С.А. Баранов[*, **], М. Баскес[*], К.Л. Гарсия[*], В.П. Усенко[**]

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ МИКРОПРОВОДОВ

[*]*Мадридский институт материаловедения,*
Кантабланка, Мадрид, Испания
[**]*НИРР ЦМТ "Техмед",*
ул. Академией, 3/3, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова

1. Введение

Интерес к исследованиям магнитных свойств литого, покрытого стеклянной изоляцией аморфного микропровода [1], связан с возможностью его применения. Микропровод с положительной магнитострикцией (на основе Fe) обладает прямоугольной петлей гистерезиса (то есть перемагничивается одним скачком Баркгаузена), а также имеет характерный только для данного объекта естественный ферромагнитный резонанс (ЕФМР) в диапазоне 1−10 ГГц [2]. Микропровод с отрицательной магнитострикцией (на основе Co) обладает магнитомягкими свойствами с достаточно высокой магнитной проницаемостью и безгистерезисной петлей. Он является перспективным материалом для создания датчиков на основе гигантского магнитоимпеданса (ГМИ).

Возникает необходимость создать простейшую теорию доменной структуры, что представляет главную цель данного сообщения.

Как и в кристаллических магнитных материалах, доменная структура аморфного микропровода определяется, в частности, магнитной анизотропией. Однако в роли энергии анизотропии здесь выступает энергия магнитострикционного взаимодействия. Поэтому для расчета доменной структуры особенно важно решить задачу расчета остаточных напряжений, возникающих в процессе изготовления микропровода. Именно от правильности постановки этой задачи зависит результат следующей – о расчете доменной структуры.

2. Остаточные напряжения в микропроводе

В задаче определения остаточных напряжений используем результаты [2, 3], где расчеты экспериментально исследованы методом ферромагнитного резонанса (ФМР). Там приведены следующие формулы для аксиальной, радиальной и тангенциальной компонент тензора упругих напряжений в цилиндрических координатах:

$$\sigma_r(0) = \sigma_\varphi(0) = P = \sigma_m (kX) /((k/3+1)X + 4/3), \qquad (2.1)$$

$$\sigma_z(0) = P((k+1)X + 2)/(kX + 1),$$

$$X = (R_m/R)^2 - 1,$$

где R – радиус металлической жилы микропровода, R_m – внешний радиус стеклянной оболочки, $\sigma_m = \varepsilon E_1$, $\varepsilon = (\alpha_1 - \alpha_2)(T^* - T) \sim 5\cdot10^{-3}$, α_i – коэффициенты термического расширения металла (i = 1) и стекла (i = 2), T^* – температура застывания композита в области контакта металла и стекла ($T^* \sim 800$–1000 K), T – температура, при которой проводится эксперимент, $k = E_2/E_1 \sim 0{,}3 - 0{,}5$; E_i – модули Юнга (если провести оценки $\sigma_z \sim (2 - 3)P$, а максимум величины $P \to 0{,}5\sigma_m \sim 10^9$ Па).

Исследования методом ФМР показали [4], что остаточные напряжения в жиле убывают к центру жилы микропровода. Причиной этого является релаксация напряжений. Воспользуемся теорией релаксации упругих напряжений [5] и примем модель [6–8], в которой будем считать, что поверхность микропровода сцепляется со стеклом химической энергией связи, которая превалирует над энергией остаточных напряжений. До внутреннего радиуса b (расположенного внутри жилы микропровода) происходит упругая релаксация напряжений, приводящая к следующим уравнениям, если $b < r < R$:

$$\sigma_{r(1)} = P(1 - b^2/r^2) + \sigma^0_{r(1)},$$

$$\sigma_{\varphi(1)} = P(1 + b^2/r^2) + \sigma^0_{\varphi(1)}, \qquad (2.2)$$

$$\sigma_{z(1)} \approx \nu(\sigma_{r(1)} + \sigma_{\varphi(1)}) + \sigma^0_z \sim P + \sigma^0_{z(1)},$$

© Баранов С.А., Баскес М., Гарсия К.Л., Усенко В.П., Электронная обработка материалов, 2004, № 6, С. 81–87.

где параметр P определен в (2.1), $\nu \sim 0{,}3 - 0{,}5$ – коэффициент Пуассона. Из физических соображений добавлены функции σ^0_i, характеризующие остаточные напряжения, обусловленные, например, спецификой процесса закалки, но с более слабой аналитической зависимостью от координаты r. Далее будем считать эти напряжения постоянными. Постоянные σ^0_i позволяют найти решения, изложенные ниже.

