

# Зависимость магнитных свойств микро- и нанопроводов от температурной обработки

С. А. Баранов<sup>a,b,c</sup>

<sup>a</sup>Институт прикладной физики АН Молдовы,  
ул. Академическая, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова, e-mail: [baranov@phys.asm.md](mailto:baranov@phys.asm.md)

<sup>b</sup>Приднестровский госуниверситет им. Т.Г. Шевченко,  
ул. 25 Октября, 128, г. Тирасполь, e-mail: [sabaranov07@mail.ru](mailto:sabaranov07@mail.ru)

<sup>c</sup>Département de Génie Physique, École Polytechnique de Montréal,  
C.P. 6079, succ. Centre-ville, Montréal H3C 3A7, (Québec) Canada

Исследуются температурные зависимости магнитных характеристик литых микро- и нанопроводов с положительной магнитострикцией. Эти провода характеризуются прямоугольной петлей гистерезиса и могут быть использованы в измерительной и идентификационной технике.

*Ключевые слова:* коэрцитивная сила, доменная структура, остаточные напряжения, термообработка.

УДК 621.318:538

## ВВЕДЕНИЕ

Литой аморфный микро- и нанопровод в стеклянной оболочке (ЛАМНСО) с положительной магнитострикцией бистабилен в широком диапазоне радиусов жилы микропровода (от 30 до 0,5 мкм) с минимальной длиной отрезка порядка миллиметра [1–11]. Величина критического размера определяется состоянием стеклянной оболочки на торце микропровода [2]. Дополнительное покрытие стеклянной оболочки материалом с большим коэффициентом термического расширения может повлиять на температурные изменения магнитных свойств [1, 2]. Для практического использования представляет интерес найти зависимость величин коэрцитивной силы  $H_c$  (или поля старта  $H_s$ ) и их флуктуаций  $\sigma_H$  от температуры и термообработки [9].

Цель работы – объединить результаты по температурным зависимостям  $H_c$  (или  $H_s$ ) и дать возможные рекомендации для уменьшения величин  $H_c$  ( $H_s$ ) и  $\sigma_H$ . Для использования ЛАМНСО в измерительной технике именно эти задачи в настоящее время являются наиболее актуальными.

В связи с поставленной целью возникают вопросы, связанные с выбором магнитной модели ЛАМНСО, в рамках которой объясняются полученные экспериментальные результаты и даются рекомендации. Ранее показано [2], что доменную структуру ЛАМНСО можно схематически представить в виде двух доменов, разделенных  $180^\circ$  доменной стенкой в виде цилиндрической поверхности. Однако в работе [12] на основе магнитооптических измерений предлагается другая магнитная модель, противоречащая, как будет показано ниже, ряду экспериментальных фактов и теоретических выводов. Независимо от приня-

той магнитной модели, но в рамках одной из них существуют два механизма торможения доменной стенки. Один из них представлен в [6, 7], а другой в [10, 11]. Теоретические обоснования магнитной модели в [12] и механизма торможения доменной стенки в [10, 11] основываются частично на некорректных расчетах остаточных напряжений. Этот факт уже отмечался в [2]. Но существуют и дополнительные аргументы, не отмеченные ранее, которые следует привести в данной работе.

Исходя из перечисленного, предложим следующий план изложения материала.

В следующем разделе сравним доменные структуры работ [12] и [2], что позволит выбрать магнитную модель для ЛАМНСО.

В разделе, посвященном изучению поля старта  $H_s$  в области низких температур, обсудим предлагаемый механизм движения доменной стенки, ранее опубликованный в [6, 7]. Приведем экспериментальные данные, которые, на наш взгляд, подтверждают данный механизм в отличие от механизма, предложенного в [10, 11].

Заключительный раздел посвящен термообработке ЛАМНСО, где обсуждаются закономерности, связанные с релаксацией магнитной структуры.

