтому генерируемый ударной волной ток должен замыкаться равным по величине, но противоположно направленным током, протекающим в сжатом веществе (см. рис. 1). Абсолютное значение тока зависит от времени движения ударной волны. Вхождение ударной волны в магнетик приводит к возникновению больших градиентов напряженности магнитного поля в сжатом веществе, что облегчает диффузию поля из сжатого вещества. По этой причине напряженность магнитного поля на фронте ударной волны оказывается меньше, чем в безграничном магнетике. Со временем, когда толщина сжатого вещества становится значительной, поле на фронте приближается к своему предельному значению, определяемому формулой (11).

Таким образом, вхождение ударной волны в магнетик приводит к возникновению системы двух одинаковых по величине, но противоположно направленных токов. При этом абсолютное значение тока растет со временем.

Детали электромагнитной картины при вхождении ударной волны в магнетик, управляющие параметры и характерные времена могут быть найдены из решения нестационарной задачи (13)–(18).

РЕШЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЗАДАЧИ

Решение задачи (13)–(18) может быть найдено с помощью метода расширения рабочей

области [15, 18]. Процедура решения близка к описанной в [18], поэтому приведем здесь лишь конечный результат.

Напряженность магнитного поля в несжатом веществе

$$H_1(\xi, t) = H_0 + H_0 \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{R_2}{4}\right) \times \\ \times \exp(-\sqrt{R_1}\xi) \int_0^\infty f(\sqrt{R_2}\tau) \operatorname{sh}(\sqrt{R_2}\tau) \times \\ \times \exp(-(\tau + \xi)^2) G(\xi, t, \tau) d\tau, \quad (19)$$

где

$$G(\xi, t, \tau) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \exp\left(-\left(\theta - \frac{\xi\tau}{\theta}\right)^2\right) \times \\ \times \exp\left(-\frac{(R_1 - R_2)\xi^2}{4(\xi^2 + \theta^2)}\right) d\theta. \quad (20)$$

Напряженность магнитного поля в сжатом веществе

$$H_2(x, t) = H_0 + H_0 \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{R_2\varphi^2}{4}\right) \times \\ \times \int_0^\infty f(\sqrt{R_2}\tau) \operatorname{sh}(\sqrt{R_2}\varphi\tau) \exp(-\tau^2) d\tau. \quad (21)$$

В качестве пространственных переменных в (19)–(21) были использованы величины

$$\xi = \frac{x'}{2} \sqrt{\frac{\mu_0\mu_1\sigma_1}{t}}, \quad \varphi = \frac{x}{(D-u)t},$$

где $x' = x - (D-u)t$. Найденное решение зависит от управляющих параметров

$$R_1 = \mu_0\mu_1\sigma_1 D^2 t, \quad R_2 = \mu_0\mu_2\sigma_2 (D-u)^2 t.$$

В уравнениях (19)–(21) функция $f(\tau)$ является решением интегродифференциального уравнения

$$\frac{d}{d\tau} \left[f(\tau) \left(\operatorname{ch}\tau + \sqrt{\frac{\mu_1\sigma_2}{\mu_2\sigma_1}} \operatorname{sh}\tau \right) \right] - \\ - \left(\frac{D}{D-u} \frac{\mu_1}{\mu_2} - 1 \right) f(\tau) \operatorname{sh}\tau + \\ + \sqrt{\frac{\mu_1\sigma_2}{\mu_2\sigma_1}} k \int_0^\tau f(\theta) \operatorname{sh}\theta \frac{J_1(k(\tau-\theta))}{\tau-\theta} d\theta =$$

$$= 2 \left(\frac{D}{D-u} \frac{\mu_1}{\mu_2} - 1 \right) \operatorname{ch}\tau \quad (22)$$

при $f(0) = 0$. Здесь $J_1(\tau)$ — цилиндрическая функция Бесселя первого рода и

$$k^2 = \frac{D^2}{(D-u)^2} \frac{\sigma_1\mu_1}{\sigma_2\mu_2} - 1.$$

Формулы (19)–(21) вместе с уравнением для функции $f(\tau)$ (22) дают полное решение поставленной задачи (13)–(18).

В частном случае $R_1 = R_2$ решение интегродифференциального уравнения (22) может быть найдено явно:

$$f_0(\tau) = \frac{2(\lambda-1)q(\tau)}{\operatorname{ch}\tau + \lambda \operatorname{sh}\tau} \int_0^\tau \frac{\operatorname{ch}\theta}{q(\theta)} d\theta, \quad (23)$$

где

$$q(\tau) = \exp\left(\frac{\lambda\tau}{\lambda+1}\right) (\operatorname{ch}\tau + \lambda \operatorname{sh}\tau)^{-\frac{1}{1+\lambda}},$$

$$\lambda = \frac{D}{D-u} \frac{\mu_1}{\mu_2}. \quad (24)$$

Для этого случая $G(\xi, t, \tau) = 1$.

