

МАГНИТНЫЕ МОДЕЛИ ЛИТОГО АМОРФНОГО МИКРОПРОВОДА

С.А. Баранов^{*,**,***}

**Институт прикладной физики АНМ,
ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD–2028, Республика Молдова,
**Приднестровский госуниверситет им. Т.Г.Шевченко,
ул. 25 Октября, 128, г. Тирасполь, Республика Молдова,
***Département de Génie Physique, École Polytechnique de Montréal,
С.Р. 6079, succ. Centre-ville, Montréal H3C 3A7, (Québec) Canada
serghei.baranov@polymtl.ca baranov@phys.asm.md*

Введение

Бистабильные ферромагнетики нашли широкое применение в области измерительной техники и устройств автоматики. Их отличительным признаком является способность перемагничиваться большим скачком Баркгаузена (БСБ) [1], а среди бистабильных материалов можно найти как поликристаллические, так и аморфные. Независимо от структуры создание бистабильных свойств сводится к формированию в материале резко выраженного градиента магнитного потенциального рельефа, возможного, например, при наличии одноосной магнитной анизотропии. Ранее бистабильные элементы из поликристаллических ферромагнетиков получали посредством термической или механической обработки, например – широко известная викаллоевая проволока Виганда. В аморфных материалах эта задача решается проще – самой особенностью технологии получения аморфных проволок. В них создается необходимое сочетание магнитных и механических свойств, исследованию которых и посвящена данная статья.

Поскольку эксплуатационные характеристики бистабильных элементов определяются происходящими в них процессами перемагничивания, то изучение последних позволяет выявить зависимость технических характеристик элементов: амплитуды импульсов ЭДС, поля старта, времени срабатывания, стабильности характеристик от различных факторов, таких как режим перемагничивания, химический состав сплава, наличие неоднородностей или трещин и т.п. Одной из проблем является стабилизация порога срабатывания, то есть уменьшение флуктуаций поля старта. Существующие методы решения этой задачи чрезвычайно сложны и до сих пор требуют усовершенствования.

В данной работе исследуется литой аморфный микропровод в стеклянной оболочке (ЛАМСО), который обладает бистабильными свойствами с момента его изготовления. Материал обладает необходимой коэрцитивной силой, предельной намагниченностью и магнитной проницаемостью.

Возможность исследования одиночных импульсов [1] позволила более тонко изучить параметры БСБ и механизмы перемагничивания. Уже при исследовании викаллоя, например, было обнаружено, что переключение осуществляется двумя механизмами: релаксационным и акселеративным. Существование этих механизмов обсуждалось ранее, еще при изучении многоскачкового перемагничивания.

Релаксационный механизм характеризуется импульсом с крутым фронтом нарастания и плавным спадом, а акселеративный – плавным нарастанием и резким спадом по второму фронту импульса (подробнее см. ниже).

В работе приведены теоретические и экспериментальные исследования параметров БСБ в ЛАМСО, анализируется магнитная структура ЛАМСО в сравнении с другими проводами и рассмотрены факторы, влияющие на параметры БСБ в ЛАМСО. В пределах ограниченного объема статьи обсуждены и модели магнитной структуры, предлагаемые другими исследователями.

Анализ магнитных структур микропроводов

Исследованиям магнитных свойств и возможных структур ЛАМСО посвящен ряд оригинальных статей и обзоров [2–20]. Кроме технологии получения ЛАМСО существует технология фирмы «Унитика» (“Unitika Ltd”). Провода, сделанные по технологии «Унитика» (технология называется еще “in rotating water quenching”), обладают другой магнитной структурой и отличными от ЛАМСО магнитными характеристиками, хотя многие магнитные свойства их схожи. В известной нам литературе не было попытки сравнить магнитные структуры провода фирмы «Унитика» с ЛАМСО, чему посвящена часть данной работы.

ЛАМСО с положительной магнитострикцией и диаметром жилы 1–20 мкм обладает прямоугольной петлей гистерезиса и БСБ [2, 7–11], а также имеет характерный для данного объекта естественный ферромагнитный резонанс (ЕФМР) в диапазоне до 10 ГГц [3, 4]. Последнее свойство косвенно указывает на то, что магнитная структура его может быть представлена продольно намагниченными доменами [3, 4, 7–11]. Это утверждение до сих пор не является общепризнанным или интерпретируется по-разному. Как следует из [2], авторы этой работы приняли данную модель. Но существует и другая точка зрения (на рисунке в работе [2] магнитная структура не конкретизирована), что провод – монодоменен. Есть и модификация этой идеи, что провод состоит из макроскопических монодоменных участков с продольной намагниченностью, направленной в противоположную сторону. Это плохо согласуется с экспериментальными результатами, полученными при исследовании высокочастотных магнитных проницаемостей спектра ФМР и ЕФМР [3, 4]. Некоторые аспекты критики этой модели рассмотрим по ходу изложения.

Известно, что ЛАМСО в нулевом поле обладает остаточной намагниченностью, которая меньше его предельной намагниченности. Коэрцитивная сила ($H_c \sim 1-5$ э) на порядки меньше поля продольной магнитной анизотропии, приводящей к ЕФМР [3, 4]. Следовательно, ЛАМСО в квазистатическом магнитном поле может перемагничиваться за счет движения магнитной стенки, то есть инверсионно [21]. Простейшей схемой процесса перемагничивания в данном случае представляется нам движение доменной стенки по направлению радиуса жилы ЛАМСО. Доменная структура схематически может быть представлена из двух доменов: внутренний и внешний домен в виде окружающей его цилиндрической поверхности (см. рис. 1,а) [7–11]. Если учесть конечность размера исследуемого отрезка ЛАМСО и образование на торце отрезка или дефекта в стеклянном покрытии замыкающих доменов, то картина доменной структуры усложнится. В области дефекта в стеклянной изоляции наружный и внутренний домены по направлению намагниченности могут поменяться местами. Такие места перехлеста видны при магнитооптических и других исследованиях. Картина движения доменной стенки также усложнится в неоднородном поле, если перемагничивается участок длинного провода, а снимается сигнал небольшими удаленными катушками.

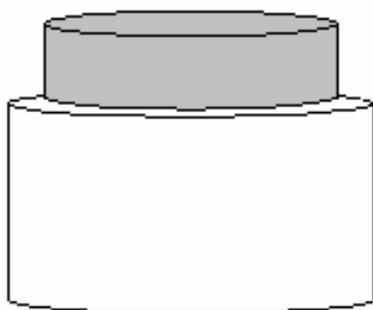


Рис. 1,а. Схема доменной структуры бесконечно длинного ЛАМСО с положительной магнитострикцией

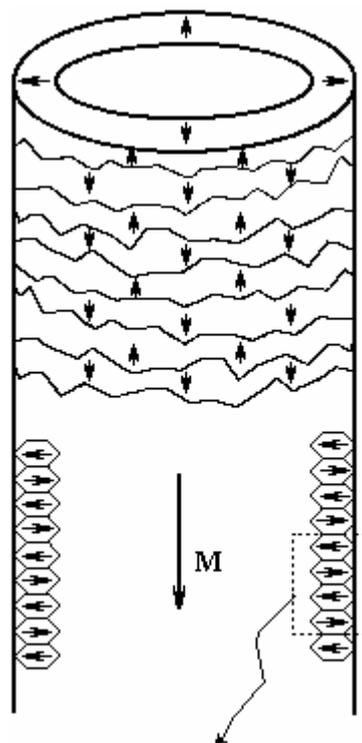


Рис. 1,б. Схема доменной структуры «Унитика» провода с положительной магнитострикцией [5, 6]

Для сравнения приведем и доменную структуру «Унитика» провода с положительной магнитострикцией согласно работам [5, 6] (рис. 1,б).

Как ЛАМСО, так и «Унитика» провода с отрицательной магнитострикцией обладают магнитомягкими свойствами с достаточно высокой магнитной проницаемостью и практически безгистерезисной петлей. Они перспективны для создания датчиков, используемых явление гигантского магни-

тоимпеданса (ГМИ) [2, 12]. Доменную структуру проводов фирмы «Унитика» представляют в виде кольцевых доменов, намагниченных, как представлено на рис. 2 (так называемая структура типа «Бамбук», или БДС, о которой подробнее см., например, в [2, 12]).

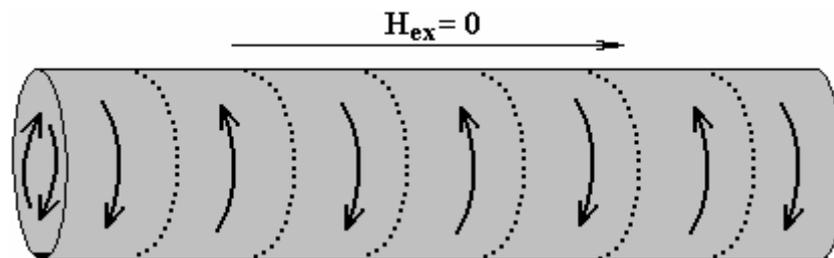


Рис. 2. Схема магнитной структуры типа БДС для «Унитика» проводов с малой отрицательной магнитострикцией [12]. В центре необходимо существование тонкого продольно намагниченного домена

Большинство исследователей переносят структуру БДС на ЛАМСО [2], причем корректное обоснование этого отсутствует. Для обоснования необходим расчет остаточных напряжений в жиле ЛАМСО, что было сделано в [13], где предложена магнитная структура, представленная на рис. 3.