Выводы кратко представляют основные результаты.

В приложении критически анализируются модели расчетов остаточных напряжений, на которые, в частности, опирается аргументация [12].

## АНАЛИЗ МАГНИТНЫХ МОДЕЛЕЙ АМОРФНОГО МИКРОПРОВОДА

В работе [12] на основе магнитооптических измерений для ЛАМНСО с положительной маг-

нитострикцией была предложена магнитная структура, представленная на рис. 1а. Она характерна для проводов фирмы «Унитика» с положительной магнитострикцией и отличается от доменной структуры ЛАМНСО [2]. Магнитооптические измерения позволяют судить лишь о намагниченности тонкого слоя окиси, образующегося на поверхности металлической жилы при соприкосновении с силикатным стеклом. Более достоверные сведения о магнитной структуре домена дают высокочастотные измерения, в частности спектры ферромагнитного резонанса (ФМР) [13, 14], которые предполагают структуру, приведенную на рис. 1б. Обсудим влияние магнитной структуры ЛАМНСО с положительной магнитострикцией на механизм перемагничивания.

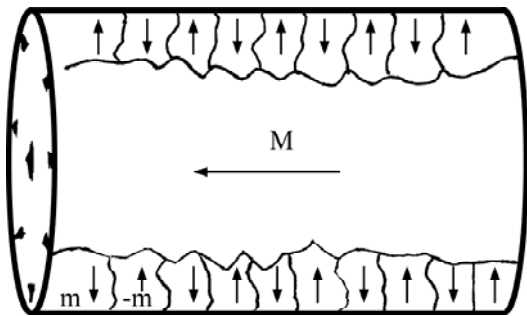


Рис. 1а. Доменная структура микропровода с положительной магнитострикцией, предложенная согласно магнитооптическим измерениям [12]. Данная доменная структура соответствует микропроводу фирмы «Унитика» с положительной магнитострикцией [2].

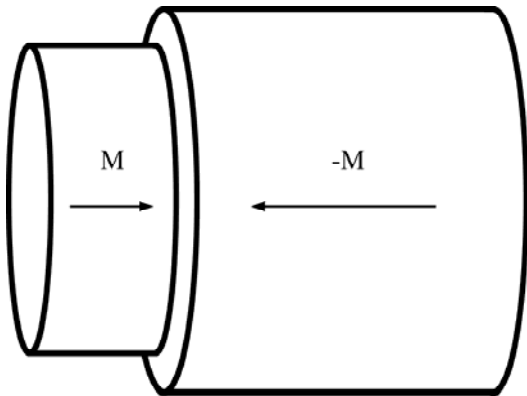


Рис. 1б. Доменная структура ЛАМНСО [2], предложенная согласно измерениям спектров ФМР [13, 14].

Доменная структура, представленная на рис. 1а, должна перемагничиваться за счет поворота магнитного момента. Такой процесс, на наш взгляд, не может приводить к экспоненциальной зависимости  $H_s$  от остаточных напряжений, наведенных стеклянной оболочкой ЛАМНСО в низкотемпературной области (см. [6, 7] и следующий раздел). Подробная дополнительная критика обоснования доменной структуры, предложенной в [12], для ЛАМНСО с положительной магнитострикцией вынесена в приложении.

В то же время поведение доменной структуры, представленной на рис. 1б, легко согласуется с экспериментальными данными, приведенными в [7, 10, 11], так как перемагничивание там осуществляется реальным движением доменной стенки.

#### МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛИТОГО АМОРФНОГО МИКРОПРОВОДА ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Один из экспериментов, подтверждающий модель рис. 1б [2], приведен в [10, 11]. Он был интерпретирован нами [2, 3, 6, 7, 9] как возможность наблюдать два различных механизма перемагничивания: акселеративный и релаксационный. Если акселеративное движение доменной стенки начинается внутри жилы микропровода, то релаксационное может следовать за акселеративным. Релаксационный процесс – это скачок доменной стенки через потенциальный барьер за счет термической активации. Для подтверждения существования данного скачка была теоретически и экспериментально изучена низкотемпературная зависимость  $H_s$  (см. [7] и рис. 2).

