

01

Диффузия импульсного поля и электромагнитные силы в ферромагнетиках

© Ю.Э. Адамьян, Е.А. Вырва, С.И. Кривошеев, В.В. Титков

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: ksi.mgd@spb.stu.ru

(Поступило в Редакцию 11 мая 2012 г. В окончательной редакции 14 января 2013 г.)

Рассмотрены автомодельные решения распределения магнитного поля внутри проводящего ферромагнетика, имеющего нелинейную магнитную проницаемость. Рассчитана скорость проникновения магнитного поля при различных моделях ферромагнитных свойств проводника. С помощью тензора Максвелла получены уравнения для объемных сил, учитывающие возможность насыщения ферромагнетика. В рамках модели Прейсаха получено численное решение распределения магнитной индукции и плотности объемной силы внутри ферромагнитного проводника с учетом гистерезиса.

Импульсные магнитные поля (ИМП) достаточно широко используются для силового воздействия на проводники в технологических и исследовательских установках различного назначения [1]. Вопросы оценок и расчета сил, создаваемых ИМП в немагнитной среде, хорошо изучены [2,3]. При этом хорошо исследованы режимы, когда глубина проникновения электромагнитного поля много меньше толщины проводника — режим резкого поверхностного эффекта. Особенности проникновения поля в проводник в этом случае позволяют для проводника простой формы использовать при оценке силового воздействия так называемое магнитное давление — давление на поверхности проводника, эквивалентное по силовому воздействию распределенной в его объеме электромагнитной силе.

Если проводящая среда обладает ферромагнитными свойствами, что характерно для таких распространенных конструктивных материалов, как стали, то режим проникновения импульсного поля в проводник становится иным. Наибольшие сложности для описания диффузии поля в проводник имеют место в случае нелинейной связи индукции и напряженности магнитного поля в проводнике $B(H)$, которая проявляет себя в сталях при значении индукции, составляющей несколько единиц Тесла.

Также видоизменяется и подход к расчету сил в случае среды с ферромагнитными свойствами. Наряду с силой Ампера, которая в расчете на единицу объема проводника дается формулой

$$\mathbf{f} = \mathbf{j} \times \mathbf{B},$$

где \mathbf{j} — вектор плотности тока, в теле и на поверхности проводника возникают магнитные силы, связанные с наличием пространственного градиента магнитной проницаемости μ . Изменение этой характеристики в толще проводника связано с режимом диффузии магнитного поля, определяемым амплитудными и временными параметрами импульса магнитного поля. Вместе с тем целесообразно наряду с попытками описания рассмат-

ваемых явлений наиболее общим образом рассмотреть задачи, допускающие упрощенный анализ в практически важных частных случаях. Далее рассматриваются режимы проникновения магнитного поля и силы в одномерном случае, когда характеристики полей зависят лишь от одной пространственной переменной.

Особенности проникновения электромагнитного поля в плоское проводящее полупространство изучалось ранее рядом авторов [2,3]. Аналитическое исследование процесса диффузии импульсного магнитного поля в проводник с нелинейными свойствами связано прежде всего с попытками получения автомодельных решений аналогично задачам о тепловых волнах, рассмотренных еще в 40–50-х годах прошлого века Я.Б. Зельдовичем, А.С. Компанейцем, Г.И. Баренблаттом [4].

Уравнение одномерной диффузии магнитного поля в плоское проводящее ферромагнитное полупространство имеет вид

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho}{\mu_D} \frac{\partial B}{\partial x} \right),$$

где ρ — электрическое сопротивление материала, и отличается от линейного случая наличием зависящей от величины поля дифференциальной магнитной проницаемости $\mu_D = dB/dH = f(B)$ вместо ее постоянного значения. Применяя степенную аппроксимацию кривой намагничивания, с хорошей точностью описывающую, в частности, магнитные свойства сталей

$$B(H) = B_S \left(\frac{H}{H_S} \right)^\alpha, \quad (1)$$

где параметры $B_S = 1.46$ Т, $H_S = 2000$ А/м и $\alpha = 0.22$ соответствуют кривой намагничивания листовой стали, нетрудно свести уравнение диффузии к хорошо изученному в работе [4] виду

$$\frac{\partial B}{\partial t} = K \frac{\partial}{\partial x} \left(B^\beta \frac{\partial B}{\partial x} \right), \quad (2)$$

где

$$\beta = \frac{(1-\alpha)}{\alpha}, \quad K = \frac{\rho}{\mu_S B_S^\beta}, \quad \mu_S = \frac{B_S}{H_S}.$$