На рис. 3 показаны распределения напряженности магнитного поля, найденные по формулам (19)–(21) для области несжатого вещества ($\eta > 0$) и области сжатого вещества ($0 \leq \varphi \leq 1$). Для несжатого вещества использована пространственная переменная $\eta = x'/x_* = \mu_0\mu_1\sigma_1 D x'$. Значения $\eta = 0$ (для первой области) и $\varphi = 1$ (для второй) соответствуют фронту ударной волны. При движении ударной волны параметр R увеличивается, поэтому приведенные распределения позволяют проследить характер изменения магнитного поля со временем. Из рис. 3 видно, что экстремум напряженности магнитного поля достигается на фронте ударной волны. Это означает, что поверхностью раздела возникающих токов является фронт ударной волны. В целом найденная электромагнитная картина подтверждает высказанные выше априорные соображения.

Абсолютная величина тока определяется разностью напряженностей магнитного поля на фронте и свободной границе полупространства. На рис. 4 показаны зависимости безразмерного тока I/I_{\max} , генерируемого ударной волной, от параметра R . (Здесь I_{\max} — максимальный ток, достигаемый при $t \rightarrow \infty$.)

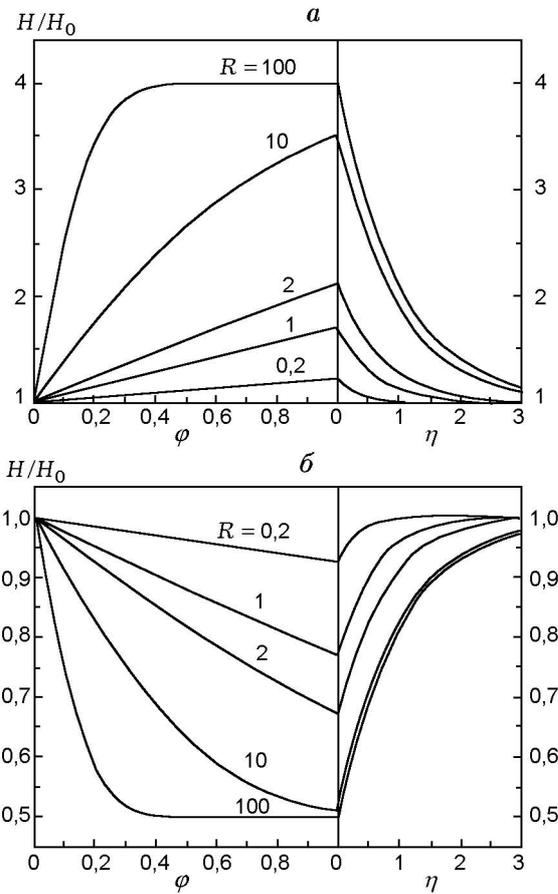


Рис. 3. Распределения напряженности магнитного поля при вхождении ударной волны в магнетик:

$0 \leq \varphi \leq 1$ — область сжатого вещества, $\eta \geq 0$ — несжатого, $\varphi = 1$ и $\eta = 0$ — положение фронта ударной волны; $R_1 = R_2 = R$, $u/D = 0,5$; *a* — уменьшение намагниченности ($\mu_2/\mu_1 = 0,5$), *б* — увеличение намагниченности ($\mu_2/\mu_1 = 4$)

Как видно из рисунка, абсолютное значение тока монотонно растет по мере движения ударной волны. Направление протекающего тока зависит от характера изменения намагниченности. Максимальное значение линейной плотности тока при $R \rightarrow \infty$ находится по формуле (12).

Наглядное представление особенностей картины электромагнитного поля дают асимптотики решения.

АСИМПТОТИКИ ЗАДАЧИ

Асимптотики полученного решения основываются на следующих свойствах функции $f(\tau)$:

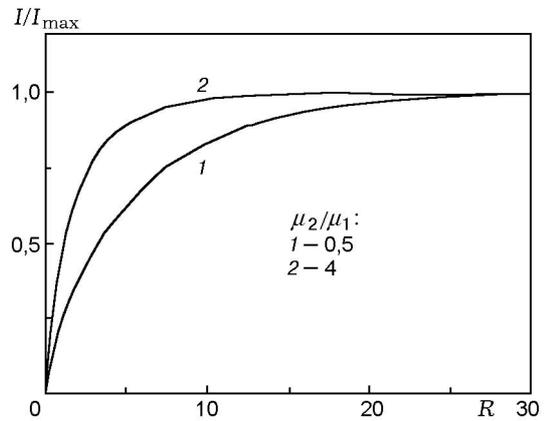


Рис. 4. Зависимость протекающего тока при вхождении ударной волны в магнетик от параметра R :