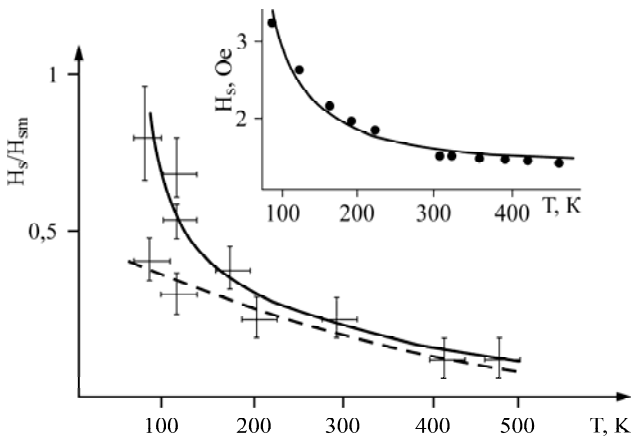
Противоположным механизмом объяснения данного скачка изменения  $H_s$  от температуры в низкотемпературной области является механизм торможения доменной стенки на дефектах аморфной структуры, предложенный в [10, 11]. Стравливание стеклянной оболочки с микропровода на этот механизм повлиять не может. Поэтому для подтверждения существования потенциального барьера была изучена низкотемпературная зависимость  $H_s$  для ЛАМНСО со стравленной стеклянной оболочкой (см. рис. 2 – штриховая линия). Оболочка стравливалась так, чтобы не нарушить прямоугольность петли. Согласно [1–9] на поверхности металлической жилы возникают остаточные напряжения:

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

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

$$k = \frac{E_2}{E_1} \approx (0,3 \div 0,5),$$

где  $E_i$  – модули Юнга (металла ( $i = 1$ ) и стекла ( $i = 2$ )).



**Рис. 2.** Зависимость коэрцитивной силы от температуры при низких температурах (согласно теоретическому расчету) – сплошная линия. Штриховая линия – аналогичная зависимость в случае стравленной стеклянной оболочки. Обозначены погрешности измерений. На вставке (сверху) точками обозначены экспериментальные данные из [10] и аналогичный теоретический расчет из [7].

Введем удельную плотность магнитной энергии, связанную с остаточными напряжениями и магнитострикционным взаимодействием:

$$P_e = \lambda P \sim (1 \div 10^2) \text{ Дж/м}^3 \quad (2)$$

(если  $\lambda \sim 10^{-6} \div 10^{-5}$  – магнитострикция).

Экспериментально исследовались образцы с маленькой положительной магнитострикцией, поэтому примем  $P_e \sim 1 \text{ Дж/м}^3$ .

Как показано в [2], остаточные напряжения в центре микропровода, где зарождается новый домен, на порядок меньше. Поэтому с достаточной точностью для разности энергии, которую преодолевает доменная стенка, можно записать формулу

$$E_{1,2} \approx P_e V \approx (10^{-21} \div 10^{-20}) \text{ Дж}, \quad (3)$$

если считать, что  $V \sim (10^{-21} \div 10^{-20}) \text{ м}^3$  – объем зародыша нового домена. Данный объем должен соответствовать размеру доменной стенки  $\Delta$ , то есть оцениваться как  $V \sim \Delta^3$  (см. подробнее [2, 6, 7]).

Относительная вероятность перехода между двумя противоположно направленными магнитными состояниями определяется через вероятность Больцмана, а относительная величина  $H_s/H_{sm}$  – обратно пропорциональна ей, то есть определится как

$$H_s/H_{sm} \approx \exp\{E_{1,2}/kT\}, \quad (4)$$

где  $k$  – константа Больцмана ( $H_{sm}$  определяется как максимальная величина поля старта).