Существует ряд автомодельных решений последнего уравнения, наиболее простое из которых описывает режим постоянной индукции B_0 на поверхности проводника [4]

$$B = B_0 \left(1 - \frac{x^2}{x_f^2} \right)^{1/\beta}. \quad (3)$$

При этом распределение индукции по толщине проводника для случаев линейной и нелинейной зависимости $B(H)$ существенно отличается. Если в линейном случае затухание поля в глубине проводника описывается функцией $\exp(-x)^2$, то для ферромагнитного проводника при наличии насыщения характерно резкое возрастание наклона кривой распределения при приближении значения индукции к нулю. Данное явление совершенно аналогично тепловым волнам, подробно рассмотренных в книгах [4,5]. Полученные в упомянутых работах для ряда сочетаний граничных условий решения уравнения типа (3) позволяют заключить, что распределение индукции в сечении проводника, характеризуемого кривой намагничивания, существенно отличается от случая постоянной магнитной проницаемости наличием выраженного волнового фронта, т.е. конечного значения координаты x_f , для которого при $x > x_f$ магнитное поле тождественно равно нулю.

Для оценки скорости распространения волны применительно к реальным условиям более удобно использовать автомодельное решение уравнение типа (2) при конечном темпе нарастания индукции на поверхности проводника в виде степенной функции времени

$$B(0, t) = B_m \left(\frac{t}{t_m} \right)^{1/\beta}.$$

Решение для данного граничного условия приводится, в частности, в книге [5]. В принятых здесь обозначениях будем иметь

$$B(x, t) = \frac{B_m}{t_m^{1/\beta}} \left(\frac{\beta \mu_s t_m}{\rho} \right)^{1/2\beta} \left(\frac{B_s}{B_m} \right)^{1/2} (vt - x)^{1/\beta},$$

где скорость распространения волны постоянна и равна

$$v = \sqrt{\frac{\rho}{\beta \mu_s t_m} \left(\frac{B_m}{B_s} \right)^\beta}. \quad (4)$$

В предельном случае линейной среды $\alpha \rightarrow 1$. В этом случае $\beta \rightarrow 0$ и $v \rightarrow \infty$, т.е. решение приобретает характер линейной диффузии и теряет признаки бегущей волны.

В ряде случаев для аппроксимации кривой намагничивания более удобной является зависимость вида

$$B(H) = \begin{cases} \mu_1 H, & H \leq H_1, \\ (H - H_1)\mu_2 + \mu_1 H_1, & H > H_1. \end{cases} \quad (5)$$

В работе [6] было получено автомодельное решение для кривой намагничивания заданной функцией (5) при

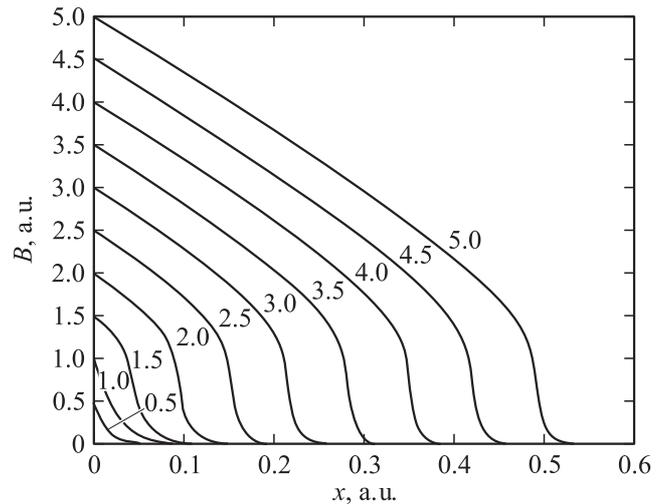


Рис. 1. Распределение индукции по толщине ферромагнетика при линейном законе нарастания напряженности магнитного поля на его поверхности при различных значениях безразмерного времени.

граничном условии специального вида, для которого также характерно мгновенное включение поля на границе. Кроме того, в упомянутой работе значение скорости v не удается выразить непосредственно через параметры, характеризующие магнитные и электрические свойства среды.

Полезной для практических целей является оценка скорости проникновения поля в проводящий ферромагнетик на основе решения уравнения диффузии поля при линейном нарастании напряженности поля на поверхности во времени $H(0, t) = \dot{H}_0 t$, в большей степени отвечающего реальным условиям. В отличие от рассмотренной выше степенной зависимости в этом случае скорость нарастания поля на поверхности остается конечной при $t \rightarrow 0$. При линейном росте индукции на поверхности численное решение уравнения диффузии поля в среде со свойствами (5) также оказывается автомодельным с постоянным значением скорости распространения волны (рис. 1).