$R_1 = R_2 = R$, $u/D = 0,5$

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} f(\tau) = \frac{D}{D - u \mu_2} \frac{\mu_1}{\mu_2} - 1,$$

$$f(\tau) = 2 \left(\frac{D}{D - u \mu_2} \frac{\mu_1}{\mu_2} - 1 \right) \tau + o(\tau) \quad \text{при } \tau \rightarrow 0.$$

При $R_1 \rightarrow 0$, $R_2 \rightarrow 0$ (малые времена) напряженность магнитного поля в несжатом веществе

$$H_1(x', t) \approx H_0 + H_0 \left(\frac{D}{D - u \mu_2} \frac{\mu_1}{\mu_2} - 1 \right) \times \times R_2 \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{x'}{2} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_1 \sigma_1}{t}} \right) \right), \quad (25)$$

в сжатом веществе

$$H_2(x, t) \approx H_0 + H_0 \left(\frac{D}{D - u \mu_2} \frac{\mu_1}{\mu_2} - 1 \right) \times \times \mu_0 \mu_2 \sigma_2 (D - u)x. \quad (26)$$

При $R_1 \rightarrow \infty$, $R_2 \rightarrow \infty$ (большие времена) напряженность магнитного поля в несжатом веществе

$$H_1(x', t) \approx H_0 + H_0 \left(\frac{D}{D - u \mu_2} \frac{\mu_1}{\mu_2} - 1 \right) \times \times \exp(-\mu_0 \mu_1 \sigma_1 D x'), \quad (27)$$

в сжатом веществе

$$H_2(x, t) \approx H_0 + H_0 \left(\frac{D}{D - u \mu_2} \frac{\mu_1}{\mu_2} - 1 \right) \times \times \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_2 \sigma_2}{t}} \right). \quad (28)$$

Из приведенных асимптотик ясно, что при малых временах ($R_1 \rightarrow 0$, $R_2 \rightarrow 0$) решение в несжатом веществе определяется функцией ошибок от переменной $\frac{x'}{2} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_1 \sigma_1}{t}}$. Такая переменная возникает в классических задачах диффузии магнитного поля [28]. В сжатом веществе напряженность магнитного поля линейна по координате, так что плотность тока однородна. Из (25), (26) следует, что напряженность магнитного поля на фронте ударной волны равна

$$H_f(t) \approx H_0 + H_0 \left(\frac{D}{D - u} \frac{\mu_1}{\mu_2} - 1 \right) \times \\ \times \mu_0 \mu_2 \sigma_2 (D - u)^2 t, \quad (29)$$

т. е. меняется линейно со временем (растет или уменьшается в зависимости от знака первой скобки в правой части (29)).

Для больших времен ($R_1 \rightarrow \infty$, $R_2 \rightarrow \infty$) напряженность магнитного поля в несжатом веществе падает от фронта волны экспоненциально (27), что совпадает с полученным выше решением для безграничного магнетика (10). При этом напряженность магнитного поля на ударном фронте постоянна. Распределение напряженности магнитного поля в сжатом веществе (28) представляет собой диффузию поля в проводящее полупространство [28]. Основной ток сосредоточен вблизи поверхности, непосредственно за ударным фронтом тока нет.

УПРАВЛЯЮЩИЕ ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРНЫЕ ВРЕМЕНА ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ УДАРНОГО СЖАТИЯ

Найденное решение (19)–(22) определяется управляющими параметрами

$$R_1 = \mu_0 \mu_1 \sigma_1 D^2 t, \quad R_2 = \mu_0 \mu_2 \sigma_2 (D - u)^2 t.$$

Параметр R_1 можно представить в виде отношения двух времен: $R_1 = t / \mu_0 \mu_1 \sigma_1 x_*^2$. Время t характеризует конвективное движение, величина $\mu_0 \mu_1 \sigma_1 x_*^2$ представляет собой время электромагнитной релаксации в проводящем слое толщиной x_* . При движении ударной волны в безграничном магнетике (большое время, $R_1 \gg 1$) ток сосредоточен перед фронтом волны в слое толщиной x_* , в системе отсчета фронта волны распределение напряженности магнитного поля стационарно. Для малого времени движения волны ($R_1 \ll 1$) толщина

токового слоя существенно меньше x_* , а распределение напряженности магнитного поля в несжатом веществе нестационарно. Характерное электродинамическое время для несжатого вещества $t_1 = 1 / \mu_0 \mu_1 \sigma_1 D^2$. Стационарное распределение напряженности магнитного поля формируется в несжатом веществе за время $\approx 10 t_1$.