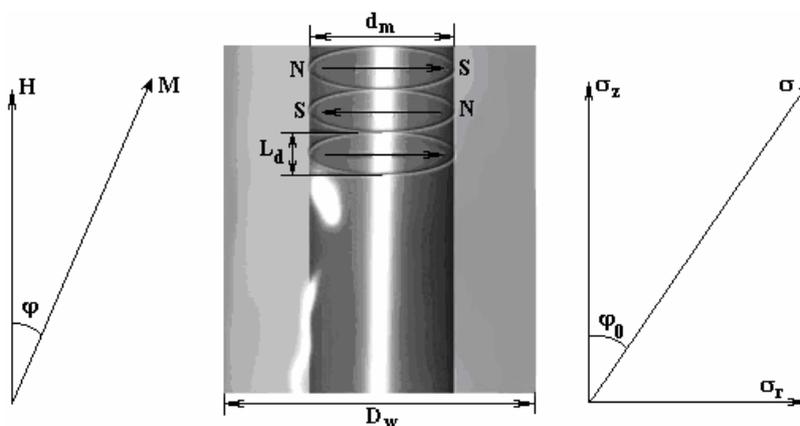


Рис. 3. Магнитная структура ЛАМСО с малой отрицательной магнитострикцией. Здесь d_m – диаметр жилы микровпровода, а D_w – общий диаметр со стеклянной оболочкой, L_d – размер домена (см. [13])

Если исходить из данной структуры, то можно считать, что ферромагнитный резонанс (ФМР), приводящий к ГМИ эффекту, возникает в подсистеме замыкающих доменов, намагниченных параллельно оси провода. Для этого в подмагничивающем поле толщина ФМР активных доменов должна по крайней мере сравниться с толщиной скин слоя (которую необходимо рассчитывать с учетом резонансного изменения магнитной проницаемости). Можно считать, что и структура БДС разворачивает свои домены под действием магнитного поля. Качественное описание, казалось бы, мало отличается, но количественно инверсия может происходить при гораздо меньших полях, чем поворот намагниченности доменов. Для учета нелинейных эффектов модель доменной структуры, несомненно, более существенна.

Отметим, что в случае проводов с нулевой магнитострикцией существует точное инстантонное решение [10, 14], отличающееся от структуры БДС, и этот результат не зависит от технологии получения провода. Вращательные моды могут появиться при учете постоянной анизотропии [21], если энергия анизотропии не зависит от приведенного радиуса, в отличие от [10, 14]. Для доказательства образования доменов структуры БДС этого недостаточно [15]. Существует модель возникновения БДС из-за возможной эллиптичности сечения провода, которую здесь обсуждать не будем. На наш взгляд, возможность структуры БДС в проводах с отрицательной магнитострикцией связана с малыми тангенциальными остаточными напряжениями по сравнению с другими напряжениями.

Из перечисленного следует, что существует необходимость обосновать доменные структуры, что является одной из целей данной работы. Так как доменная структура определяется спецификой

магнитной анизотропии, а в роли энергии анизотропии в аморфных магнетиках выступает энергия магнитоэластического взаимодействия, то для расчета доменной структуры важно правильно решить задачу расчета остаточных напряжений, возникающих в процессе изготовления микропровода. Именно от правильности постановки этой задачи зависит результат следующей задачи о расчете доменной структуры. Существует ряд работ (см., например, [16–20]), в которых результаты отличаются от результатов более ранней работы [3], причем эти отличия никак не комментируются. Поэтому проанализируем еще раз результаты прежних исследований [3, 7–11]. Отметим, что в работе [19], где использованы результаты [3] (без ссылки на [3]), сделаны, на наш взгляд, неверные окончательные выводы. Авторы [19] продолжают настаивать на этих выводах [20]. Для правильного расчета остаточных напряжений существен важный экспериментальный и теоретический результат – все остаточные напряжения в металлической жиле ЛАМСО являются растягивающими. Это следует из того, что жила провода при стравливании стеклянной изоляции укорачивается [22].

Отметим, что в работе [16] ошибочно утверждают, что напряжения в жиле – сжимающие, используя косвенный результат о повышенной термической устойчивости аморфной структуры ЛАМСО.

Начальное приближение для расчета остаточных напряжений в ЛАМСО

Любой быстрозакаленный микропровод («Унитика» или ЛАМСО), полученный непосредственно из жидкой фазы, находится в напряженном состоянии [23]. Приведем решение задачи расчета остаточных напряжений, которое уже рассматривалось в [3, 7–11], и будем считать это приближение нулевым, которое определяет и все последующие уточнения.

В цилиндрических координатах [3] формулы для радиальной – $\sigma_{r(0)}$, тангенциальной – $\sigma_{\varphi(0)}$ и осевой – $\sigma_{z(0)}$ компонент напряжений имеют вид

$$\begin{aligned} \sigma_{r(0)} = \sigma_{\varphi(0)} = P = \sigma_m \frac{kx}{\left(\frac{k}{3} + 1\right)x + \frac{4}{3}}, \\ \sigma_{z(0)} = P \frac{(k+1)x + 2}{kx + 1}, \\ x = \left(\frac{Rc}{Rm}\right)^2 - 1, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\sigma_m = \varepsilon E_1$, а $\varepsilon = (\alpha_1 - \alpha_2)(T^* - T) \approx 5 \cdot 10^{-3}$; α_i – коэффициенты термического расширения (КТР) металла ($i=1$) и стекла ($i=2$); T^* – температура застывания композита в области контакта металла и стекла ($T^* \sim 800\text{--}1000$ К); T – температура, при которой проводится эксперимент; R_m – радиус металлической жилы микропровода ($d_m = 2R_m$); R_c – внешний радиус стеклянной оболочки микропровода ($D_w = 2R_c$); $k = \frac{E_2}{E_1} \sim (0,3 \div 0,5)$; E_i – модули Юнга (металла ($i=1$) и стекла ($i=2$)).

Для упрощения приведенных формул коэффициенты Пуассона для стекла и металла взяты равными 1/3. (Отметим, что параметр x аналогичен параметру r в [2].)

Согласно (1) наибольшим является продольное напряжение:

$$\sigma_{z(0)} \sim (2 \div 3)P, \quad (1,а)$$

то есть

$$\sigma_{z(0)} > \sigma_{r(0)},$$

а максимум величины P определится как:

$$P \rightarrow 0,5\sigma_m \sim 10^9 \text{ Па}. \quad (1,б)$$

Для следующего шага уточнения формул для остаточных напряжений правомерно использовать формулу (1) в качестве начального приближения (первый расчет в рамках данной модели для ЛАМСО был предложен в [3] и подтвержден экспериментами [3, 4, 8, 22]). Для определенности считаем, что напряжения, рассчитанные по формуле (1), действуют на поверхности жилы ЛАМСО.

Приведенные формулы учитывают не весь класс остаточных напряжений. Проведем устоявшуюся классификацию возникающих остаточных напряжений согласно [23–32].

1). Напряжения первого рода.

Данные напряжения являются макроскопическими: они характерны для объемов материала, где используются макроскопические уравнения с макроскопическими коэффициентами. Примером таких напряжений могут быть напряжения, возникающие за счет разности КТР металла, силикатного

стекла (1) и, возможно, промежуточного слоя [33]. Они имеют ориентацию симметрии, например, связанную с формой цилиндра. Для вычисления этих напряжений, как уже отмечалось, достаточны методы теории упругости.

2). Напряжения второго рода.

Эти напряжения микроскопические и распространяются на отдельные зерна металла или группу зерен. Эти напряжения необходимо изучать, в частности, в рамках теории дислокаций (см., например, [25]).

3). Напряжения третьего рода.

Это субмикроскопические напряжения, относящиеся к искажениям атомной решетки кристалла. Для расчета данных напряжений необходимо исследование атомных моделей структуры.