Остаточные напряжения считаем положительными (то есть растягивающими), так как нет механизма, который это может изменить.

Напряжения, которые возникают в области $r < b$, будем считать "пластическими", так как при быстрой закалке аморфных материалов возможно возникновение пластической релаксации.

Согласно [5–8] (в рамках теории пластических напряжений), можно представить эти напряжения в виде

$$\sigma_{r(2)} = 2K\ln[r/b] + \sigma^0_{r(2)}, \tag{2.3}$$

$$\sigma_{\varphi(2)} = 2K(1 + \ln[r/b]) + \sigma^0_{\varphi(2)},$$

$$\sigma_{z(2)} \approx \nu\,(\sigma_{\rho(2)} + \sigma_{\varphi(2)}) \approx K(1 + 2\ln[r/b]) + \sigma^0_{z(2)},$$

(считаем $\nu \sim 0{,}5$), K – феноменологическая константа, определяющая напряжения при учете пластических деформаций. Из физических соображений применимость уравнений (2.3) ограничена снизу величиной R_{cr} (которую оценим как $R_{cr} < 1$ мкм).

Для оценки параметров K и b использовался эксперимент [4] (то есть результаты измерений методом ФМР при изменении частоты от 2 до 10 ГГц). Примем, что верхняя граница b по порядку величины не больше $R/2$, а нижняя граница K не меньше $0{,}1\,P$.

Рассмотрим эксперимент, представленный в [9], который подтверждает предложенную теорию.

3. Экспоненциальная температурная зависимость поля старта в литом аморфном микропроводе

Для температур от начала кристаллизации ($T_1 \sim 500$–600 K) до близких к азотным, экспериментальная зависимость для поля старта (или коэрцетивной силы) H_c от температуры может быть аппроксимирована линейной функцией

$$H_c / H_{0c} \sim \sigma/\sigma_0 \sim (T^* - T)/(T^* - T_0)\,. \tag{3.1}$$

В качестве T_0 и H_{0c} можно взять произвольную точку. Для определенности возьмем максимально низкую температуру T_0, для которой существует линейная зависимость (3.1) и соответствующее этой температуре максимальное значение H_{0c}. При низких температурах ($T_0 \sim 100$ K) эта зависимость превращается в близкую к экспоненциальной [9].

Объясним возникновение данной экспоненциальной зависимости. На поверхности микропровода возникают напряжения

$$\sigma_{z(0)} > \sigma_{r,\,\varphi(0)} \sim P = (\alpha_1 - \alpha_2)E_1(T^* - T). \tag{3.2}$$

Остаточные напряжения в центре микропровода, где зарождается новый домен, так как там анизотропия меньше, определяются формулой

$$\sigma_{r(2)} = 2K\ln[r/b]. \tag{3.3}$$

Температурную зависимость K не учитываем и считаем, что $P \gg \sigma_{r(2)}$.

Для разности энергии, которую преодолевает доменная стенка, можно записать

$$E_1 - E_2 = E_{1,2} \sim CV(T^* - T), \tag{3.4}$$

здесь рассматривается область температур $T < T_0$, а C определяется как

$$C \sim \lambda\,(\alpha_1 - \alpha_2)\,E_1 \sim (1 - 10)\ \text{Дж/град·м}^3, \tag{3.5}$$

где λ – константа магнитострикции, а V – объем зародыша нового домена, который оценим ниже.

Рассмотрим теорию (см. [10] формулу (9)), где относительная вероятность перехода между двумя противоположно направленными магнитными состояниями 1 и 2 – $w\,(1, 2)$ определяется как

$$w\,(1, 2) \sim \exp\{-E_{1,2}/kT\}, \tag{3.6}$$

k – константа Больцмана.