Параметр R_2 можно представить в виде $R_2 = \mu_0 \mu_2 \sigma_2 x_c^2 / t$. Числитель этого отношения представляет собой время электромагнитной диффузии в сжатом веществе толщиной $x_c = (D - u)t$, а знаменатель — время конвективного движения. Если $R_2 \ll 1$, то в сжатом веществе преобладает диффузия, пространственное распределение напряженности магнитного поля близко к равновесному. При $R_2 \gg 1$ влияние диффузии существенно лишь в области, примыкающей к свободной границе полупространства, а вблизи ударного фронта токов нет. Характерное электродинамическое время для ударно-сжимаемого вещества $t_2 = 1 / \mu_0 \mu_2 \sigma_2 (D - u)^2$. Отрыв фронта ударной волны от волны диффузии происходит за время $\approx 10 t_2$. За это время напряженность магнитного поля на ударном фронте приближается к стационарному значению (11).

Параметры R_1 , R_2 являются управляющими параметрами для класса электродинамических задач с ударными волнами. Они естественным образом обобщают параметры, найденные ранее для немагнитного вещества [15, 18]. Введенным параметрам R_1 , R_2 соответствуют характерные электродинамические времена t_1 , t_2 .

Если $t \ll t_1$, то электромагнитное поле нестационарно в области несжатого вещества. При $t \gg t_1$ поле перед фронтом стационарно при постоянном поле за фронтом (в системе отсчета фронта волны). При $t \ll t_2$ распределение напряженности магнитного поля линейно в сжатом веществе, в этой области протекает однородный ток, растущий со временем. При $t \gg t_2$ ток занимает лишь часть области сжатого вещества.

ЭКСПЕРИМЕНТ И ЕГО АНАЛИЗ

При ударном сжатии железной фольги в известных экспериментах [7, 8] зарегистрированы сигналы сложной формы. Их интерпретация затруднена сложной структурой падающей ударной волны. В описании опытов отсутствуют такие существенные детали эксперимента,

как расположение электродов и толщины образцов.

Нами поставлены эксперименты по ударному сжатию магнитомягкого сплава 80НХС. Поставка опытов следующая. Полоска фольги исследуемого материала (толщина 0,35 мм, ширина 20 мм) располагалась между слоями диэлектрика (гетинакс, толщина 5 мм). Согласно [29] химический состав сплава такой: 80 % Ni, 1,3 % Si, 1 % Mn, 2,8 % Cr, 0,2 % Cu, остальное Fe. По фольге пропусклся постоянный ток ≈ 300 А. Со стороны входящей ударной волны к фольге приваривались электроды (константановые проволочки), которые выводились в плоскости фольги и присоединялись к коаксиальному измерительному кабелю вне зоны действия ударной волны. Нагружение измерительной ячейки проводилось от накладного заряда взрывчатого вещества, состоящего из генератора плоской волны и выравнивающей шашки. Плоская ударная волна распространялась по диэлектрику и далее по исследуемому образцу. Напряжение на электродах регистрировалось цифровым осциллографом С9-27 с временем дискретизации 10 нс. Поставка экспериментов близка к описанной в [19]. Давление падающей ударной волны в гетинаксе составляло ≈ 20 ГПа.

На рис. 5, *a* показана осциллограмма, полученная в одном из опытов с исследуемым материалом. В момент прихода ударной волны на образец А регистрируемое напряжение резко уменьшается, становясь отрицательным. При этом абсолютное значение напряжения столь значительно, что в несколько раз превышает начальное напряжение на образце. После последующего роста и падения напряжение к моменту В устанавливается на новом уровне, близком к начальному. Полученная запись напряжения имеет ряд общих черт с осциллограммой, приведенной в [7, 8]. В обоих случаях регистрируется резкий отрицательный выброс напряжения, после которого устанавливается новый уровень сигнала. В отличие от [7, 8] в наших опытах отрицательный импульс имеет более простую форму, что, по-видимому, связано с простой структурой падающей ударной волны. После отрицательного импульса регистрируется превышение начального уровня сигнала с последующей релаксацией к новому уровню. Такое поведение в [7, 8] не отмечено.

На рис. 5, *б* показана запись напряжения, полученная для тех же условий эксперимента

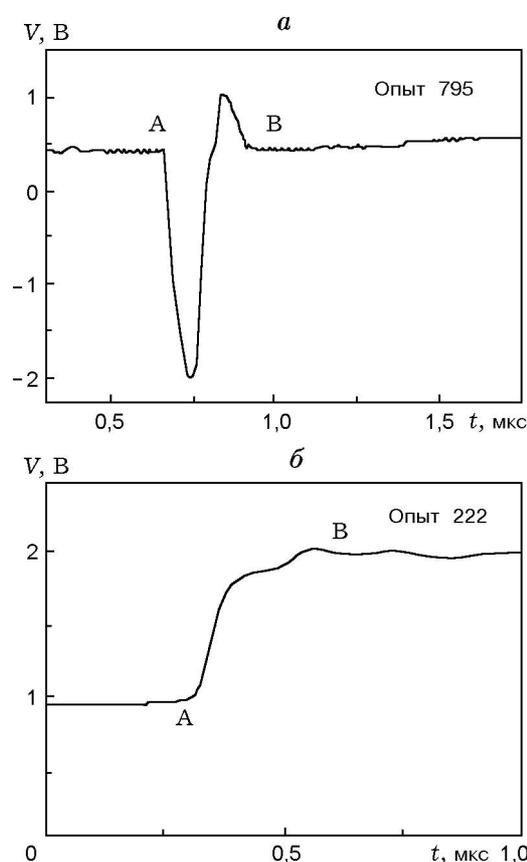


Рис. 5. Осциллограммы опытов по ударному сжатию магнитомягкого сплава 80НХС (*a*) и медной фольги (*б*):