Остаточные напряжения первого рода для ЛАМСО в первом приближении определяются формулами (1). Именно напряжения первого рода формируют магнитную структуру. Поэтому за нижайшее приближение решения задачи примем именно напряжения, возникающие за счет разности КТР стекла и металла. Эти напряжения возникают в процессе литья ЛАМСО в спае стекла с металлом и увеличиваются по мере остывания композита. Отметим, что учет остаточных напряжений второго и третьего рода (насколько нам известно) для микро- и нанопроводов последовательно не проводился, но можно считать, что они возникают в очень маленьких хаотически расположенных микрообластях (порядка нанометров) и имеют тенденцию к усреднению (в микронных областях). Но для расчета доменной структуры ЛАМСО нельзя не учитывать процессов релаксации в жиле микропровода, которые приводят к зависимостям в σ_r и σ_ϕ от r – координаты цилиндра (изменяющейся от центра до поверхности жилы микропровода). Рассмотрим наиболее простой вариант такой теории расчета напряжений с применением теории упругости и учета пластических релаксаций [26–32]. Отметим, что подобная задача была решена Ляме (G. Lamè) еще в 1852 г.

Задача Ляме в применении к ЛАМСО и «Унитика» проводам

Представим ниже жилу микропровода в виде соосных цилиндрических поверхностей с радиусами R_i ($i = 1, 2, 3, \dots$). Из симметрии задачи вводятся поля смещений для жилы металла как функции U_r и U_z (по оси r и z).

Рассмотрим бесконечно длинный цилиндр, для которого достаточно ввести радиальную деформацию $U_r \equiv u$, которая удовлетворяет уравнению (см. подробнее [26, 27]):

$$u'' + \frac{1}{r}u' + \frac{1}{r^2}u = cf(r). \quad (2)$$

Данное уравнение позволяет рассмотреть более подробно задачу о деформации бесконечной цилиндрической фигуры с внутренним радиусом r_1 и внешним радиусом r_2 . Пусть на цилиндрические поверхности данной фигуры действуют давления P_1 и P_2 и объемные силы, направленные по радиусу с плотностью $f(r)$ (где $c \sim \nu/E$).

В отсутствие объемных сил решение этой задачи для остаточных напряжений можно представить в виде [26–32]:

$$\begin{aligned} \sigma_r &= P_1' - \frac{c_1}{r^2}, \\ \sigma_\phi &= P_1' + \frac{c_1}{r^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где величины P_1' и c_1 определяются из граничных условий для напряжений (и геометрии поверхности). Для нашего случая:

$$\begin{aligned} P_1' &= \frac{P_2 r_2^2 - P_1 r_1^2}{r_2^2 - r_1^2}, \\ c_1 &= \frac{P_2 - P_1}{r_2^2 - r_1^2} r_2^2 r_1^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Предполагается, что напряжения (то есть приложенные к цилиндрической поверхности давления) являются (в случае ЛАМСО) растягивающими, что важно для выбора знака. В представленных формулах величины P_1' и c_1 будут положительны, если

$$P_2 \geq P_1. \quad (5)$$

Именно такая ситуация возникает в литом аморфном микропроводе. Отсюда следует важное соотношение

$$\sigma_r \leq \sigma_\varphi. \quad (6)$$

Если представить жилу микропровода в виде соосных цилиндрических поверхностей с радиусами R_i ($i = 1, 2, 3 \dots$) соответственно, то, задавая внешние граничные условия, можно построить регурентные соотношения, которые позволяют численно рассчитать остаточные напряжения (схема подобных вычислений представлена, например, в [30, 33]). Граничными условиями считаем условия максимальных напряжений на поверхности жилы, которые можно оценить из (1). Из численных расчетов следует, что остаточные напряжения для ЛАМСО в следующих слоях убывают (по абсолютной величине), оставаясь растягивающими. Вычисления по данной схеме, в случае учета даже нескольких слоев, отличаются от результатов, которые получены в [15–20] (подробности рассмотрим в другом сообщении).

Для задачи получения доменной структуры важны аналитические зависимости остаточных напряжений от координаты радиуса цилиндра. Можно показать, что в пределе бесконечного числа слоев остаточные напряжения σ должны удовлетворять нелинейному дифференциальному соотношению:

$$\frac{\partial \sigma(s)}{\sigma(s)} = \left(1 - \frac{s^2}{\partial s}\right)^{-1}, \quad (7)$$

где $s = \pi r^2$ – площадь поперечного сечения в данной области цилиндра, которое имеет приближенное решение:

$$\sigma_s \approx \sigma_0 \exp\left\{-\frac{c'_1}{r^2}\right\}. \quad (8)$$

Разлагая (8) в ряд и сравнивая (8) (3) и (1), получаем

$$\begin{aligned} \sigma_{r(1)} &\approx P \left[1 - \left(\frac{b}{r}\right)^2\right], \\ \sigma_{\varphi(1)} &\approx P \left[1 + \left(\frac{b}{r}\right)^2\right], \end{aligned} \quad (9)$$

где b – минимальное предельное значение радиуса r_1 . В отличие от (1) остаточные напряжения (9) учитывают релаксационные процессы. Если считать, что область с границами от $r_1 \equiv b$ до внешнего радиуса $r_2 \equiv R_{\text{жс}}$ является областью упругих напряжений, то из (9) несложно получить уравнение равновесия [26–29]:

$$r \left(\frac{d\sigma_r}{dr} \right) = \sigma_\varphi - \sigma_r. \quad (10)$$

Кроме того, выполняется и соотношение, следующее из закона Гука, что сумма радиальных и тангенциальных напряжений при заданном радиусе цилиндрической поверхности постоянна:

$$\sigma_r + \sigma_\varphi = 2P. \quad (11)$$

Оценим осевое напряжение $\sigma_{z(1)}$ из известных компонент $\sigma_{r\varphi(1)}$:

$$\sigma_{z(1)} \approx \nu 2P. \quad (12)$$

Оценка по формуле (12) занижена по сравнению с (1,а), если считать коэффициент Пуассона порядка 1/3. Неточность нулевой задачи (1) по отношению к полученному решению проявляется и в нарушении равенства $\sigma_{r(1)}$ и $\sigma_{\varphi(1)}$ на поверхности жилы, которая для нулевой задачи выполнялась:

$$\sigma_{r(0)} = \sigma_{\varphi(0)} = P.$$

Чтобы точнее привязать решение (9), можно воспользоваться тем, что к общему решению добавляются постоянные (не зависящие от координаты r) напряжения $\sigma_{r,\varphi,z(1)}^0$. Тогда (9) можно переписать в виде

$$\begin{aligned}\sigma_{r(1)} &\approx P \left(1 - \frac{b^2}{r^2} \right) + \sigma_{r(1)}^{\circ}, \\ \sigma_{\varphi(1)} &\approx P \left(1 + \frac{b^2}{r^2} \right) + \sigma_{\varphi(1)}^{\circ}, \\ \sigma_{z(1)} &\approx \nu (\sigma_{r(1)} + \sigma_{\varphi(1)}) + \sigma_{z(1)}^{\circ} \sim \nu (P + \sigma_{z(1)}^{\circ}).\end{aligned}$$

Из (10)–(12) следует, что

$$\sigma_{r(1)}^{\circ} = \sigma_{\varphi(1)}^{\circ} \sim P/2 \rightarrow 0,5 (\sigma_{z(1)}^{\circ}),$$

и если $\nu \rightarrow 0,5$ (и $b \leq R_m/2$), то несвязка уменьшается. Полностью несвязку можно уменьшить только численным расчетом, поэтому ниже нас будет интересовать только функциональная зависимость $\sigma_{r(1)}$ от радиуса жилы.

Если учесть, что в проводе «Унитика», в отличие от ЛАМСО, суммарные напряжения должны убывать на поверхности жилы и возрастать к центру, то это приведет к изменению неравенства (6) на противоположное. Так как при отрицательной магнитострикции намагниченность ориентируется по минимальному напряжению (в данном случае по σ_{φ}), то в проводе «Унитика» возможна магнитная структура БДС. Магнитная структура БДС в ЛАМСО может возникнуть при стравливание стеклянной оболочки. Возможно, она существует в ЛАМСО с тонкой стеклянной оболочкой или после термо- или термомеханической обработки. Для проводов «Унитика» с положительной магнитострикцией есть основания считать, что намагниченность основных доменов будет направлена вдоль радиуса, что косвенно подтверждает схему доменной структуры магнитного провода с положительной магнитострикцией согласно работам [5, 6] (рис. 1,б). Возможно, что для тонкого микропровода она будет проще. Аналитическая зависимость для остаточных напряжений в проводе «Унитика» в области, близкой к поверхности, может иметь асимптотический вид:

$$\begin{aligned}\sigma_{r(u)} &\sim P_u + b_u \left(\frac{1}{r} \right)^2, \\ \sigma_{\varphi(u)} &\sim P_u - b_u \left(\frac{1}{r} \right)^2, \\ \sigma_{z(u)} &\sim \nu 2P_u,\end{aligned}$$

где величины P_u и b_u определяются из граничных условий [26–32].

В более сложном варианте задача расчета остаточных напряжений в свободном цилиндре с учетом термической релаксации рассматривается в [28, 32].