Формула (3.6) – приближение Аррениуса – определяет вероятность квантового перехода частицы из нижнего состояния в верхнее под действием температуры. Относительная величина H_c будет обратно пропорциональна $w\,(1, 2)$:

$$H_c/H_{0c} \sim \exp\{CV(T^* - T)/kT\} = \exp\{F(T)\},$$

$$F(T) = B(T^*/T - 1) \sim B(T^*/T),$$

$$B = CV / k. \quad (3.7)$$

Для простейшей оценки примем:

$$(T^*/T - 1) \sim 10. \quad (3.8)$$

Эффективный объем зародыша домена, для образования которого существенна экспоненциальная зависимость, определится как

$$V \sim 10^{-23}\ \text{м}^3. \quad (3.9)$$

Данному объему будет соответствовать доменная стенка с размерами

$$\Delta_l \sim (V)^{1/3} \sim 0{,}01\ \text{мкм}. \quad (3.10)$$

Ниже определим размеры доменной стенки в литом аморфном микропроводе.

4. Доменная стенка в литом микропроводе с положительной магнитострикцией

Рассмотрим модель домена [6, 7]. Микропровод состоит из двух доменов, намагниченных вдоль оси цилиндра в разные стороны и разделенных 180° доменной стенкой цилиндрической формы. Доменной стенке энергетически выгодно зарождаться в области $r < b$, где энергия анизотропии меньше.

Размеры доменной стенки – Δ_1 можно определить из минимизации двух конкурирующих энергий: обменного взаимодействия ~ A/Δ_1 и анизотропии ~ $2\lambda K\ln(\Delta_1/b)+\lambda\sigma^{\circ}{}_r$. Стандартная процедура минимизации суммы этих энергий

$$\delta(A/\Delta_1 + 2\lambda K\ln(\Delta_1/b) + \lambda\sigma^0{}_r) = 0 \quad (4.1)$$

приводит к формуле:

$$-A/\Delta_l^2 + 2\lambda Kb(l/\Delta_l) = 0 \quad (4.2)$$

Для толщины зарождающейся доменной стенки получим

$$\Delta_l = A/2\lambda Kb. \quad (4.3)$$

Для оценок примем следующие значения параметров: $A = 10^{-11}$ Дж/м, $b \sim 10^{-6}$ м, $\lambda \sim 10^{-6}$, $K \sim 10^8$ Па [6, 7], значит,

$$\Delta_l \sim 10^{-7}\ \text{м} = 0{,}1\ \text{мкм}. \quad (4.4)$$

Для энергии доменной стенки получим:

$$W_1(\Delta_l) \sim \Delta_l\,\lambda\sigma = (A/b)\ln[r/b] \sim 10^{-11}\ \text{Дж/м} / 10^{-6}\ \text{м} \sim 10^{-5}\ \text{Дж/м}^2. \quad (4.5)$$

Известно, что функциональная зависимость H_c от основных магнитных (и технологических) параметров такая же, как для энергии доменной стенки. Покажем, что доменная стенка трансформируется при движении вдоль радиуса микропровода. Из выражения (4.5) следует, что H_{c1} не зависит от магнитострикции и остаточных напряжений, а определяется только удельной обменной энергией A/b (плотность которой характерна для доменных стенок). Можно считать, что H_{c1} – поле, соответствующее зарождению новой магнитной фазы в процессе перемагничивания микропровода.

В области, которая описывается формулой (2.2), нельзя получить устойчивую доменную стенку, и эта область должна перемагничиваться скачком. В области, которая описывается формулой (2.1), остаточные напряжения постоянны. Доменная стенка является цилиндрической поверхностью. Для нее удовлетворителен расчет, представленный в [11]. Используя этот результат получим

$$\Delta_2 = (AR / \lambda P)^{1/3} \sim 10^{-8}\ \text{м} = 0{,}01\ \text{мкм}, \quad (4.6)$$

$$W_2(\Delta_2) = (A_2\,\lambda P / R)^{1/3} \sim 10^{-4} - 10^{-5}\ \text{Дж/м}^2. \quad (4.7)$$

Отметим совпадение численных оценок (4.6) и (3.10). Если оценивать зависимость H_{c2} от радиуса жилы микропровода, то с учетом зависимости P от R данная величина будет обратно пропорциональна радиусу жилы микропровода при тонкой стеклянной оболочке. Для толстой стеклянной оболочки эта зависимость от R станет слабое (из-за ослабления зависимости P от R).

Зависимость от магнитострикции $\lambda^{1/3}$ и от напряжений ~ $P^{1/3}$ плохо соответствует экспериментальным данным. Правомерно считать, что в зависимость истинной величины H_c от напряжений основной вклад вносит перемагничивание скачком. Для этого процесса поле старта будет пропорционально остаточным напряжениям, то есть P.