Для получения универсальной оценки скорости распространения поля в ферромагнетик целесообразно использовать безразмерную форму уравнения диффузии для среды с магнитными свойствами, описываемыми формулами (5):

$$\frac{\partial b}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu_r} \frac{\partial b}{\partial y} \right),$$

где

$$b = \frac{B}{B_1}, \quad \tau = \frac{t B_1}{B_0}, \quad B_1 = \mu_1 H_1, \\ y = \frac{x}{\sqrt{(\rho B_1)/(\mu_2 B_0)}}, \quad \mu_r = \begin{cases} \frac{\mu_1}{\mu_2}, & b < 1, \\ 1, & b \geq 1, \end{cases}$$

где μ_1 и μ_2 соответствуют аналогичным значениям в формуле (5).

Безразмерное граничное условие при линейном законе нарастания индукции имеет вид $b(0, \tau) = \tau$. Таким образом, единственным безразмерным параметром, определяющим распределение безразмерной индукции, является μ_1/μ_2 . Поэтому скорость распространения волны индукции в толщу проводника может быть представлена в виде $v/v_b = f(\mu_1/\mu_2)$, где базисное значение скорости $v_b = \sqrt{(\rho \dot{B}_0)/(\mu_2)}$. Численные решения безразмерного уравнения диффузии при различных значениях μ_1/μ_2 для вычисления скорости волны обобщаются формулой

$$v = \sqrt{\frac{\rho \dot{B}_0}{\mu_2 B_1}} \left(\frac{\mu_1}{\mu_2}\right)^{0.25}. \quad (6)$$

Для упомянутой выше листовой стали параметры билинейной аппроксимации составляют $\mu_1 4000\mu_0$ при $\rho = 10^{-7} \Omega\text{m}$, $B_s = 1 \text{ T}$, $\mu_2 = 220\mu_0$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$. При этом формулы (5) и (6) дают близкие численные оценки скорости распространения волны индукции при различных временах нарастания t_m до характерного значения индукции $B_m = 2 \text{ T}$. При изменении t_m в интервале $10^{-5} - 10^{-3} \text{ s}$ скорость волны составит соответственно $0.26 - 2.6 \text{ m/s}$. Если максимальное значение индукции заметно превосходит индукцию насыщения стали $1 - 2 \text{ T}$, скорость проникновения поля в ферромагнетик значительно возрастает. В частности, при $B_m = 5 \text{ T}$ для того же интервала изменения времени нарастания имеем $v = 1 - 13 \text{ m/s}$ при линейном росте индукции на поверхности и $v = 3 - 30 \text{ m/s}$ при степенном законе. В общем случае способ определения зависимости v от H , заданный по формуле (5), дает более высокую оценку распространения волны, поскольку она получена для условий существенно большей скорости нарастания поля в начальный момент времени по сравнению с линейным законом.

В случае проводника с линейными магнитными свойствами ($\mu = \text{const}$) распределение индукции утрачивает характер бегущей волны. При этом индукция насыщения $B_1 \rightarrow \infty$ и из (6) имеем $v \rightarrow 0$. Заметим также, что линейной зависимости $B(H)$ соответствует также и случай $B_1 \rightarrow 0$ (немагнитная среда). В этом случае асимптотика последней формулы аналогична (5), которая дает в линейном пределе $v \rightarrow \infty$, поэтому понятие скорости волны индукции имеет смысл только для нелинейной среды.

Рассмотрим электромагнитную силу, возникающую в проводящем ферромагнетике в условиях рассматриваемого здесь резкого поверхностного эффекта, когда имеет место плоская электромагнитная волна, распространяющаяся вдоль оси x . В соответствии с основными положениями термодинамики при изотермическом процессе совершается механическая работа A , равная убыли свободной энергии F : $dA = -dF$. При изотермическом процессе в пренебрежении сжимаемостью среды единственной изменяемой составляющей свободной энергии будет ее магнитная компонента, равная в расчете на