Учет пластических релаксаций в ЛАМСО и расчет напряжений в релаксационной области

Согласно предложенной модели считаем, что внутри микропровода существует область, начинающая с радиуса b , и меньше, где существенны пластические релаксации. Не ставя целью подробное описание нахождения решений, приведем краткий путь его получения. Следуя известной схеме расчета, введем функцию Эйри (Airy G.B.) – Φ [26–28, 31, 32], для которой получается уравнение:

$$\Phi_t'''' - 4\Phi_t'' + 4\Phi_t = 0, \quad (13)$$

где дифференцирование произведено по $t = \ln r$. Тогда общие решения (с произвольными постоянными P_1' , c_1 , k) для остаточных напряжений можно представить в виде [26–28, 31, 32]:

$$\begin{aligned}\sigma_r &= P_1' - \frac{c_1}{r^2} + 2k \ln r, \\ \sigma_{\varphi} &= P_1' + \frac{c_1}{r^2} + 2k(1 + \ln r).\end{aligned} \quad (14)$$

Первые два члена полученных функций использованы в предыдущем разделе. Напряжения, которые возникают в данной третьей области, когда $r < b$, мы будем считать “пластическими”, так как при быстрой закалке аморфных материалов возможно возникновение пластической релаксации. Пока напряжения являются упругими и отсутствует их зависимость от угла φ цилиндрических координат,

можно показать, что формулы (9) полностью описывают поставленную задачу вплоть до радиуса b во всей упругой области ([32, с. 112–113]). В рамках теории пластических напряжений область решений можно продлить от радиуса b до размеров, где нарушаются критерии применимости континуальной модели. Представим добавки к напряжениям в “пластической” области (для $r < b$) в виде:

$$\begin{aligned}\sigma_{r(2)} &= 2K \times \ln\left(\frac{r}{b}\right), \\ \sigma_{\varphi(2)} &= 2K \times \left[1 + \ln\left(\frac{r}{b}\right)\right], \\ \sigma_{z(2)} &\approx \nu \times (\sigma_{r(2)} + \sigma_{\varphi(2)}) \sim 2K \times \left[1 + 2\ln\left(\frac{r}{b}\right)\right],\end{aligned}\tag{15}$$

что согласуется с результатами более подробной теории [28] (коэффициент Пуассона ν здесь равен $1/2$ [28, 32]). Эта аналитическая форма решения (15), достаточная для расчета магнитной структуры, известна в теории пластической релаксации как решение с учетом условий текучести в форме условий Треска (об условии Треска см. подробнее [28] и [32]). Отметим, что к формулам (1), (9) и (15) могут быть добавлены еще и слабо зависящие от переменной радиуса напряжения $\sigma_{i(\kappa)}$ (см. подробнее [28]), которые для наших целей расчета доменной структуры не внесут существенный вклад.

Для оценки параметров K и b привлекался эксперимент [8], и на основании эксперимента и физических соображений [8–11, 34] принято, что верхняя граница $b \leq R_m/2$, а нижняя граница $K \sim 0,1P$.

Таким образом, предлагается модель, в которой остаточные напряжения $\sigma_{r,z}$ в жиле ЛАМСО (в отличие от [16–20]) убывают к центру жилы. Причиной этого является релаксация напряжений. Пластические релаксации упругих напряжений можно обосновать тем, что при остывании жилы перепад температуры между ее центром и периферией составляет сотни градусов (по Цельсию) [23]. Поверхность микропровода сцепляется со стеклом химической энергией связи, которая превалирует над энергией остаточных напряжений. До внутреннего радиуса b происходит лишь упругая релаксация напряжений. Напряжения, которые возникают в области участка микропровода, близкого к центру жилы ($r < b$), мы считаем “пластическими”, так как при быстрой закалке аморфных материалов возможно возникновение пластической релаксации. Для наглядности представим схемы напряжений в аморфной жиле и силикатном стекле, которые имеют только иллюстративный характер, поясняющий дальнейшие рассуждения. Для рассматриваемой доменной модели представляют интерес радиальные остаточные напряжения, но численный расчет показывает, что качественный вид их аналогичен осевым напряжениям, что отмечено на рис. 4.

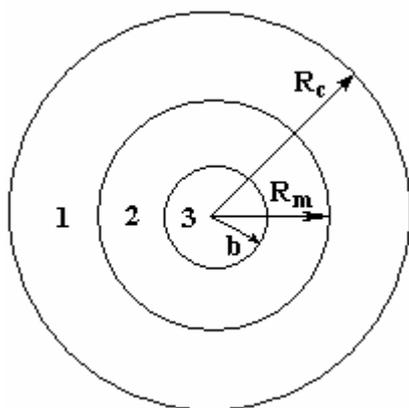


Рис. 4,а. Поперечное сечение микропровода: R_m – радиус металлической жилы, R_c – внешний радиус стеклянной оболочки, b – радиус границы пластической деформации. Максимальные напряжения (1) в жиле возникают на границе жила-стекло (граница 1–2 в области R_m). На схеме не обозначена область внутри 3, где нарушаются критерии применимости модели (которая на порядок меньше радиуса b)

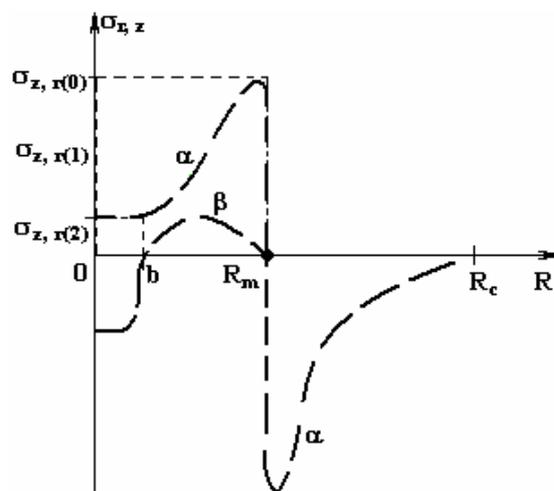


Рис. 4,б. Качественный вид распределений остаточных напряжений ($\sigma_{r,z}$) вдоль радиуса микропровода: α – в исходном состоянии (в жиле и стекле), β – после полного удаления стеклянной оболочки (только для радиальных напряжений)

Считаем также, что все остаточные напряжения в жиле микропровода – растягивающие (то есть положительные), так как нет механизма, который это может изменить. Отрицательная добавка $\sigma_{r(2)}$, связанная с релаксацией, меньше, чем положительное (растягивающее) напряжение, уже существующее и рассчитанное по формуле (1), а для тех $r \ll b$, где эта добавка станет больше, нарушается область применимости нашей модели, и мы эту область “вырезаем” из рассмотрения. В стеклянной же оболочке остаточные (осевые и радиальные) напряжения – сжимающие. Исходя из условия равновесия на поверхности жилы – стекло, если жилы растягивается, то стекло сжимается. Предполагаем также, что после снятия стеклянной оболочки радиальные напряжения внутри жилы могут стать и сжимающими (во внутренней области жилы) [28] (рис. 4,б, пункт β.).

В отличие от нашей модели в модели работ [18–20] остаточные напряжения убывают к поверхности ЛАМСО, причем наименьшее из них на поверхности жилы будет осевое напряжение σ_z , что не согласуется с формулами (1), (1а), (1б) и с экспериментами по ЕФМР. Поэтому работы, использующие данные результаты, на наш взгляд, некорректны уже по этой причине.

Расчет доменной стенки в ЛАМСО с положительной магнитострикцией

Рассмотрим простейшую магнитную модель микропровода, состоящую из двух доменов, намагниченных вдоль оси цилиндра в разную сторону и разделенных 180° блоховской доменной стенкой (ДС) цилиндрической формы (см. рис. 1,а). ДС энергетически выгодно зарождаться в области $r < b$, где энергия анизотропии меньше (см. рис. 4,а,б). Оценим по порядку величины размеры ДС – Δ_1 из минимизации двух конкурирующих энергий:

энергии обменного взаимодействия

$$W_0 \sim \frac{A}{\Delta_1}$$

и энергии анизотропии, которая в третьей области оценивается как

$$W_a \sim \lambda K b \times \ln \left(\frac{\Delta_1}{b} \right) + \frac{2}{3} \lambda \sigma_z^\circ b .$$

Стандартная процедура минимизации суммы этих энергий

$$\frac{\partial}{\partial (\Delta_1/b)} \left(\frac{A}{\Delta_1} + \lambda K b \times \ln \left(\frac{\Delta_1}{b} \right) + \frac{2}{3} \lambda \sigma_z^\circ b \right) = 0 \quad (16)$$

приводит к следующей формуле:

$$-\frac{A}{\Delta_1^2} + \lambda K b \left(\frac{1}{\Delta_1} \right) = 0. \quad (17)$$

Отсюда для толщины зарождающейся ДС получим оценочное значение:

$$\Delta_1 \approx \frac{A}{\lambda K b} . \quad (18)$$

Для оценок размеров ДС возьмем следующие значения параметров: $A \sim 10^{-11}$ Дж/м, $b \sim 10^{-6}$ м, $\lambda \sim 10^{-6}$, $K \sim 10^8$ Па и получим

$$\Delta_1 \sim 10^{-7} \text{ м}, \quad (19)$$

что более чем на порядок меньше диаметра микропровода. Ориентируясь на этот результат, можно утверждать, что в проводе с положительной магнитострикцией с диаметром, меньшим 10^{-6} м, могут возникать бездоменные магнитные структуры [10, 14, 21]. Монодоменным же ЛАМСО с достаточно большой положительной магнитострикцией может быть, начиная с размеров 10^{-7} – 10^{-8} м, если сделать оценки согласно [21]. Следовательно, не будет противоречий в логике, если предположить возможность существования предложенной магнитной структуры для ЛАМСО с диаметром жилы, большим 10^{-6} м, и с достаточно большой положительной магнитострикцией. Провод с нулевой магнитострикцией может быть бездоменным даже при радиусах, больших 10^{-6} м [10, 14].