Предложенная теория (сплошная линия, рассчитанная из (4) на рис. 2) согласуется с экспериментом. Эксперимент из [10, 11] также согласуется с (4) (см. верхнюю вставку рис. 2). Экстраполяция  $H_{sm}$  может изменяться в пределах  $(3 \div 5)$  Э. Погрешность относительной величины  $H_s/H_{sm}$  при этом не превышала 20%.

Объяснение данного эффекта связано с тем, что тепловая энергия  $kT \sim 10^{-21}$  Дж при температурах наблюдения скачка коэрцитивной силы попадает в пределы теоретических расчетов величины  $E_{1,2}$ .

Обсуждаемая теория предложена еще в работах [6, 7]. Отметим, что представленная на рис. 2 сплошная кривая нами рассчитана в работе [7] (см. вставку), где было отмечено ее согласие с экспериментальными результатами работы [10]. В этой работе добавлены экспериментальные данные, полученные при стравливании стеклянной оболочки. Стравливание стеклянной оболочки уменьшает скачок величины  $E_{1,2}$  и доказывает предложенный механизм перемагничивания и магнитной структуры. Таким образом, правильность доменной структуры рис. 1б подтверждается экспериментально.

В низкотемпературной области отсутствует термическая релаксация магнитной структуры, которая представляется очень актуальной для аморфных материалов при высоких температурах. Кривые на рис. 2 описывают обратимые процессы (в данном интервале температур).

В то же время любой аморфный материал является метастабильным состоянием и, следовательно, термически нестабилен. Но эта нестабильность ЛАМНСО не проявляется при низких температурах.

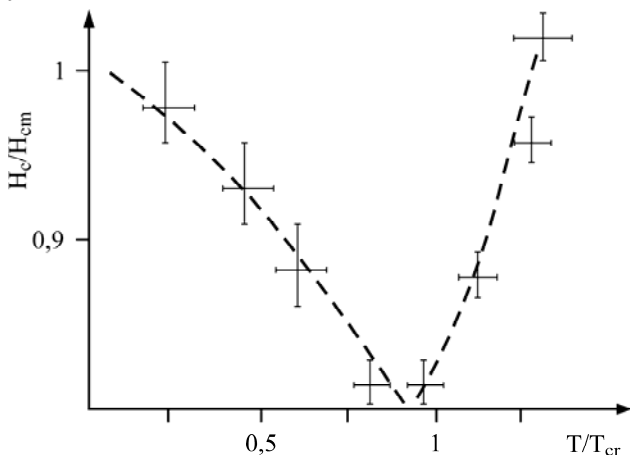
В интервале температур  $(300 \div 500) \text{ К}$   $\sigma_{Hs} \sim 1 \text{ А/м}$ , что предполагает малые флуктуации процессов перемагничивания. С другой стороны, при температурах ниже 300 К, когда отношение  $H_s/H_{sm}$  нелинейно от температуры,  $\sigma_{Hs}$  может возрасти до величин  $\sim 30 \text{ А/м}$ . Увеличение  $\sigma_{Hs}$  связано с дисперсией величины остаточных напряжений, которая проявляется при изменении режима преодоления скачка остаточных напряжений от надбарьерного (при  $T > 300 \text{ К}$ ) к активационному механизму (при  $T < 300 \text{ К}$ ). Отметим, что на образцах со стравленной стеклянной оболочкой величина  $\sigma_{Hs}$  стабильна во всем данном интервале температур, то есть активационного механизма в данном интервале температур нет.