единицу объема [7]

$$W = \int_0^B H dB.$$

Рассмотрим слой ферромагнетика, достаточно тонкий, чтобы рассчитать распределение полей в его пределах постоянными. При изменении толщины слоя на малую величину dx свободная энергия, заключенная в таком слое единичной площади, изменится на величину

$$dF = \left[\int_0^B H dB \right] dx = -dA.$$

В то же время работа деформации слоя составит $dA = \sigma_{xx} dx$, где σ_{xx} — компонента тензора напряжений. Приравняв выписанные выражения для dA , получим формулу для нормального к поверхности слоя механического напряжения

$$\sigma_{xx} = - \int_0^B H dB.$$

Объемная плотность электромагнитной силы может быть найдена из последнего выражения по известной формуле [8]

$$f_x = \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x}.$$

Откуда имеем

$$f_x = - \frac{\partial}{\partial x} \int_0^B H dB. \quad (7)$$

В частном случае среды с линейными магнитными свойствами ($B = \mu H$, $\mu = \text{const}$) из последних формул получаем хорошо известные выражения для плотности электромагнитной силы при одномерной диффузии электромагнитного поля в плоский проводник $f_x = -B \partial H / \partial x$. Интегрируя плотность распределения электромагнитной силы по оси x на отрезке $[0; +\infty]$, рассчитаем „магнитное давление“

$$P_{\mu i} = \int_0^\infty f_x dx = \int_0^{B_0} H dB,$$

где B_0 — индукция в ферромагнетике в точке $x = 0$. Вместе с тем индукция магнитного поля в точке $x = 0$ испытывает скачок при переходе из проводника в вакуум, если магнитные характеристики, например магнитная проницаемость μ , различаются. Рассмотрим тонкий слой Δ , охватывающий границу ферромагнетик-вакуум, расположенную в точке $x = 0$, и проинтегрируем в этом слое объемную плотность электромагнитной силы.

Поскольку в вакууме $B = \mu_0 H$, то имеем

$$P_{\mu e} = \left[\int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} f_x dx \right]_{\Delta \rightarrow 0} = - \int_0^{B_0} H dB + \int_0^{\mu_0 H_0} H dB$$

$$= \frac{\mu_0 H_0^2}{2} - \int_0^{B_0} H dB.$$

Магнитное давление $P_{\mu e}$ возникает вследствие наличия градиента магнитных свойств на границе раздела сред. Полное магнитное давление составит сумму „внутреннего“ $P_{\mu i}$ и „градиентного“ $P_{\mu e}$:

$$P_{\mu} = P_{\mu i} + P_{\mu e} = \frac{1}{2} \mu_0 H_0^2.$$

Отсюда следует, что интегральное силовое воздействие на ферромагнетик при падении плоской волны и резком поверхностном эффекте не зависит от его магнитных свойств и определяется только вакуумным магнитным полем на его поверхности. Заметим, однако, что сказанное справедливо в случае, когда вектор напряженности магнитного поля параллелен поверхности проводника. При более сложной конфигурации магнитного поля результирующая сила в зависимости от условий может быть как отталкивающей, так и притягивающей [1].

Следует отметить, что компенсирующие друг друга составляющие в выражениях для $P_{\mu e}$ и $P_{\mu i}$ существенно больше остающегося члена $\mu_0 H_0^2/2$, поскольку магнитная проницаемость ферромагнетика в сотни раз выше μ_0 . Это означает, что если в процессе диффузии знакопеременного внешнего магнитного поля в ферромагнетик мгновенное значение H на его поверхности становится равным нулю, нулевой баланс полной силы достигается только за счет распределения „внутреннего магнитного давления“, существенно превосходящего $\mu_0 H_0^2/2$. При этом в теле проводника реализуется знакопеременное распределение плотности объемной силы, обеспечивающее равенство нулю соответствующего интеграла. Механические явления, возникающие в твердых телах при интегрально сбалансированной распределенной знакопеременным образом нагрузке, хорошо известны. Это, например, стрикционные явления, волны температурных напряжений [9]. Отмеченная выше относительно высокая интенсивность „внутреннего магнитного давления“ при формировании знакопеременного распределения электромагнитной силы в проводнике может наряду с известными магнитострикционными эффектами стать причиной волновых явлений в массивных ферромагнетиках.