Для плотности энергии ДС получим следующую оценку:

$$W_1 (\Delta_1) \sim \Delta_1 \cdot \lambda \cdot \sigma \sim \frac{A}{b} \sim 10^{-5} \text{ Дж/м}^2. \quad (20)$$

Сравним результаты (18)–(20) с классической ДС – δ в теории Ландау–Лифшица и Дёринга [35, 36]. Простейший вариант процедуры минимизации суммы двух конкурирующих энергий – энер-

гии обменного взаимодействия $W_0 \sim \frac{A}{\delta}$ и энергии анизотропии $W_a \sim \lambda \sigma_z^\circ \delta$ – приводит к уравнению:

$$-\frac{A}{\delta^2} + \lambda\sigma_z^0 = 0 \quad (21)$$

и к известной формуле для классической ДС (Блоха–Ландау–Лифшица–Дёринга [35, 36]):

$$\delta_{LL} \sim \sqrt{\frac{A}{C}}, \quad (22)$$

где использованная величина $C \sim \lambda\sigma_z^0$ сопоставима с энергией анизотропии ЛАМСО с положительной магнитострикцией. Если произвести оценку δ_{LL} , то получим размеры, более чем на порядок превышающие Δ_1 (то есть δ_{LL} может стать больше диаметра ЛАМСО). Но для существования предложенной нами доменной схемы ДС должна быть гораздо меньше диаметра микропровода, чтобы там образовалась по крайней мере двухдоменная структура. Спасая положение, можно принять модель микропровода, состоящего из монодоменных участков (размер их должен быть из теории [36] порядка $(L)^{1/2}$, где L – длина образца), разделенных поперечными доменными границами. Тогда возникает проблема огромной скорости перемещения ДС, которая уже из простых оценок может превысить скорость звука в металле. Непонятны также и эксперименты по изучению спектра магнитной проницаемости ЕФМР, так как даже две противоположно намагниченные макроскопические области должны были проявиться в спектре ЕФМР.

Формула для плотности энергии бесконечной плоской ДС Блоха, разделяющей бесконечные полупространства доменов, имеет вид

$$W_{LL} \sim (AC)^{1/2}. \quad (23)$$

Известно [35], что функциональная зависимость H_c от магнитных и технологических параметров такая же, как у плотности энергии ДС. Использование (23) приводит к популярной зависимости:

$$H_{c(LL)} \sim (\sigma)^{1/2}, \quad (24)$$

где под σ понимают как остаточные, так и внешние напряжения, приложенные к микропроводу, что объясняет, например, увеличение коэрцитивной силы при растяжении микропровода. Совершенно ясно, что (24) не учитывает ни геометрических, ни магнитных, ни технологических особенностей ЛАМСО и может использоваться только для качественных подтверждений эксперимента, что проявляется в любом растянутом проводе.

Согласно нашей модели ЛАМСО состоит из трех участков, а зародыш перемагничивания образуется в центре микропровода, если не учитывать торцов микропровода и дефектов стеклянной оболочки. Следовательно, при движении ДС вдоль радиуса жилы она должна трансформироваться. В эксперименте это должно приводить к нескольким величинам поля старта в процессе перемагничивания, что и наблюдается экспериментально (см. ниже). Из (20) следует, что первое поле старта H_{cI} (поле зарождения ДС) не зависит от магнитострикции и остаточных напряжений, а определяется только удельной обменной энергией $\frac{A}{b}$, которая характерна для зародышей доменных стенок. Можно считать, что H_{cI} – поле, соответствующее зарождению новой магнитной фазы в процессе перемагничивания микропровода. Экспериментально увидеть H_{cI} достаточно сложно из-за малого объема перемагничивающего материала и большого магнитного шума, но возможно (особенно при низких температурах).

Во второй области (рис. 4), которая описывается формулами (9)–(12), нельзя получить устойчивую ДС, и эта область должна перемагничиваться скачком. Это связано с тем, что зависимость анизотропии от координаты r более крутая, чем у обменного взаимодействия.

В третьей области жилы ЛАМСО (на рис. 4 не обозначена), которая является приповерхностной областью возле границы металл-стекло, где справедливы формулы (1), остаточные напряжения можно считать постоянными, и ДС здесь является цилиндрической поверхностью. Для нее может быть удовлетворителен расчет, аналогичный представленному в [15] (в [15] рассмотрена другая модель, но полученная аналитическая зависимость для нашей модели – правильная). Но для получения окончательных формул учтем формулу (1), и в результате получим:

$$\Delta_3 = \left(\frac{AR_m}{\lambda P} \right)^{1/3} \sim 10^{-6} \text{ м}, \quad (25)$$

$$W_3(\Delta_3) = \left(\frac{A^2 \lambda P}{R_m} \right)^{1/3} \sim 10^{-4} \text{ Дж/м}^2. \quad (26)$$

Соответствующее поле старта H_{c3} должно быть больше H_{c1} (так как W_3 больше W_1). Оценим зависимость H_{c3} от радиуса жилы микропровода R_m с учетом (1):

$$H_{c3} \sim \sqrt[3]{\frac{kx}{R_m \left[\left(\frac{k}{3} + 1 \right) x + \frac{4}{3} \right]}}, \quad (27)$$

$$k \sim 0,3 \div 0,5,$$

$$x = \left(\frac{R_c}{R_m} \right)^2 - 1.$$

Из эксперимента известно, что величина коэрцитивной силы убывает с увеличением радиуса жилы R_m (при фиксированной толщине стеклянной оболочки), что соответствует полученной формуле.

Зависимость от магнитострикции $\lambda^{1/3}$ (и аналогичная от остаточных напряжений) соответствует экспериментальным данным с той же погрешностью, что и зависимость, которая получена рядом исследователей при подгонке под формулу (24) (то есть $\lambda^{1/2} \sigma^{1/2}$). Однако (26) более соответствует геометрии ЛАМСО, чем (24) (которая следует из (23)).

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Экспериментальные исследования процессов перемагничивания в ЛАМСО обнаружили наличие двух механизмов перемагничивания: релаксационного и акселеративного [7, 37]. Импульсы ЭДС на измерительных катушках, возникающие от БСБ, соответствующие этим механизмам, отличаются по форме, амплитуде и длительности. Релаксационный механизм характеризуется импульсом с крутым фронтом нарастания и пологим спадом; акселеративный – плавным нарастанием и резким спадом по второму фронту импульса (см. рис. 5, а также [7, 37]).

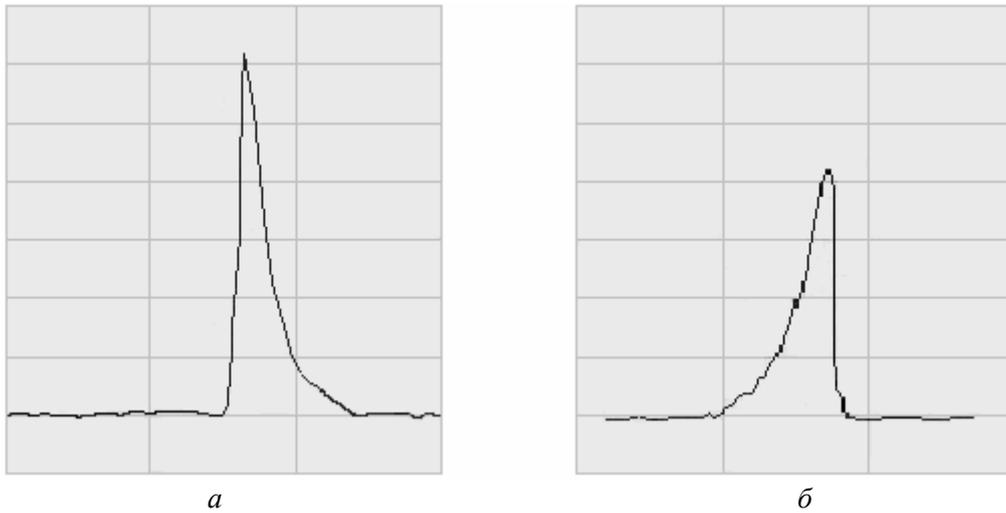


Рис. 5. Формы импульсов ЭДС от БСБ в образцах ЛАМСО): а) релаксационная, б) акселеративная

Исследовались экспериментально регистрируемые параметры: поле старта H_s (обозначим теоретическое поле старта H_c , а экспериментальное – H_s), амплитуда наведенного в измерительной катушке импульса Um и флуктуации поля старта Σ_{H_s} . Изучено влияние режимов перемагничивания от состояния стеклянного покрытия ЛАМСО. В качестве основного и практически важного результата было обнаружено, что снятие стеклянной оболочки с торца образца из ЛАМСО путем стравливания раствором плавиковой кислоты приводит к уменьшению поля старта и его флуктуаций в 2–3 раза.