#### ВЛИЯНИЕ ТЕРМООБРАБОТКИ НА КОЭРЦИТИВНУЮ СИЛУ

В сплавах с достаточно высокой магнитострикцией при отжиге происходит релаксация напряжений, приводящая к необратимому сни-

жению коэрцитивной силы  $H_c$ . Но в данном случае можно говорить и об обратимых изменениях коэрцитивной силы, если нагревание и измерение происходят быстро, пока не существенна необратимая релаксация аморфного материала. Известно, что эти обратимые изменения  $H_c$  линейны в достаточно узком интервале температур [9].

Представляет практический интерес отжиг (со временем термообработки достаточно для релаксации аморфной структуры) до температуры, при которой начинается процесс образования микрокристаллов ( $\sim 300^\circ\text{C}$ ). При температуре выше  $300^\circ\text{C}$  в ЛАМНСО наблюдаются образование и рост микрокристаллической фазы [4, 5, 9] (данную температуру обозначают  $T_{cr}$ ). На рис. 3 представлена универсальная зависимость изменения относительной зависимости коэрцитивной силы, связанной с релаксацией остаточных напряжений. Как отмечалось ранее [9], термообработка до температур  $T_{cr}$  может улучшить магнитные свойства ЛАМНСО, то есть уменьшить величины  $\sigma_H$  и  $H_c$ .



**Рис. 3.** Универсальная зависимость относительной величины коэрцитивной силы  $H_c/H_{cm}$ , где  $H_{cm}$  – начальная коэрцитивная сила (при комнатной температуре), от термообработки при высоких температурах. Обозначены погрешности в измерениях относительной температуры и относительной величины  $H_c/H_{cm}$ . Последняя соответствует относительной величине  $\sigma_H$ .

При получении универсальной зависимости (рис. 3) исследовались те же образцы с прямоугольной петлей гистерезиса, что и при нахождении низкотемпературных зависимостей (приведенных на рис. 2). Их классический состав  $(\text{Fe Co Ni})_{73}\text{B}_{16}\text{Si}_{11}$  аналогичен образцам, которые исследовались нами ранее [3, 4, 5, 9]. Однако результат обобщен и на другие аморфные магнетики. Используемые нами составы характеризуются высокой термостабильностью, то есть достаточно высоким значением температуры  $T_{cr}$ . В данном исследовании использовались образцы с достаточно большой толщиной стеклянного покрытия ( $\sim (7 \div 10)$  мкм (так как они обладают

наиболее стабильными магнитными свойствами), и их коэрцитивная сила  $H_{cm}$  при комнатной температуре изменялась в интервале  $(0,5 \div 1,5)$  Э в зависимости от величины положительной магнитострикции. Независимо от достаточно широкого интервала значений начальной величины  $H_{cm}$  отношение  $H_c/H_{cm}$  в пределах погрешности не выше 20% и укладывается в данную универсальную зависимость рис. 3. Последнее вытекает, в частности, и из предложенной в [9] теории. Приведем основные ее результаты.

Для теоретического описания рассмотренных выше явлений обобщим формулу (4) на случай изменения структуры. Тогда, основываясь на теории, предложенной в [9], с экспоненциальной точностью запишем:

$$H_s/H_{sm} \sim \exp\{E_{1,2}/kT\} / [1 + \exp\{-G/kT\}], \quad (5)$$

где первый множитель формулы описывает низкотемпературные процессы с энергией активации  $E_{1,2}$  (см. (4)), а второй отвечает за высокотемпературные процессы, для которых  $G$  – изменение энергии Гиббса вследствие процессов необратимых фазовых переходов, связанных с кристаллизацией аморфного состояния. В классической теории зародышеобразования (Беккера – Вольмера) обычно используется обратная величина, которая определяет скорость зародышеобразования.