При анализе диффузии импульсного знакопеременного магнитного поля с максимальной индукцией, превышающей индукцию насыщения B_S в проводящий ферромагнетик, следует принимать во внимание гистерезисные явления. При этом после окончания импульса магнитного поля остаточное намагничивание, распределенное в скин-слое, может повлиять на характер взаи-

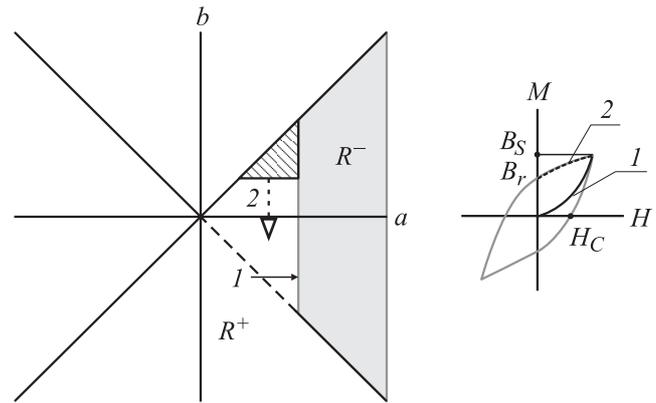


Рис. 2. Вычисление намагниченности интегрированием в плоскости Прейсаха: 1 — восходящая ветвь, 2 — нисходящая ветвь.

модействия ферромагнетика при воздействии повторных импульсов.

В рамках настоящей работы на основе численного решения уравнения магнитной диффузии для напряженности магнитного поля H в плоский проводящий ферромагнетик

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{1}{\mu_D(H)} \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho \frac{\partial H}{\partial x} \right)$$

анализируются электромагнитные процессы с учетом гистерезиса.

Для описания зависимости $B = f(H)$ в условиях гистерезиса воспользуемся моделью Прейсаха [10]. Согласно этой модели, намагниченность материала M в расчете на единицу объема ферромагнетика определяется совокупностью магнитных моментов элементарных доменов, которые могут находиться в одном из двух состояний m_1 и m_2 . Каждый домен переключается скачком из состояния m_1 в состояние m_2 при достижении напряженностью магнитного поля $H = a$. Обратное переключения домена при уменьшении напряженности происходит при уменьшении напряженности в точке $H = b$. Если задаться некоторой функцией распределения переключающих полей совокупности доменов $S(a, b)$, то полная намагниченность M может быть рассчитана как разность интегралов по площади в плоской системе координат a, b — плоскости Прейсаха (рис. 2) [11]

$$M = \int_{R^+} S(a, b) da db - \int_{R^-} S(a, b) da db. \quad (8)$$

Распространенной аппроксимацией функции распределения полей переключения магнитных моментов в модели Прейсаха является функция Гаусса $S(a, b) = \exp(-a^2 + b^2)/\Delta^2$. В качестве примера на рис. 2 графически показано вычисление намагниченности на участке начального намагничивания и на участке размагничивания. Модель Прейсаха дает удобное непрерывное описание процессов намагничивания–размагничивания

при несимметричных кривых изменения тока, описывая любые частные петли гистерезиса.

В соответствии с представленной схемой намагниченность в некотором текущем состоянии может быть представлена как совокупность этапов

$$M(t) = -E(a_0, b_0) + \sum_{k=1}^K [E(a_k, b_{k-1}) - E(a_k, b_k)],$$

где $E(a, b)$ — функция Эверетта, получаемая численным интегрированием гауссового распределения плотности магнитных моментов в (8), a_0, b_0 — соответствуют начальной точке кривой намагничивания, a_k, b_k — задают последовательность возрастания и убывания напряженности магнитного поля соответственно. Функцию Эверетта табулируют и используют при численных расчетах, применяя интерполяционные процедуры [12].

При выполнении численных расчетов можно избежать табулирования и интерполяции функции Эверетта, если использовать ее производную

$$DE(a, b) = \frac{dE(a, b)}{da} = \exp\left(-\frac{a^2}{\Delta^2}\right) \int_b^a \exp\left(-\frac{y^2}{\Delta^2}\right) dy.$$

Тогда текущее значение намагниченности можно искать с помощью выражений

$$M(a) = M(b) + g \int_b^a DE(x, b) dx$$

при возрастающем $a = H/H^*$ и

$$M(a) = M(b) - g \int_b^a DE(x, b) dx$$

при убывающем a . Коэффициент $g = 2$ при $b = 0$ и $g = 1$ на остальных участках интегрирования (рис. 2).