Экспериментальный результат о существовании двух форм перемагничивания следующим образом согласуется с представленной выше теорией зарождения и движения ДС в ЛАМСО (в основе которой лежит расчет остаточных напряжений). Опишем на качественном уровне перемещение ДС

от центральной жилы до поверхности микропровода. В области три (рис. 4,а), где малы остаточные напряжения, перемагничивание происходит за счет первоначального зарождения, а потом движения ДС (то есть в основном – акселеративным путем), и ДС непрерывно тормозится мелкими дефектами. Эти дефекты всегда существуют в аморфной матрице и создаются в процессе получения микропровода. Вероятнее всего, они являются причиной флуктуаций скачков Баркгаузена в процессе перемагничивания акселеративным механизмом. Для описания этого участка движения ДС можно использовать уравнение Деринга [35, 36]. Отметим, что не исключается акселеративная форма движения и в конце области два, у границы со стеклянной оболочкой, с полем старта H_{c3} .

В области два (рис. 4,а) (а вернее, в самом ее начале), как уже отмечалось, перемагничивание должно происходить не по механизму движения ДС. ДС существует в этой области виртуально. Для этого участка можно записать уравнение Брауна [10, 11, 21] с внешней магнитной силой. Если считать, что радиус этой области в процессе перемагничивания меняется слабо (то есть заменить цилиндрическую поверхность на плоскую), и предположить, что перемагничивание происходит с конечной средней скоростью, то можно снова получить дифференциальное уравнение (второго порядка), аналогичное уравнению Деринга. Существенно, что значение констант релаксации и упругой постоянной в этом уравнении будет отличаться от предыдущего уравнения Деринга, описывающего акселеративный механизм движения. Как следует из эксперимента и наших рассуждений, перемагничивание этой области осуществляется скачком (то есть практически так же, как осуществляется перемагничивание в очень маленьких бездоменных частичках), с последующими релаксационными колебаниями. Релаксационные колебания связаны с тем, что релаксация после процесса перемагничивания здесь гораздо медленнее, чем при реальном движении ДС. Модель перехода похожа на движение квазиклассической частицы при переходе между двумя квазивырожденными адиабатическими состояниями. Квазивырожденность этих состояний обеспечивает тепловая энергия, которая при температурах выше 100 К будет выше, чем барьер энергии анизотропии (модель надбарьерного движения). Если условие квазивырожденности термов энергии не будет выполняться, то поле старта будет экспоненциально возрастать, что возникает при понижении температуры [7–11]. При этом экспоненциально уменьшается и скорость перемагничивания. В случае квазивырожденности энергий задачу можно описать на квазиклассическом языке (аналогичном теории Ландау–Зинера–Штюккельберга). Вероятность процесса пропорциональна энергии взаимодействия в области перехода, которая в нашем случае пропорциональна $\sigma_r(0) = \sigma_\phi(0) = P$ и обратно пропорциональна разности сил в точке пересечения термов, которая в нашем случае аналогична полю старта H_c . Можно считать, что наибольшая вероятность перехода происходит при выполнении соотношения

$$H_c \sim P,$$

что качественно соответствует эксперименту. При растяжениях микропровода параметр P увеличивается, приводя к увеличению H_c . Теория может быть проверена, например, путем создания зародыша намагничивания. Это может подавить акселеративную фазу движения ДС. Экспериментально это можно осуществить, например, стравливанием стеклянной изоляции с краев микропровода.

Начальным этапом обсуждения экспериментальных результатов будет проверка влияния длины образцов L из ЛАМСО на H_s , U_m и флуктуацию поля старта Σ_{H_s} . Исследовались образцы ЛАМСО только с положительной магнотстрикцией на основе железа с добавлением кобальта, никеля и с металлоидами (бором, кремнием, углеродом) [7, 37]. Длина образцов L варьировалась путём нарезки микропровода от 20 до 1 мм (диаметр металлической жилы для различных образцов изменялся в пределах 2–25 мкм, а толщина стеклянного покрытия – 1–15 мкм). Выбирались образцы с характерной особенностью: они имели прямоугольную петлю гистерезиса, даже если их длина была порядка 1 мм (бистабильность сохраняется при длине образца менее 1 мм [38]). Для нарезки образцов выбирались участки, в которых отсутствуют трещины, перегибы, сколы, определяемые визуально и с помощью микроскопа (с увеличением в 300 раз). Наличие сколов на торцах жилы и микротрещин в стеклянном покрытии также фиксировалось при помощи микроскопа, и эти образцы выбраковывались. На рис. 6 представлена зависимость амплитуды U_m сигнала считывающей катушки от длины образца. Зависимости других параметров (в частности – поля старта H_s) от длины образца не прослеживаются в пределах ошибки эксперимента порядка 10% [37, 38]. В пределах погрешности измерений получено линейное изменение амплитуды сигнала U_m от длины образца (рис. 6). Если бы образец состоял из макроскопических противоположно (продольно) намагниченных доменов, разделенных достаточно толстыми доменными стенками, то это могло проявиться в корневой нелинейности

представленной зависимости, так как количество доменных стенок можно оценить как $\sim (L)^{1/2}$, а сигнал пропорционален им.

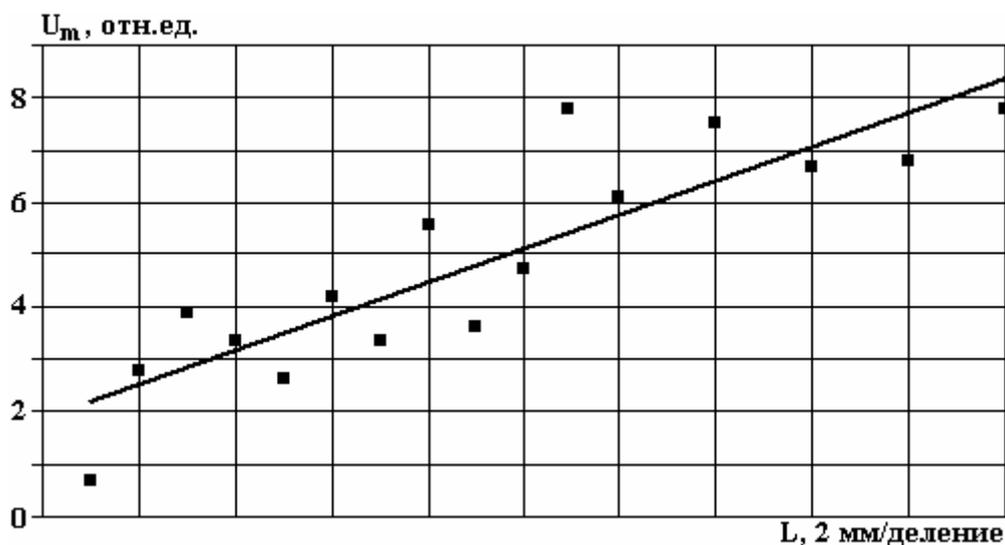


Рис. 6. Зависимость амплитуды импульса U_m на измерительной катушке от длины образца L [37, 38]

Так как в некоторых образцах за один цикл перемагничивания происходит четыре (и более) скачка Баркгаузена (что, возможно, связано с наличием дефектов [37] и здесь обсуждаться не будет), подготовка образцов к исследованию осуществлялась особенно тщательно двумя способами – механическим и химико-механическим и тщательно контролировалась с помощью микроскопа. Механический способ, как уже упоминалось, позволял нарезать образцы длиной до 1 мм. Химико-механический способ приготовления образцов – это химическая обработка (после нарезки) их элементов или участков элементов. Образцы помещались в среду на основе раствора HF до частичного или полного снятия стекла. Для травливания стекла с определенной длины образец предварительно обрабатывался специальными растворами для исключения капиллярного эффекта. При необходимости процесс травливания можно было остановить, удалив остатки кислоты в промывочной воде.