При низких температурах величина  $\exp\{-G/kT\}$  мала (по сравнению с единицей), поэтому достаточно формулы (4). При высоких температурах представим формулу (5) в виде

$$H_s/H_{sm} \sim \exp\{E_{1,2}/kT\} \exp\{G/kT\}. \quad (6)$$

Теперь главная зависимость определяется множителем  $\exp(G/kT)$ , который и определяет необратимую релаксацию. Отметим, что в предложенной модели можно предположить, что

$$G(T) \sim T(S_1 + S_2), \quad (7)$$

где  $S_1$  – изменения энтропии, убывающие при релаксации исходного аморфного состояния в более стабильные, но также аморфное состояние, а  $S_2$  – изменения энтропии, которые возрастают при переходе из метастабильного аморфного в стабильное поликристаллическое состояние [15].

Так как при возрастании энтропии система переходит в более стабильное состояние, уменьшаются и флуктуации поля старта (рис. 3). Таким образом, универсальность представленной зависимости может быть термодинамически обоснована.

Отметим, что качественно аналогичные зависимости для  $H_c$  от термообработки получены и для аморфных материалов (с прямоугольной петлей гистерезиса) в виде ленты (см. рис. 4).

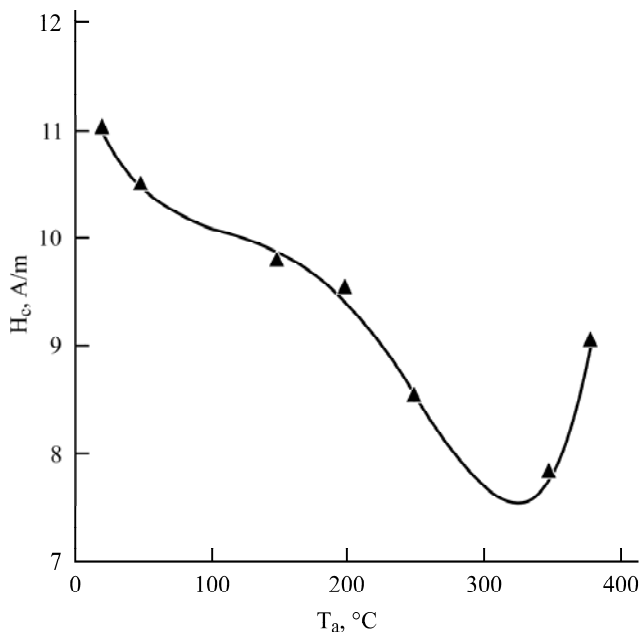


Рис. 4. Зависимость коэрцитивной силы  $H_c$  от термообработки  $T_a$  при высоких температурах согласно [16].

Последнее интерпретируется здесь как подтверждение более сильной зависимости  $H_c$  от необратимых процессов, описываемых множителем  $\exp(G/kT)$ , в процессе высокотемпературной термообработки.

#### ВЫВОДЫ

1. Доказана справедливость модели остаточных напряжений, предложенной в серии работ [1–9], которая существенно отличается от моделей работ [10, 11]. Работы [1–9] предполагают существование продольной магнитной структуры в ЛАМНСО (см. рис. 1б).

2. Подтверждена модель продольной доменной структуры, предложенная в серии работ [1–9] (см. рис. 1б), в отличие от модели доменной структуры, рассмотренной в [12] (см. рис. 1а). Показано, что перемагничивание осуществляется инверсией (движением доменной стенки), что также подтверждает продольную доменную структуру.

3. Рассмотрена возможность управления магнитной структурой, которая основывается на процессе релаксации структуры и остаточных напряжений с помощью термообработки, для получения более стабильных характеристик коэрцитивной силы.

4. Показано, что процессы термической релаксации любых аморфных материалов качественно могут быть описаны в рамках одинаковых термодинамических моделей. Процесс термической релаксации остаточных напряжений, наведенных стеклянной оболочкой в ЛАМНСО, в этом случае может не играть столь принципиальной роли для механизма релаксации магнит-

ной структуры по сравнению с релаксацией аморфной структуры.