А — момент вхождения ударной волны в образец, В — момент установления нового уровня напряжения; давление падающей ударной волны в диэлектрике ≈ 20 ГПа

при использовании медной фольги (толщина 20 мкм). Как видно из рисунка, в этом случае наблюдается монотонный рост напряжения примерно в 2,1 раза. Аналогичная картина наблюдалась при ударном сжатии алюминиевой фольги (рост напряжения в $\approx 1,7$ раза). Ток через образец остается постоянным, поэтому изменение напряжения обусловлено ростом сопротивления. Рост сопротивления при ударном сжатии немагнитных металлов связан с температурным разогревом и генерацией дефектов кристаллической структуры [30, 31].

В отличие от меди, алюминия, константана [19] и серебра [31] вхождение ударной волны в магнитный материал приводит к появлению значительного отрицательного напряжения. Такое поведение свидетельствует о генерации в образце большого тока, текущего проти-

воположно току от внешнего источника. Можно предположить, что возникновение противотока обусловлено изменением намагниченности магнитомягкого сплава в падающей ударной волне.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ОТКЛИКА МАГНЕТИКА

Для качественного объяснения наблюдаемого сигнала используем сформулированную выше электродинамическую модель. В отличие от рассмотренных задач в эксперименте проводник имеет конечную толщину, а магнитное поле создается протекающим по проводнику током от внешнего источника. Такая постановка приближенно описывается одномерной задачей для напряженности магнитного поля:

$$\frac{\partial H_1}{\partial t} - u \frac{\partial H_1}{\partial x} - \frac{1}{\mu_0 \mu_1 \sigma_1} \frac{\partial^2 H_1}{\partial x^2} = 0, \quad (30)$$

$$Dt \leq x < x_0,$$

$$\frac{\partial H_2}{\partial t} - \frac{1}{\mu_0 \mu_2 \sigma_2} \frac{\partial^2 H_2}{\partial x^2} = 0, \quad ut \leq x \leq Dt, \quad (31)$$

$$H_1(x, 0) = H_0 \left(1 - 2 \frac{x}{x_0}\right), \quad (32)$$

$$H_1(x_0, t) = -H_0, \quad (33)$$

$$H_2(ut, t) = H_0. \quad (34)$$

Здесь (32) — начальное условие, (33), (34) — граничные условия, x_0 — начальная толщина образца. Уравнения (30)–(34) дополняются условиями непрерывности магнитного и электрического полей на ударном фронте (17), (18).

Поставленная задача решалась численно для времени движения ударной волны $0 < t < T$ ($T = x_0/D$ — полное время распространения волны по образцу). Для времени $t > T$ предполагалось, что ударная волна выходит из образца без отражения и происходит электромагнитная релаксация состояния, сформировавшегося при $t = T$.

Решение задачи показывает, что картина электромагнитного поля при сжатии магнетика конечной толщины с током весьма сложна. Это связано с тем, что ударный фронт

движется по образцу в неоднородном магнитном поле. В зависимости от характера изменения намагниченности отклик образца сильно варьируется. На рис. 6 показаны распределения плотности тока в ударно-сжимаемом магнетике, соответствующие разным фазам движения ударной волны. Для расчета приняты следующие параметры: $\mu_0 \mu_1 \sigma_1 D x_0 = 30$, $u/D = 0,15$, $\sigma_2/\sigma_1 = 1$, $\mu_2/\mu_1 = 0,1$. Качественно структуру электромагнитного поля в сжимаемом магнетике можно представить следующим образом.

Вхождение ударной волны в проводник приводит к возникновению системы двух противоположно направленных индукционных токов. Ударный фронт движется по материалу в неоднородном магнитном поле, которое изменяется между границами проводника от H_0 до $-H_0$. При вхождении ударной волны в размагничивающийся образец индукционный ток в несжатом веществе имеет одинаковое направление с током от внешнего источника и противоположное — в сжатом веществе. При $\mu_2/\mu_1 \ll 1$ абсолютная величина индукционного тока столь значительна, что суммарная плотность тока и электрическое поле на поверхности образца оказываются отрицательными. Отмеченные особенности электромагнитной картины видны на рис. 6, а, где показаны распределения плотности тока в магнетике до времени $t/T = 0,6$. Далее фронт ударной волны попадает в область отрицательного магнитного поля и направления индукционных токов меняются. В несжатом веществе индукционный ток противоположен току от внешнего источника (рис. 6, б, $t/T = 0,8$). К моменту выхода ударной волны из образца плотность тока в сжатом веществе положительна, а на правой поверхности проводника плотность тока отрицательна. Таким образом, при вхождении ударной волны в магнетик и при выходе из него вблизи соответствующих поверхностей образца протекают интенсивные противотоки. После прохождения ударной волной образца распределение плотности тока релаксирует к равновесному.