Следующим этапом будет обсуждение исследования образцов ЛАМСО, сначала не подвергнутых химической обработке на торцах [37]. Изучение характеристик обеих форм движения доменной стенки (погрешности эксперимента не более 10%) показало, что поле старта H_{sr} релаксационного импульса (на графиках – ромбики) больше поля старта H_{sa} акселеративного импульса (на графиках – квадраты) (рис. 7, 8). Частота варьировалась от 100 до 1000 Гц, амплитуда поля – от 200 до 700 А/м.

Показано (рис. 7), что поля старта H_s релаксационного и акселеративного импульсов слабо зависят от частоты f внешнего импульса перемагничивающего поля (в рассмотренном диапазоне частот). Амплитуда U_{mr} и поле старта H_{sr} релаксационного импульса слабо зависят как от частоты f , так и амплитуды H_M внешнего импульса перемагничивающего поля (рис. 7, 8). Аналогичные параметры акселеративного импульса более чувствительны к изменению внешнего поля: так и амплитуда U_{ma} , и поле старта H_{sa} акселеративного импульса увеличивались более чем в два раза (рис. 7, 8). Если говорить о практическом использовании, то устойчивость релаксационного механизма является полезным свойством. Зависимость U_{ma} акселеративного механизма движения ДС от частоты и H_{sa} от амплитуды перемагничивающего поля H_M (рис. 7, 8) можно связать с торможением движения ДС на микродефектах.

Одним из важных результатов данной работы является то, как на процесс перемагничивания влияет состояние торцов, то есть стеклянной оболочки на них. На рис. 9 представлены образцы микропровода с различными состояниями торцов стеклянной оболочки. Как правило, стеклянное покрытие на торце обкрашивается при механическом воздействии, поэтому химико-механическим способом создавались следующие варианты торцов:

- ровный скол,
- с выступающим концом жилы,

• с утопленным концом жилы (которые получали химическим вытравливанием торца в смеси кислот: соляной и азотной) (рис. 9).

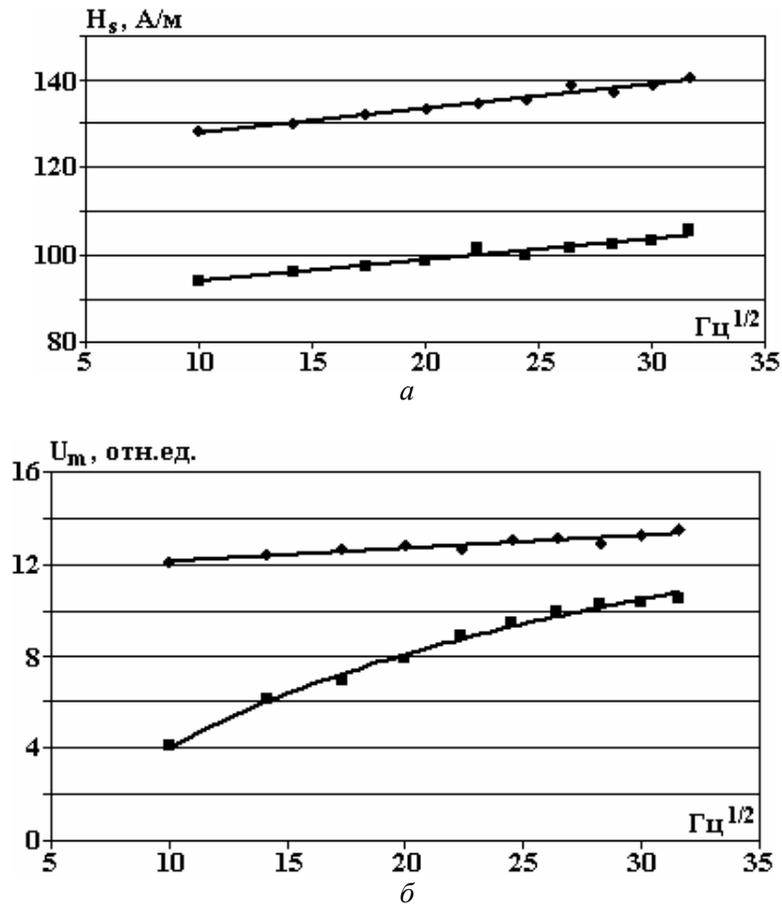


Рис. 7. Зависимость параметров импульсов ЭДС от частоты перемагничивающего поля: а) $H_s = F(\sqrt{f})$, б) $U_m = F(\sqrt{f})$. (H_s и U_m релаксационного механизма импульса обозначен на графике ромбиками; H_s и U_m акселеративного механизма импульса – квадратами)

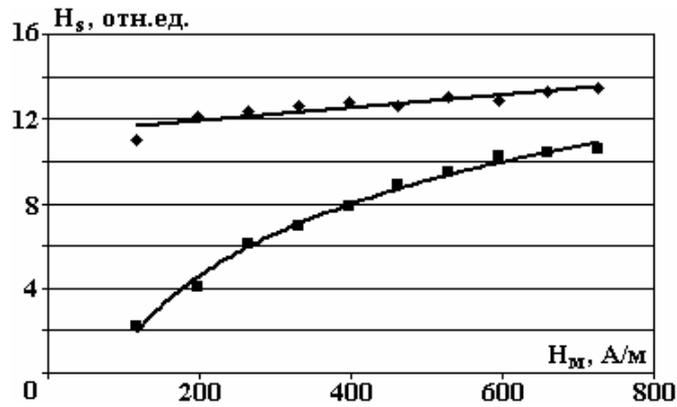


Рис. 8. Зависимость поля старта H_s от амплитуды перемагничивающего поля H_m . (Все обозначения для механизмов импульсов аналогичны рис. 7)



Ровные торцевые срезы

Металлическая жила на правом торце выступает

Металлическая жила на правом торце утоплена

Рис. 9. Виды торцов ЛАМСО

Для примера приведем один из типичных результатов исследований.

Значение поля старта и флуктуаций на примере трех идентичных видов образцов длиной 10 мм с разным видом торцов

№ п/п	Вид торца	Поле старта H_s , А/м	Флуктуации поля старта – ΣH_s	
			А/м	% к H_s
1	Ровный торцевой срез	146,88	2,64	1,8
2	Жила выступает	82,52	1,23	1,49
3	Жила утоплена	150,02	4,68	3,11

Наибольший интерес представляет второй вариант образца торца с выступающей металлической жилой, поскольку уменьшение значения поля старта и, главное, его флуктуаций имеет важное практическое значение.

Производилось также постепенное стравливание стеклянной оболочки одного из торцов образца длиной 10 мм на длину не более 2 мм. Конечная толщина снятого стекла измерялась с помощью микроскопа. С уменьшением толщины стекла на торце величина поля старта и флуктуаций поля старта понижается примерно в 2 раза.

При стравливании же всей поверхности стекла с образцов наблюдалась следующая зависимость: H_s снижается, например, с 136,6 до 87,9 А/м, но флуктуация поля старта возрастает в два раза.

Выводы

С повышением требований к параметрам и эксплуатационным характеристикам, а также миниатюризации современных измерительных приборов возникла потребность в новых датчиках и активных элементах магнитного поля. Успехи в этой области непосредственным образом связаны с созданием новых материалов. Наиболее перспективными в этом отношении стали бистабильные аморфные диполи из ЛАМСО, перемангничивающиеся БСБ. Однако интерес к ним не исчерпывается только практической значимостью. Изучение свойств и процессов формирования бистабильности в аморфных ферромагнетиках вносит немалый вклад в теорию ферромагнетизма [1, 37–39].

Показано, что при перемангничивании в образцах ЛАМСО происходят сложные процессы, обусловленные распределением остаточных напряжений, которые влияют на важнейшие для технического применения характеристики, такие как поле старта, амплитуда и флуктуации поля старта. Разработан способ управления флуктуациями поля старта в бистабильных ЛАМСО методом стравливания стеклянной оболочки с торцов отрезков диполей. Этот способ улучшения характеристик БСБ связан с процессом зародышеобразования и заключается в формировании областей, способных перемангничиваться релаксационным способом. С помощью индукционного метода изучены два вида импульсов ЭДС – релаксационный и акселеративный, которые свидетельствуют о наличии двух механизмов переключения БСБ. Предложена теоретическая модель, объясняющая данный факт. При переходе от акселеративного механизма движения ДС к релаксационному механизму флуктуации поля старта уменьшаются 2 раза.

К сожалению, объем статьи не позволяет критически проанализировать все модели. Сошлемся лишь на последние из них [40, 41]. Отметим, что в вопросе определения реальной скорости движения доменной стенки V в проводе автор придерживается модели, аналогичной [42], в которой она определяется как

$$V \sim v (D_w/L_e),$$

где v – скорость перемангничивания образца [43], а L_e – продольная длина доменной стенки. Для оценок вместо L_e можно брать длину образца L . Так как величина D_w/L – достаточно маленькая, то скорость доменной стенки не превысит скорость звука в образце. Отметим также, что магнитные модели, предполагаемые в [43] и [35], близки к рассмотренным в данной работе. Напомним также авторам [40, 41], что одномерная модель при разбиении на фазы перпендикулярно будет дробиться до бесконечности, так как не имеет минимума свободной энергии [44].