Автор благодарен А. Елоу (A. Yelon), Д. Менарду (D. Menard), А.И. Дикусару за возможность проведения экспериментального исследования, обсуждение работы и ценные замечания.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ

В работе [12] для обоснования магнитной структуры, изображенной на рис. 1а, приводится ссылка на расчеты остаточных напряжений, приведенных в [17] (см. рис. 5). Уже отмечалось, что эти расчеты – ошибочные (см., например, [2]). Однако считаем, что нельзя оставить без внимания данные некорректные утверждения, приведенные в [12], потому что это заблуждение фигурирует и во многих других исследованиях. Поэтому приведем результаты этих расчетов, полученных в [17] (рис. 5), и ряд основных критических замечаний к ним и к [12].

Как уже отмечалось (см. [2, 3]), остаточные напряжения  $\sigma_\phi$ ,  $\sigma_r$  должны удовлетворять соотношению (уравнению равновесия)

$$r \left( \frac{d\sigma_r}{dr} \right) - \sigma_\phi + \sigma_r = 0. \quad (8)$$

Как несложно убедиться, когда используются численные значения напряжений, приведенные на рис. 5, данное соотношение не выполняется. Отметим, что в то же время аналитические решения для остаточных напряжений, полученные в [2], удовлетворяют соотношению (8).

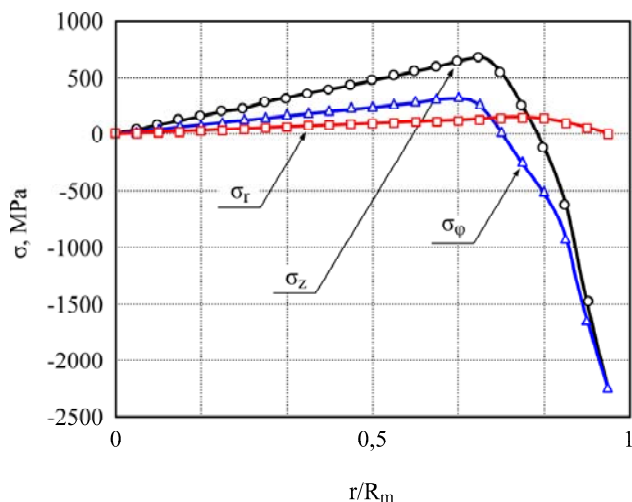
Невыполнение соотношения (8) должно приводить к недиагональной компоненте тензора напряжений  $\sigma_{rz}$  (касательное напряжение), что возможно, например, при нарушении осевой симметрии.

Достаточно подробно для ЛАМНСО это проанализировано в приложении работы [18], где использована более общая система уравнений:

$$\begin{aligned} r \left( \frac{d\sigma_r}{dr} \right) - \sigma_\phi + \sigma_r &= r \left( \frac{d\sigma_{rz}}{dz} \right), \\ \sigma_{rz} &= -r \left( \frac{d\sigma_{rz}}{dr} \right) - r \left( \frac{d\sigma_z}{dz} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Однако физических причин подобного нарушения (то есть нарушения осевой симметрии или возникновения соответствующих объемных сил) в пределах линейной теории упругости для ЛАМНСО нет. Касательное напряжение  $\sigma_{rz}$  даже при учете пластических деформаций должно быть существенно меньше диагональных элементов напряжений  $\sigma_\phi$ ,  $\sigma_r$ . В [18] показано, что компонента тензора упругости  $\sigma_{rz}$  на поверхности микропровода должна стремиться к нулю.