5. Дисперсии поля старта в низких температурах

Если измерять не интегральную кривую гистерезиса, а ее производную, то можно определить величину разброса δH_{c2}, то есть величину дисперсии поля старта. Как показывает эксперимент, величина δH_{c2} резко возрастает именно в области, когда зависимость H_c от температуры будет экспоненциальной [9]. При этом она состоит из суммы дискретных линий. На этом основании авторы [9] предположили, что причиной возникновения аномалии δH_{c2} является взаимодействие с очень мелкими (существенно меньше доменной стенки) дефектами. Однако, для объяснения этого эффекта можно исходить и из других предпосылок.

Известно [12], что флуктуации классической величины δH_{c2} (а доменная стенка является классическим объектом) пропорциональны температуре

$$\delta H_{c2} \sim \alpha\, k\, T. \tag{5.1}$$

Формула (5.1) справедлива, когда $kT > E_{1,2}$, где $E_{1,2}$ – характерная энергия квантовых переходов в системе. В нашем случае этой характерной энергией будет $E_{1,2}$ из (3.4). В классическом пределе флуктуации всех участков доменной стенки одинаковы и определяются из (5.1), то есть температурой и откликом системы. Когда тепловая энергия станет меньше $E_{1,2}$, флуктуации системы будут некоррелированными, так как энергия δH_{c2} определяет и энергию взаимодействия участков доменной стенки. В этом случае они определяются флуктуациями величины $E_{1,2}$ вдоль провода, которые могут быть гораздо значительнее классических флуктуаций системы. Если ширины флуктуации каждого из участков станут меньше, чем возможная новая флуктуация, благодаря изменению $E_{1,2}$, то новая величина флуктуации определится как

$$\delta H_{c2}^{2} \sim \Sigma\, \delta H_{c\,i}^{2}(E_{1,2;i}), \tag{5.2}$$

где $\delta H_{c\,i}^{2}(E_{1,2;i})$ определяется как флуктуация поля старта i участка с энергией, из (3.4), то есть $E_{1,2;\,i}$.

Из предыдущего параграфа следует, что

$$\delta H_{c\,i}^{2}(E_{1,2;\,i}) \sim \beta\, E_{1,2;\,i}. \tag{5.3}$$

Таким образом, из измерений относительной флуктуации поля старта при низких температурах можно оценить распределение неоднородной по длине микропровода величины $E_{1,2}$, состоящей из участков – i с энергиями – $E_{1,2;\,i}$.

6. Литой микропровод с отрицательной магнитострикцией

Рассмотрим магнитную структуру данного материала и обсудим возможность увеличения магнитной проницаемости. Если удается с помощью подбора сплава или уменьшения толщины стеклянной оболочки уменьшить (по абсолютной величине) энергию магнитной анизотропии, как и в других аморфных материалах, происходит трансформация кривой гистерезиса, в которой проявляется большая величина коэрцетивной силы. Причина этого явления – ориентационные магнитные фазовые переходы (ОМФП).

В [8] рассмотрена простая магнитная структура в виде поперечных доменов с перпендикулярной к оси микропровода намагниченностью. Достаточным условием получения такой структуры является следующее: радиальное напряжение в микропроводе должно быть минимальным по сравнению с тангенциальным и аксиальным напряжениями. Уточним формулы для напряжений с условиями их согласования на границах областей:

если $R < r < R_1$ ($R_1 \sim 0{,}9\, R$):

$$\sigma_r = \sigma_\varphi = P - \sigma^{00} + \sigma_i\,, \qquad \sigma_z \sim (P - \sigma^{00} + \sigma_i) + P, \tag{6.1}$$

если $b < r < R_1$:

$$\begin{aligned} \sigma_r(1) &= P(1 - b^2/r^2) + \sigma_i\,,\\ \sigma_\varphi(1) &= P(1 + b^2/r^2) - \sigma^0 + \sigma_i\,,\\ \sigma_z(1) &\sim (P + \sigma_i - \sigma^0/2) + P, \end{aligned} \tag{6.2}$$