Автор благодарен А. Елону (A. Yelon) и Д. Менарду (D. Menard) за обсуждение работы и возможность сотрудничества с лабораторией магнитных явлений в микропроводах в Политехнической школе Монреальского университета (École Polytechnique de Montréal), а также Г.В. Ломаеву, Г.В. Каримовой, Д. Махновскому, А.И. Дикусару за сотрудничество.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рудяк В. М. Эффект Баркгаузена. *УФН*. 1970, **101**(3), 429–462.
2. Vazquez M., Adenot-Engelvin A.-L. Glass-coated amorphous ferromagnetic microwires at microwave frequencies. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2009, **321**, 2066–2073.
3. Баранов С.А., Бержанский В.Н., Зотов С.К., Ларин В.С., Торкунов А.В. Ферромагнитный резонанс в аморфных магнитных проводках. *Физика металлов и металловедение*. 1989, **67**(1), 73–78.
4. Баранов С.А., Зотов С.К., Ларин В.С., Торкунов А.В. Особенности естественного ферромагнитного резонанса. *Физика металлов и металловедение*. 1991, **69**(12), 172–174.
5. Mohri K., Humphrey F.R., Kawashimay K., Kimura K., Mizutani M. Large Barkhausen and Matteucci effects in FeCoSiB, FeCrSiB and FeNiSiB amorphous wires. *IEEE Trans. on Magn.* 1990, **26** (5), 1789–1791.
6. Vazquez M., Gomez-Polo C., Theuss H., Kronmuller H. Domain structure and magnetization process of bent Fe-rich amorphous wires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 1996, **164**, 319–326.
7. Baranov S.A., Karimova G.V., Lomaev G.V. Domain wall movement in the cast amorphous microwire. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2006, **42**(2), 73–78)
8. Baranov S.A. Estimation of distribution of residual stresses in core amorphous microwires. *Metal Science & Heat Treatment* 2001, **43**(3–4), 167–168
9. Baranov S.A. Residual stresses in the core of an amorphous microwire. *Metal Science & Heat Treatment*. 2003, **45**(7–8), 280–282.
10. Baranov S.A., Vazquez M., Garcia K.L., Usenco V.P. Magnetic properties of amorphous microwires. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2004, **40**(6), 79–86)
11. Baranov S.A., Laroze D., Vargas P., Vazquez M. Domain structure of Fe-based microwires. *Physica B*. 2006, **372**, 324–327.
12. Panina L.V., Mori K. Magneto-impedance effect in amorphous wires. *Appl. Phys. Lett.* 1994, **65**(9), 1189–1196.
13. Baranov S.A. Magnetic properties of Co-based amorphous microwire. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2003, **266**, 278–281.
14. Baranov S.A., Laroze D., Vargas P., Vazquez M. On micromagnetic theory of thin cast amorphous microwires. *Physica B*. 2006, **372**, 320–323.
15. Antonov A., Dykhne A., Lagar'kov A., Usov N. Structure of 90 ° domain wall in Co-based amorphous wire. *Physica A*. 1997. **241**. 425–248. (Усов Н.А., Антонов А.С., Дыхне А.М., Лагарьков А.Н. К теории доменной структуры аморфного провода на основе кобальта. *Электричество*. 1998, (2), 55–66).
16. Молоканов В.В., Умнов П.П., Куракова Н.В., Свиридова Т.А., Шалыгин А.Н., Ковнеристый Ю.К. Влияние толщины стеклообразного покрытия на структуру и свойства аморфного магнитомягкого кобальтового сплава. *Перспективные материалы*. 2006, (2), 5–14.
17. Velazquez J., Vazquez M., Zhukov A.P. Magnetoelastic anisotropy distribution in glass-coated microwires. *J. Mater. Res.* 1996, **11**(10), 2499–2505.
18. Antonov A.S., Borisov V.T., Borisov O.V., Prokoshin A.F., Usov N.A. Residual quenching stresses in glass-coated amorphous ferromagnetic microwires. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2000, **33**, 1161–1168.
19. Chiriac H., Ovari T.-A., Pop Gr. Internal stress distribution in glass-covered amorphous magnetic wires. *Phys. Rev. B*. 1995, **52**(14), 10104–10114.
20. Chiriac H., Ovari T.-A., Corodeanu S., Ababei G. Interdomean wall in amorphous glass-coated microwires. *Phys. Rev. B*. 2007, **76**, 214433-1-214433-8.
21. Brown W.F., JR. *Micromagnetics*. New York (London): Interscience Publishers: (a division of John Wiley & Sons, 1963. 143p.
22. Baranov S.A. Residual stress in amorphous microwire. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2006, **42**(6), 44–46.
23. Мирошниченко И.С. *Закалка из жидкого состояния*. М.: Металлургия, 1982. 167 с.
24. Манасевич А.Д. *Физические основы напряженного состояния и прочности металлов*. М.: Машгиз, 1962. 198 с.
25. Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В. *Структурные уровни деформации твердых тел*. Новосибирск: Наука, 1985. 228 с.
26. Тимошенко С.П. *Сопротивление материалов*. Т. 2. М.: Наука, 1965. С. 173–195.
27. Филин А.П. *Прикладная механика твердого деформируемого тела*. Т. 1. М.: Наука, 1975. С. 675–677.

28. Boley B. A., Weiner J. H. *Theory of Thermal Stresses*. New York & London, John Willej and sons, INS. 1960. P.470–490.
29. Любимов М.Л. *Спаи металла со стеклом*. М.: Энергия, 1968. С. 131–142.
30. Луганский Л.Б. Расчет механических напряжений в соленоидах (многослойная модель). *ЖТФ*. 1995, **65B**(12), 120–131.
31. Амензаде Ю.А. *Теория упругости*. М.: Высшая школа, 1976. 272 с.
32. Годфри Д.Е. П. *Теория упругости и пластичности*. Киев: Будивельник, 1969. 312 с.
33. Baranov S.A. A three-layer model of the amorphous microwire. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2010, **46**(3), 271–275.
34. Baranov S.A., Stoianov S.S. Experimental measurement of a tensing in a microwire. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2008, **44**(2), 98–105.
35. Дёринг В. Рост зародышей перемагничивания при больших скачках Баркгаузена. *УФН*. 1939, **22**, **B 1**(5), 78–92.
36. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел. *Sov. Phys.* 1935, **8**, 153–166 (Л.Д. Ландау, *Собрание трудов*. М.: Наука, Т. 1. 128–143).
37. Каримова Г.В. *Бистабильный литой аморфный микропровод из Fe, Fe Co – сплавов в стеклянной оболочке и его применение в магнитометрии*. Автореферат кандидатской диссертации (физико-математические науки). Ижевск. 2006. 20 с.
38. Perov N.S., Radkovskaya A.A., Antonov A.S., Usov N.A., Baranov S.A., Larin V.S., Torcunov A.V. Magnetic properties of short amorphous microwires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 1999, **196–197**, 385–387.
39. Ломаев Г.В. *Датчики Баркгаузена*. Ижевск, 2008. С. 23–31.
40. Gudoshnikov S.A., Grebenshchikov Yu.B., Ljubimov B.Ya., Palvanov P.S., Usov N.A., Ipatov M., Zhukov A., Gonzalez J. Ground state magnetization distribution and characteristic width of head to head domain wall in Fe-rich amorphous microwire. *Phys. Status Solidi*. 2009, **A 206**(4), 613–617.
41. Gudoshnikov S., Usov N., Zhukov A., Gonzalez J., Palvanov P. Measurements of stray magnetic fields of amorphous microwires using scanning microscope based on superconducting quantum interference device. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2007, **316**, 188–191.
42. Garcia-Miguel H., Chen D.-X., Vazquez M. Domain wall propagation in bistable amorphous wires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2000, **212**, 101–106.
43. Sixtus K.J., Tonks L. Propagation of large Barkhausen discontinuities. *Phys. Rev.* 1931, **37**, 930–959. (Сикстус К. Опыты с большими скачками Баркгаузена. *УФН*. 1939, **22B**(1), 63–78).
44. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теоретическая физика. Т.5, ч.1 (Статистическая физика)*. М: Наука, 1976. С. 582–583.

Поступила 29.11.10

Summary

A theory of magnetically domain model for the glass-coated amorphous microwire is studied. The obtained theoretical results are confirmed by experiment. Cast glass-coated amorphous microwire with a positive magnetostriction has a rectangular hysteresis loop, which is characterized by a coercive-force stable magnitude. The coercive-force magnitude and the fluctuations of this magnitude are of theoretical and practical interest. The theory of the relaxation mechanism of magnetic reversal is constructed. For a more precise comparison of the theory with the experiment a series of the experimental measurements is needed, which are also discussed in the paper.