Выражение для индукции с учетом намагниченности имеет вид

$$B = \mu_0 H + M.$$

Из последнего выражения найдем применяемую здесь дифференциальную магнитную проницаемость

$$\mu_D(H) = \frac{dB}{dH} = \mu_0 + \frac{dM}{dH} = \mu_0 \pm g \frac{B^*}{H^*} DE\left(\frac{H}{H^*}, \frac{H_i}{H^*}\right),$$

где H^*, B^* — нормировочные постоянные, определяемые основной петлей гистерезиса конкретного ферромагнетика, H_i — точка смены направления изменения H . Индукция магнитного поля в проводнике связана с напряженностью магнитного поля через дифференциальную магнитную проницаемость соотношением

$$B = \int_0^H \mu_D(H) dH.$$

В качестве примера рассмотрим ферромагнетик с параметрами (рис. 2): $H_C = 700$ А/м, $B_r = 0.5$ Т, $B_S = 1.1$ Т, характерными для трубных сталей. Нормировочные постоянные петли при $\Delta = 2$ составляют $H^* = 1000$ А/м, $B^* = 0.35$ Т. Несимметричная петля намагничивания возникает, в частности, при действии на поверхности проводника колебательного затухающего импульса напряженности магнитного поля

$$H_0(t) = H_m \exp(-\delta t) \sin(\omega t).$$

Для рассматриваемого примера $H_m = 1.5 \cdot 10^4$ А/м, $\delta = 2000$ с⁻¹, $\omega = 10^4$ 1/с. На рис. 3 построены расчетные распределения индукции по толщине ферромагнетика для моментов времени, соответствующих максимумам колебательного импульса напряженности на поверхности. Можно обратить внимание на формирование в дальней зоне скин-слоя $x \approx 0.4$ мм зоны остаточного намагничивания с индукцией порядка 1 Т. Характерная для резкого поверхностного эффекта сильная неоднородность в распределении полей по толщине проводника порождает существенные качественные и количественные различия в гистерезисных явлениях, протекающих в скин-слое (рис. 4).

Построенные на рис. 4 динамические петли гистерезиса являются несимметричными вследствие наличия затухания импульса внешнего поля. Кроме того, по мере удаления от поверхности зависимости рис. 5 показывают появление остаточного намагничивания. В частности, на

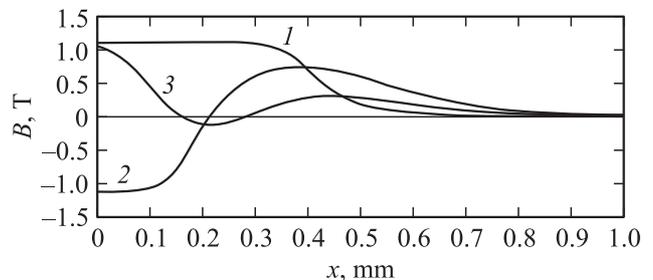


Рис. 3. Распределение индукции по толщине проводящего ферромагнетика в различные моменты времени t , ms: 1 — 0.15, 2 — 0.45, 3 — 0.75.

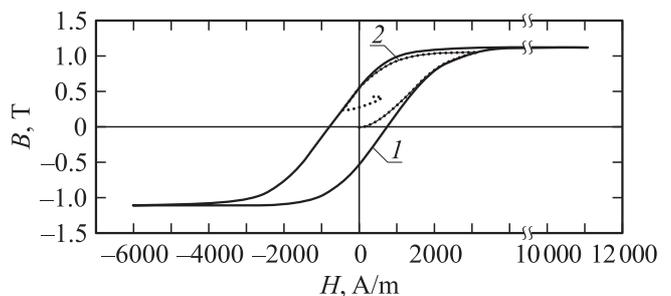


Рис. 4. Динамические кривые намагничивания на различном удалении x от поверхности проводящего ферромагнетика в процессе диффузии колебательного затухающего импульса магнитного поля: 1 — 0.2, 2 — 0.4 мм.

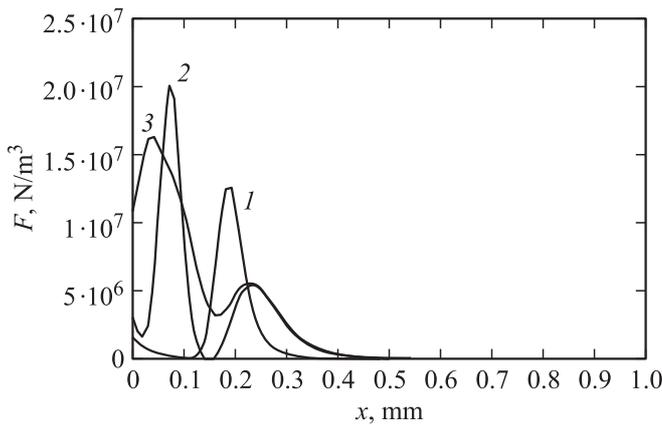


Рис. 5. Распределение плотности объемной электромагнитной силы по толщине проводящего ферромагнетика в различные моменты времени t , ms: 1 — 0.15, 2 — 0.45, 3 — 0.75.