На рис. 6, в показаны расчетные зависимости электрического поля от времени на двух поверхностях проводника. Для одномерной геометрии электрическое поле достаточно просто связано с измеряемым напряжением на поверхности образца [19]. При выбранных расчетных параметрах поведение электрического поля на

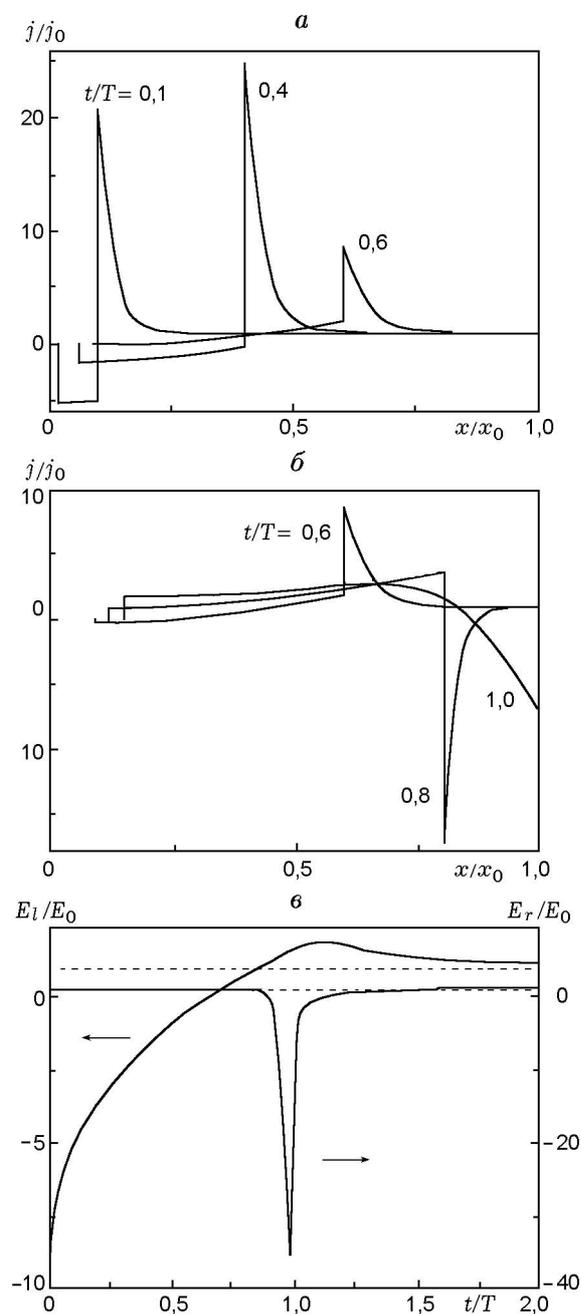


Рис. 6. Результаты численного решения задачи о движении ударной волны в магнетике конечной толщины с током от внешнего источника:

a, б — распределения безразмерной плотности тока j/j_0 по толщине проводника; *в* — временные зависимости безразмерного электрического поля: на поверхности проводника со стороны входящей ударной волны (E_i) и с противоположной стороны (E_r), штриховые прямые — начальный уровень электрического поля

поверхности проводника со стороны входящей ударной волны $E_i(t)$ (левая шкала на рис. 6,в) качественно близко к экспериментальной записи напряжения $V(t)$ (на рис. 5,а): резкое падение от начальной величины до большого по модулю отрицательного значения, далее рост до максимального значения и релаксация к конечному состоянию, определяемому перестройкой электропроводности и сжатием вещества. Наиболее существенное различие между кривыми $E_i(t)$ и $V(t)$ соответствует моменту вхождения ударной волны в образец. Для используемой модели в этот момент времени напряженность электрического поля на поверхности проводника резко падает. В эксперименте наблюдается относительно медленное уменьшение напряжения (≈ 70 нс). Неплоскостность волны в данной экспериментальной постановке составляет ≈ 30 нс, поэтому расхождение между модельной и экспериментальной зависимостями может быть связано с динамикой фазового перехода образца в немагнитное состояние.