если $b > r < R_{\text{ст}}$:

$$\begin{aligned} \sigma_r(2) &= 2K \ln [r/b] + \sigma_i,\\ \sigma_\varphi(2) &= 2K(1 + \ln [r/b]) + \sigma^0 + \sigma_i, \end{aligned} \tag{6.3}$$

$$\sigma_z(2) \sim (K(1 + 2\ln [r/b]) + \sigma^0/2 + \sigma_i) + P.$$

Положим, K не более 0,5 P (минимальное значение $K \sim 0{,}1\,P$), $b \sim (0{,}5 - 0{,}3)R \sim (3 - 1)$ мкм, $R_{cr} \sim (1 - 0{,}5)$ мкм и будем считать, что $\sigma^{00} \to (0{,}1 - 0{,}3)\,P$, $\sigma^0 \sim 0{,}5\,P$, $\sigma_i \sim P\,|\ln\{R_{cr} / b\}| \sim P$.
Тогда получаем соответствующие условия:

$$\sigma_r \le \sigma_\varphi \le \sigma_z. \tag{6.4}$$

Для литого, покрытого стеклянной изоляцией аморфного микропровода реализуется структура, предложенная в [8] в виде намагниченных по радиусу доменов (ближайшие домены намагничены друг против друга), так как выполняется условие минимальности радиальных напряжений. Так как эта структура аналогична структуре Ландау–Лифшица, будем предполагать существование поверхностных замыкающих доменов [13].

Теория ОМФП связана с разложением в ряд функции свободной энергии по проекции угла магнитного момента на ось цилиндра (то есть относительной продольной намагниченности цилиндра), которая в данной модели будет малым параметром. Так как второй порядок этого разложения с коэффициентом K_2 в точке фазового перехода может стать равным нулю, учитывался четвертый порядок с коэффициентом K_4 (то есть следующий четный по параметру малости член). В [8] использовалась модель функции свободной энергии, которая не имеет симметрии относительно оси цилиндра, так как симметрия аморфных материалов должна быть низкой. Близко к точке ОМФП получено уравнение для относительной продольной намагниченности X:

$$4g\,X^3 + 2X + P = 0, \tag{6.5}$$

где $g = K_4/K_2$ – отношение двух коэффициентов, $P = MH/K_2$ – отношение энергии взаимодействия с магнитным полем к коэффициенту первой анизотропии.

Возможно существование трех фаз:

1. Фаза “легкая плоскость” с поперечными доменами.
2. Фаза “легкая ось” с продольными доменами.
3. Фаза “конус легких осей”, которой будет соответствовать сложная доменная структура.

ОМФП через третью фазу происходит в случае, когда K_4 отрицательна [12] . Добавление магнитного поля приводит к ОМФП первого рода, а они к переориентации (в виде скачка из состояния 1 в состояние 2) магнитного момента либо плавному переходу через третью фазу. Как известно, критерии применимости теории ОМФП работают хорошо, что связано, в частности, с несущественностью спиновых флуктуаций в области ориентационных магнитных фазовых переходов. Однако флуктуации анизотропии существенны и проявляются в двух качествах: флуктуации абсолютной величины анизотропии и угла направления анизотропии. Из численного расчета видно, что второй тип флуктуаций приводит к трансформации безгистерезисной петли в прямоугольные, а в случае флуктуаций первого типа появляются затяжки в процессе насыщения.

Если радиус микропровода r_c станет меньше доменной стенки, получатся бездоменные структуры, которые могут быть промежуточными в случае ориентационных фазовых переходов между состояниями 1 и 2. Найдем намагниченность литого, покрытого стеклянной изоляцией аморфного микропровода с отрицательной магнитострикцией, решая известное уравнение Брауна [14–17]:

$$\Theta''(\rho) + 1/\rho\,\theta'(\rho) + (1/f(\rho) - 1/\rho^2)\sin\{2\theta(\rho)\}/2 = 0. \tag{6.6}$$

Подставим значение функции $1/f(\rho)$ с учетом реальных распределений напряжений, тогда асимптотический вид уравнения (5.4) примет вид

$$\theta''(\rho) + 1/\rho\,\theta'(\rho) = 0. \tag{6.7}$$

В отличие от исходного, данное уравнение линейно и легко интегрируется:

$$\theta(\rho/\rho^0) = C_1 \ln|\rho/\rho^0|, \tag{6.8}$$

где $C_1 = \pi/2\ln|1/\rho^0|$.

Для относительной намагниченности микропровода $M/M_0 \sim 0{,}2$, если считать, что $M_0 \sim 0{,}06\,T$, то M может быть порядка 0,01 T, что является достаточно большой величиной для измерений и практического использования.