удалении от поверхности 0.4 mm наблюдается остаточная индукция 0.5 Т. В приведенных на рис. 3 и 5 распределениях наблюдается характерное для ферромагнетиков явление — увеличение глубины проникновения при возрастании индукции магнитного поля. Коэффициент магнитной диффузии

$$D_\mu = \frac{\rho}{\mu_D(H)}$$

возрастает при росте H вследствие убывания дифференциальной магнитной проницаемости. Поэтому на кривых упомянутых рисунков наибольшая глубина проникновения наблюдается в момент времени 0.15 ms, когда напряженность магнитного поля на поверхности ферромагнетика достигает наибольшего значения. Скорость проникновения волны индукции в течение первого полупериода колебаний поля на границе, согласно рис. 3, составляет около 3.3 m/s. Если для аппроксимации основной кривой намагничивания рассматриваемой стали (рис. 4) использовать билинейную зависимость (7) с параметрами $\mu_1 = 290\mu_0$, $\mu_2 = \mu_0$, $H_1 = 3000$ А/м, то, согласно формуле (8), имеем близкую оценку скорости волны 3.7 m/s.

Возвращаясь к высказанному выше предположению о возможности псевдотриктсионных явлений в процессе диффузии магнитного поля, рассмотрим распределение объемной силы (7) в рассматриваемом примере для моментов перехода напряженности магнитного поля на поверхности проводящего слоя через нуль $H_0 = 0$ А/м. На рис. 6–8 построены распределения объемной плотности электромагнитной силы и других характеристик электромагнитного поля для двух таких моментов. Характерно, что в обоих случаях ферромагнетик на поверхности ($x = 0$) сохраняет остаточную намагниченность, вследствие этого индукция поля, объемная сила и плотность энергии имеют ненулевое значение на поверхности.

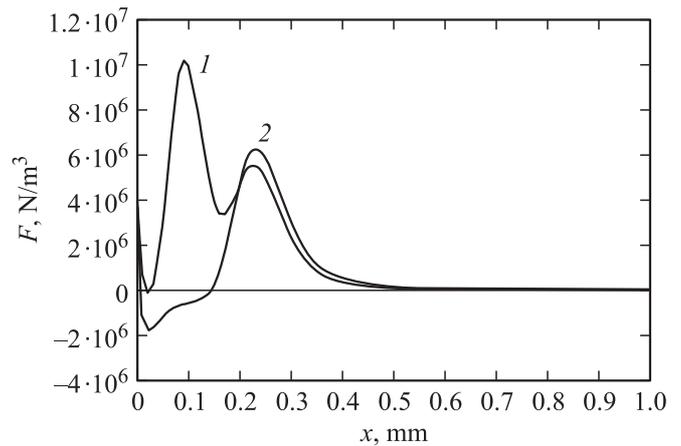


Рис. 6. Распределение плотности силы в скин-слое ферромагнетика в моменты нулевой напряженности магнитного поля на поверхности t , ms: 1 — 0.314, 2 — 0.628.

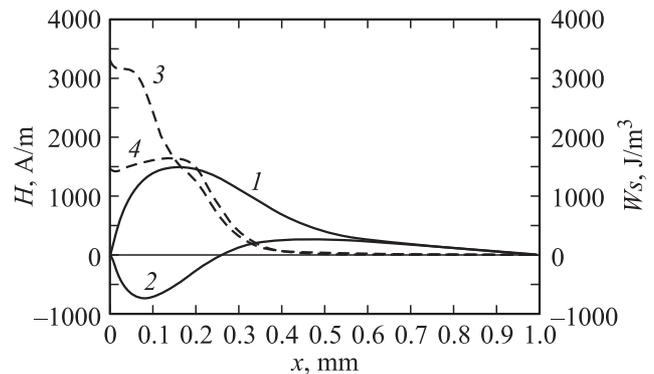


Рис. 7. Распределение напряженности H и плотность энергии W_s магнитного поля в скин-слое ферромагнетика в моменты нулевой напряженности магнитного поля на поверхности Ht , ms: 1 — 0.314, 2 — 0.628; Wst , ms: 3 — 0.314, 4 — 0.628.