Как видно из рис. 6,в, поведение электрического поля отличается на разных поверхностях проводника. Это подтверждено в выполненных экспериментах, где использовалось различное подсоединение электродов к образцу. Сопоставление записи напряжения $V(t)$ и электрического поля $E_r(t)$ на поверхности проводника, противоположной входящей ударной волне, затруднено более резким характером сигнала и влиянием краевых эффектов. Отсутствие данных о толщине образцов в [7, 8] не позволяет сопоставить приводимую авторами осциллограмму с нашей моделью. Вместе с тем основная особенность экспериментальной записи напряжения — резкий отрицательный выброс — воспроизводится на рис. 6,в.

Таким образом, использованная электродинамическая модель позволяет качественно воспроизвести основные черты осциллограмм опытов с магнитомягким сплавом. Полученная экспериментальная запись напряжения свидетельствует об ударном размагничивании материала. Время перехода сплава в состояние с малой намагниченностью достаточно мало (< 70 нс).

Механизмом ударно-индуцированного размагничивания сплава может быть фазовый переход второго рода. При ударном сжатии температура сплава растет, а температура Кюри снижается. При нормальных условиях температура Кюри сплава 80НХС составляет 330°C

[29]. При сжатии NiFe сплавов температура Кюри существенно падает [3, 5, 8, 12]. Давление ударной волны в гетинаксе составляет ≈ 20 ГПа. При вхождении в никель (главный компонент сплава 80НХС) давление возрастает до 44 ГПа. Ударное сжатие никеля при таком давлении сопровождается нагревом на $\approx 210^\circ$ [32]. Таким образом, уменьшение намагниченности исследуемого сплава может быть результатом совместного действия ударного нагрева и понижения температуры Кюри при сжатии.

ОБСУЖДЕНИЕ

Выполненный анализ электромагнитных процессов при ударном сжатии магнетика основывается на методе решения уравнения теплопроводности с подвижной границей [15–18]. Этот метод показал свою эффективность, позволив найти управляющие параметры задачи R_1 , R_2 . Параметры R_1 , R_2 имеют важное значение, характеризуя решение всего класса электродинамических задач с ударными волнами [13–20]. Найденная физическая картина имеет ряд общих черт со случаем немагнитного проводника. Вместе с тем отличия картины для магнитного материала достаточно существенны и не сводятся к изменению коэффициента электромагнитной диффузии в μ раз, как может показаться на первый взгляд. Перестройка магнитной проницаемости μ_2/μ_1 входит отдельно в граничное условие на фронте ударной волны (18). Поэтому электродинамические процессы зависят как от произведения $\mu_i\sigma_i$, так и от отношения μ_2/μ_1 . В зависимости от μ_2/μ_1 напряженность магнитного поля в сжатом веществе может быть больше или меньше внешнего поля. В случае немагнитного проводника электромагнитная картина зависит от отношения электропроводностей сжатого и несжатого веществ σ_2/σ_1 . Для магнетика в число параметров задачи дополнительно входит перестройка магнитной проницаемости μ_2/μ_1 . При ударном сжатии металлов без фазовых переходов значение σ_2/σ_1 обычно не слишком отличается от единицы. Полагая ее известной, из экспериментальной записи напряжения можно попытаться оценить отношение μ_2/μ_1 . Технология измерений магнитной проницаемости в этом случае аналогична [19] — сопоставление экспериментальной записи и ряда модельных зависимостей, соответствующих различным значениям неизвестной

величины. Количественное определение параметров сжатого состояния возможно потребует учета изменения намагниченности вещества перед ударным фронтом. Используя предложенную выше модель, можно сделать ряд качественных выводов о поведении намагниченности магнитных материалов при сжатии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулирована простая электродинамическая модель ударного сжатия магнетика. Определена структура токовых волн при изменении электропроводности и намагниченности проводника в ударной волне. Найденные управляющие параметры и определяющие времена характерны для всего класса электродинамических задач с ударными волнами. Из выполненного анализа как частные случаи вытекают решения задач о структуре электромагнитного поля при переходах диэлектрик — металл [15], металл — диэлектрик, металл — металл [18]. Предложенная электродинамическая модель может быть полезна для диагностики ударно-волновых явлений в магнитных материалах.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Royce E. B.** Anomalous shock-induced demagnetization of nickel ferrite // *Appl. Phys.* 1966. V. 37, N 11. P. 4066–4070.
2. **Besancon J. E., Champetier J. L., Leclanche Y., et al.** Ferromagnetic transducers // *Megagauss Magnetic Field Generation by Explosives and Related Experiments* / H. Knoepfel, F. Herlach (Eds). Brussels, 1966. P. 331–347.
3. **Graham R. A.** Pressure dependence of the magnetization on invar and selectron from 30–450 kbar // *Appl. Phys.* 1968. V. 39, N 2. P. 437–439.
4. **Shaner J. W., Royce E. B.** Shock-induced demagnetization of YIG // *Appl. Phys.* 1968. V. 39, N 2. P. 492–495.
5. **Wayne R. C.** Effect of hydrostatic and shock-wave compression on the magnetization of a 31,4 at. % NiFe alloy // *Appl. Phys.* 1969. V. 40, N 1. P. 15–22.
6. **Wong J. Y.** Double-shock method for detecting pressure limits of magnetic phase transitions // *Appl. Phys.* 1969. V. 40, N 4. P. 1789–1791.
7. **Keeler R. N., Mitchell A. C.** Electrical conductivity, demagnetization and the high-pressure phase transition in shock-compressed iron // *Solid State Communication.* 1969. V. 7. P. 271–274.