Полученный результат (формула (5.8)) для намагниченности не содержит вращательных мод (мод закручивания и выпучивания [14, 15]), которые играют важную роль в образовании доменной структуры типа «бамбук».

Микропровод остается намагниченным в нулевом поле. Величина намагниченности зависит от технологического параметра ρ^0. Сравнение измеренной намагниченности с теорией может определять этот параметр. Существование ненулевой намагниченности в микропроводе должно приводить к возможности ферромагнитного резонанса. Оценим частоту этого резонанса – Ω, используя известную формулу для намагниченного цилиндра [18]:

$$\Omega/2\pi = \gamma\,(H + \Delta N\, M_{\text{eff}}), \tag{6.9}$$

где γ = 2,8 МГц /Э, $\Delta N \sim 2\,\pi$, M_{eff} – эффективная намагниченность.

Рассмотрим возможный естественный ферромагнитный резонанс, то есть случай, $H = 0$:

$$\Omega/2\,\pi \sim 2\,\pi\,\gamma\, M_{\text{eff}}, \tag{6.10}$$

когда эффективная намагниченность определится $- M_{\text{eff}} \sim M$.

Оценки для резонансной частоты дают: $\Omega/2\pi \sim 2$ ГГц. Измерения резонансных свойств подобных микропроводов в этом диапазоне частот приводятся в работе [19].

7. Возможность получения литого аморфного микропровода с отрицательной магнитной проницаемостью

Возможность получения материалов с отрицательной рефракцией с использованием литого, покрытого стеклянной изоляцией аморфного микропровода рассмотрена в [20, 21]. Отметим, что предложенная идея создания материалов с отрицательной рефракцией не подпадает под критику, приведенную в [22]. Эквивалентная схема рассмотренного в [20, 21] материала не является сильно связанной системой емкостей и индуктивностей; провод, обладающий отрицательной действительной частью магнитной проницаемости μ', экранирован ближайшими проводами, имитирующими отрицательную диэлектрическую проницаемость ε'. Предлагается решетка из проводов с чередующими свойствами отрицательных μ' и ε'. Свойство такого материала имитирует газовое приближение двух сред, когда одна из них представляет отрицательное μ', а вторая – отрицательное ε'. Аналога запрещенной зоны для распространения электромагнитных волн, как это может быть в фотонном кристалле [22] (см. также [23]), здесь не возникнет, что убедительно продемонстрировано в работе [24]. На примере простой модели показано, что одновременная отрицательность ε' и μ' возможна только при выполнении условий слабого взаимодействия подсистем. Условие слабого взаимодействия подсистем в конструкции, предложенной в [20, 21], всегда может быть выполнено.

Рассмотрим вопрос получения материала со свойствами отрицательного μ'. В [20, 21] отмечена возможность использования этого материала с ГМИ эффектом в качестве безынерционного выключателя или поляризационного фильтра. Возможность отрицательного μ' связана с получением микропровода с отрицательной магнитострикцией и с большой константой поверхностной анизотропии K_s, чтобы параметр

$$\xi \sim (K_s)^2 /(A\, M^2) > 1. \tag{7.1}$$

В этом случае имеет место поверхностный фазовый переход, индуцируемый внешним магнитным полем [25]. ГМИ можно рассматривать как результат поверхностного фазового перехода. Возникающий при этом ферромагнитный резонанс в поверхностных доменах, который назовем ГМИ эффектом, имеет очень узкую полосу поглощения. Если параметр $\xi > 100$, то для реальной части магнитной проницаемости

$$\mu' \sim \mu^\circ/(\Omega - \omega), \tag{7.2}$$

где Ω – резонансная частота ГМИ, ω – частота переменного поля, μ^0 – статическая намагниченность. Если $\omega > \Omega$, из формулы (7.2) следует что, действительная часть магнитной проницаемости будет меньше нуля. Вторая возможность получения отрицательного μ' связана с получением узких ширин поглощения ЕФМР (см. [20, 21]).

В заключение отметим, что использование литого аморфного микропровода для создания материалов с отрицательной величиной μ' весьма перспективно.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Vazquez. M.* Soft magnetic wires // Physica B. 2001. V. 229. P. 302 –313.
2. *Баранов С.А., Зотов С.К., Ларин В.С, Торкунов А.В.* Особенности естественного ферромагнитного резонанса в аморфном микропроводе // ФММ. 1991. Т. 69. Вып.12. С. 172 – 173.
3. *Баранов С.А., Бержанский В.Н., Зотов С.К., Кокоз В.Л. и др.* Ферромагнитный резонанс в аморфных магнитных проводах // ФММ. 1989. Т .67. Вып. 1. С. 73 – 78.