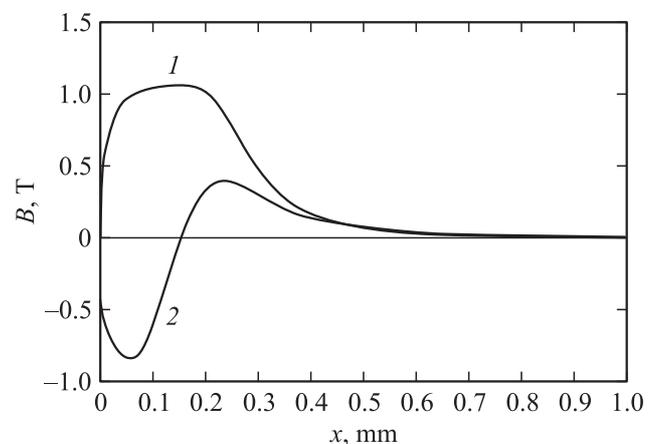


Рис. 8. Распределение индукции магнитного поля в скин-слое ферромагнетика в моменты нулевой напряженности магнитного поля на поверхности t , ms: 1 — 0.314, 2 — 0.628.

Кроме того, максимальные значения объемной плотности силы в эти моменты сохраняют достаточно большие значения (ср. с кривыми рис. 5).

В области перехода через нуль зависимости $f(x)$ (рис. 6) можно ожидать, таким образом, появления растягивающих механических напряжений.

Из определения электромагнитной силы имеем

$$P_{\mu i} = \int_0^{\infty} f_x(x) dx = W(0).$$

В то же время „градиентное“ магнитное давление при $H(0) = 0$ есть

$$P_{\mu e} = -W(0).$$

Поэтому ожидаемо получим в такие моменты времени полное магнитное давление, равным нулю

$$P_{\mu} = P_{\mu e} + P_{\mu i} = 0.$$

Вместе с тем, очевидно, что притягивающие поверхность ферромагнетика силы магнитного поля сосредоточены в бесконечно тонком слое в точке $x = 0$ мм, а толкающая электромагнитная сила распределена по скин-слою (рис. 6). Поэтому можно ожидать появления растягивающих механических напряжений непосредственно вблизи поверхности проводника.

В рассмотренном примере колебательного импульса напряженности магнитного поля на поверхности ферромагнетика максимальная скорость распространения электромагнитного возмущения, соответствующая первому максимуму индукции, составляет величину порядка 3 м/с (рис. 3). Поэтому в случае тонкостенных металлических конструкций вопрос о появлении псевдострикционных явлений, вызываемых знакопеременным распределением „магнитного давления“, представляет интерес для отдельного исследования.

Выводы

1. Особенности режима диффузии импульсного электромагнитного поля в ферромагнетик являются характерный профиль распределения индукции в дальней зоне скин-слоя, увеличение глубины проникновения поля с ростом напряженности на поверхности, возникновение остаточной намагниченности в области скин-слоя.

2. При резком поверхностном эффекте интегральный силовой эффект в ферромагнетике с линейным законом намагничивания определяется только напряженностью „вакуумного“ магнитного поля на поверхности и не зависит от магнитных свойств проводника.

3. При знакопеременной напряженности магнитного поля на поверхности ферромагнетика, характеризуемого конечной петлей гистерезиса, наличие остаточного намагничивания в моменты перехода полного тока в проводнике через нуль способно создавать существенные растягивающие напряжения в поверхностном слое.

Список литературы

- [1] Подольцев А.Д., Кучерявая И.Н. Элементы теории и численного расчета электромагнитных процессов в проводящих средах. Киев: Ин-т электродинамики. 1999. 362 с.
- [2] Шнейерсон Г.А. Поля и переходные процессы в аппаратуре сверхсильных токов. М.: Энергоатомиздат, 1992. 410 с.
- [3] Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972. 392 с.
- [4] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
- [5] Волосевич П.П., Леванов Е.И. Автомодельные решения задач газовой динамики. М.: МФТИ, 1997. 240 с.
- [6] Шнейерсон Г.А. // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1071. № 2. С. 166.
- [7] Розенцвейг Р. Феррогидродинамика. М.: Мир, 1989. 358 с.
- [8] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 8. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [9] Moon F.C. // Solid J. Appl. Mech. 1974. N 7. P. 641–646.
- [10] Preisach F. // Zeitschrift fur physic. 1935. Vol. 94. P.277.
- [11] Perard J., Poloujadoff M. // Elect. Mach. Electrom. 1977. Vol. 1. N 4. P. 377–389.
- [12] Kuczman M. // J. Adv. Res. Phys. 2010. Vol. 1. N 1. P. 011 003.