8. **Ройс Е.** Свойства магнитных материалов при ударном сжатии // Физика высоких плотностей энергий / Под ред. П. Калдирыла, Г. Кнопфеля. М.: Мир, 1974. С. 143–158.
9. **Grady D. E.** Method for shock-wave investigation of magnetic materials // Rev. Sci. Instrum. 1972. V. 43, N 5. P. 800–804.
10. **Новиков В. В., Минеев В. Н.** Ударное сжатие и магнитные эффекты в магнитодиэлектрике на основе железа // ЖЭТФ. 1974. Т. 67, вып. 4(10). С. 1141–1146.
11. **Киселев А. Н.** К магнитным измерениям в ударных волнах // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11, № 6. С. 945–952.
12. **Graham R. A.** Solids under high-pressure shock compression. New York: Springer-Verlag, 1993. P. 221.
13. **Гилев С. Д.** Ударно-индуцированные волны проводимости в металлических образцах // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 4. С. 109–116.
14. **Гилев С. Д.** Ударно-индуцированные волны проводимости в проводнике, помещенном во внешнее магнитное поле // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 6. С. 116–122.
15. **Гилев С. Д., Михайлова Т. Ю.** Токовая волна при ударном сжатии вещества в магнитном поле // Журн. техн. физики. 1996. Т. 66, вып. 5. С. 1–9.
16. **Гилев С. Д., Михайлова Т. Ю.** Электромагнитные процессы в системе проводников, формируемой ударной волной // Журн. техн. физики. 1996. Т. 66, вып. 10. С. 109–117.
17. **Гилев С. Д.** Токовые волны, генерируемые ударным сжатием конденсированного вещества в магнитном поле // Хим. физика. 1998. Т. 17, № 2. С. 38–51.
18. **Гилев С. Д., Михайлова Т. Ю.** Электромагнитное поле и токовые волны в проводнике, сжимаемом ударной волной в магнитном поле // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 6. С. 153–163.
19. **Гилев С. Д.** Применение электромагнитной модели для диагностики ударно-волновых процессов в металлах // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 2. С. 121–127.
20. **Гилев С. Д., Михайлова Т. Ю.** Электромагнитное поле при ударном сжатии проводника с током // Журн. техн. физики. 2002. Т. 72, вып. 7. С. 21–27.
21. **Биченков Е. И.** Электромагнитное поле и токовые волны, генерируемые при входе ударной волны в проводящий образец с поперечным магнитным полем // ПМТФ. 1997. № 2. С. 19–25.
22. **Биченков Е. И.** Электродинамические эффекты, сопровождающие распространение токонесущих ударных волн в поперечном магнитном поле // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 6. С. 146–152.
23. **Тамм И. Е.** Основы теории электричества. М.: Наука, 1989.
24. **Бюргерс Ж. М.** Проникание ударной волны в магнитное поле // Магнитная гидродинамика: Материалы симпозиума. М.: Атомиздат, 1958.
25. **Забабахин Е. И., Нечаев М. Н.** Ударные волны поля и их кумуляция // Журн. эксперим. и теор. физики. 1957. Т. 33, вып. 2 (8). С. 442–450.
26. **Бай Ши-И.** Магнитная газодинамика и физика плазмы. М.: Мир, 1964.
27. **Куликовский А. Г., Любимов Г. А.** Магнитная гидродинамика. М.: Физматгиз, 1962.
28. **Кнопфель Г.** Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.
29. **Справочник** по электротехническим материалам / Под ред. Ю. В. Коричко, В. В. Пасынкова, Б. М. Тареева. Ленинград: Энергоатомиздат, 1988. Т. 3.
30. **Килер Р.** Электропроводность конденсированных сред при высоких давлениях // Физика высоких плотностей энергий / Под ред. П. Калдирыла, Г. Кнопфеля. М.: Мир, 1974. С. 120–142.
31. **Dick J. J., Styris D. L.** Electrical resistivity of silver foils under uniaxial shock-wave compression // J. Appl. Phys. 1975. V. 46, N 4. P. 1602–1617.
32. **Физика взрыва** / Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович, Р. П. Челышев, Б. И. Шехтер. М.: Наука, 1975.

Поступила в редакцию 19/VI 2002 г.