4. *Баранов С.А.* Оценка распределения остаточных напряжений в жиле аморфного микропровода // Металловедение и термическая обработка материалов. 2001. № 4. С. 34 – 35.
5. *Boley B., Weiner I.* Theory of Thermal Stresses. Parte 2. New York & London. 1960. P. 524 – 569.
6. *Баранов С.А.* Изучение электрохимических и термопластических процессов, участвующих в формировании магнитной структуры микропровода // Электронная обработка материалов. 2002. № 3. С. 84 – 86.
7. *Баранов С.А.* Остаточные напряжения в жиле аморфного микропровода // Металловедение и термическая обработка материалов. 2003. № 7. С. 38 – 40.
8. *Baranov S.A.* Magnetic properties of Co-based amorphous microwire // JMMM. 2003. V. 266. P. 278 – 281.
9. *Varga R., Garsia K.L., Luna C. at al.* Distribution and temperature dependence of switching field in bistable magnetic amorphous microwires // Non-Crystalline Solids. 2003. V. 3. P. 85 – 91.
10. *Brown W.F.* Thermal Fluctuations of Fine Ferromagnetic Particles // IEEE Trans. Magn. MAG15. 1979. No 5. P. 1196 – 1207.
11. *Antonov A., Dykhne A., A. Lagar'kov A., Usov N.* Structure of 90˚ domain wall in Co based amorphous wire // Phys. A. 1997. V. 241. P. 425–427.
12. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М., 1959.
13. *Марченко В.И.* К теории магнитных доменов // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. Вып. 6. С. 2324 – 2331.
14. *Браун У.Ф.* Микромагнетизм. Москва, 1974.
15. *Aharoni A., Shtrikman S.* Magnetization curve of the infinite cylinder // Phys. Rev. 1958. 109, 5. P.1522 – 1528.
16. *Baranov S.A., Larin V.S., Torcunov A.V. at al.* Magnetic properties of glass insulated amorphous microwires // In M. Vazquez, A. Hernando eds. Nanostructured and Noncrystalline materials. Proceeding of the Fourth International Workshop on Non/crystalline Solids. World Scientific. Singapore. 1995. P. 425 – 428.
17. *Баранов С.А.* Магнитные свойства микропровода с тонкой жилой // Эффекты Баркгаузена и аналогичные физические явления. Ижевск, 1995. С. 12 – 14.
18. *Kittel. C.* Introduction to Solid State Physics. New York 1971, P. 578 – 602.
19. *Acher O., Jacquart P.-M., Boscher C.* Investigation of H.F. permeability of thin amorphous wires // IEEE Translation on magnetic. 1994. V. 30. № 6. P. 4542 – 4544.
20. *Баранов С.А., Усенко В.П.* Композит из микропровода с отрицательной рефракцией // Электронная обработка материалов. 2003. № 5. С. 89 – 90.
21. *Baranov S., Vazquez M., Colpacovici I., Kleimenov V., Usenco V.* Composite on the basis of microwire with negative value of permeability in microwave range of frequencies // Moldavian Journal of the Physical Sciences. 2003. V.2. № 2. P. 174 – 176.
22. *Pokrovsky A.L., Efros A.L.* Electrodinamics of metallic photonic crystals and the problem of Left-Handed Materials // Phys. Rev. Let. 2002. V. 89. № 9. P. 09301 (1–4).
23. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. ГИФМЛ. Москва 1959. С. 259 – 261. Задача 3. А также *Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М.* Фейнмановские лекции по физике. М., 1966. Т. 6. С. 185 – 193.
24. *Масловский С.И.* К возможности создания искусственных сред с одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 79. Вып. 4(10). С. 1544 – 1553.
25. *Каганов М.И.* Поверхностные переориентационные переходы // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. В. 4(10). С. 1544 – 1553.

Поступила 24.05.04

Summary

We present new results of investigation of magnetic properties in cast glass coated amorphous microwires. The simple theory of distribution of residual stresses in practical decision problems of cast glass coated amorphous microwires is presented. The domain structure of amorphous microwires with positive and negative magnetostriction have been investigated. New results of experiments are explained and new applications of cast glass coated amorphous microwires are proposed.