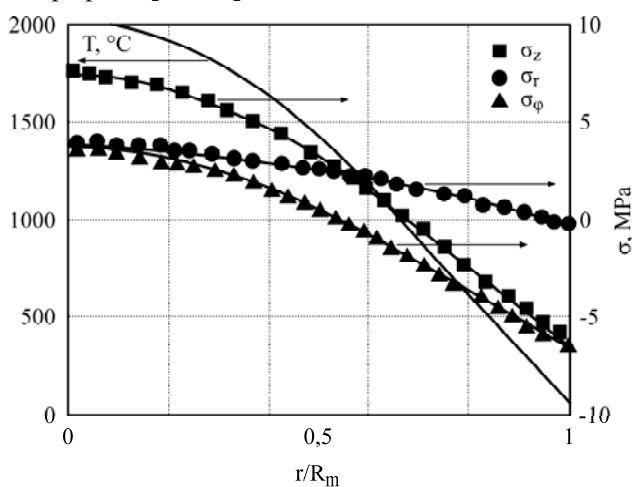
Это, как следует из вида графиков на рис. 5 с учетом (8) и (9), не выполняется.



**Рис. 5.** Пример расчета остаточных напряжений применительно к ЛАМСО [17], но соответствующий остаточным напряжениям для провода «Унитика». Величина  $r/R_m$  – относительная координата от центра металлической жилы до ее внешнего радиуса. Как видно, разница  $(\sigma_\phi - \sigma_r)$  на поверхности микропровода возрастает быстрее, чем величина  $r \left( \frac{d\sigma_r}{dr} \right)$ .

Расчет в [17] (см. рис. 5) получен на основе теории процесса остывания бесконечно длинного цилиндра.

Подобная модель, но уже с другими результатами расчета подробно обсуждается в [19], где приводится сравнение процесса остывания бесконечного цилиндра с величинами остаточных напряжений  $\sigma_z$ ,  $\sigma_\phi$ ,  $\sigma_r$  (см. рис. 6). Методика расчета остаточных напряжений в [19] не приводится. Но аналогичные расчеты более подробно для разных случаев цилиндров и труб имеются в монографиях [20, 21].



**Рис. 6.** Соответствие между температурой остывания цилиндра и закалочными напряжениями согласно [19]. Величина  $r/R_m$  – относительная координата от центра металлической жилы до ее внешнего радиуса.

Более последовательно для данной задачи применительно к ЛАМСО необходимо учиты-

вать в расчетах  $\sigma_z$ ,  $\sigma_\phi$ ,  $\sigma_r$  процессы пластических деформаций при остывании, как это представлено, в частности, в [22, 23], и использовалось, например, в [2]. Относительно расчетов  $\sigma_z$ ,  $\sigma_\phi$ ,  $\sigma_r$  в работе [18] можно утверждать, что они некорректны из-за неправильных граничных условий.

Корректные расчеты для ЛАМСО должны приводить к увеличению абсолютной величины для компонент  $\sigma_z$ ,  $\sigma_r$  у поверхности жилы из-за энергии, связанной со спаем металл – силикатное стекло, что получено в [2]. Кроме того, компоненты  $\sigma_z$ ,  $\sigma_\phi$ ,  $\sigma_r$  на поверхности металлической жилы должны быть растягивающими (то есть положительными), что получено в [2], но нет на рис. 5, 6.

Одно из важных замечаний относится к тому факту, что у сплавов с положительной магнетострикцией намагниченности основных доменов должны быть направлены вдоль максимальных по абсолютной величине напряжений, то есть по оси  $z$  или  $\phi$  (рис. 5, 6), но не по оси  $r$ , как утверждается в [12]. В [2] (см. также (1)) получено, что наибольшее значение (по абсолютной величине) имеет компонента  $\sigma_z$ , что и приводит к магнитной структуре, приведенной на рис. 1б.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Baranov S.A. Temperature Changes for the Hysteresis Loop of an Amorphous Magnetic Microwire in a Glass Shell. *Surf Eng Appl Electrochem.* 2012, **48**(4), 392–393.
2. Baranov S.A. Magnetic Models of Cast Amorphous Microwires. *Surf Eng Appl Electrochem.* 2011, **47**(4), 316–330.
3. Baranov S.A., Karimova G.V., Lomaev G.V. Domain Wall Movement in the Cast Amorphous Microwire. *Surf Eng Appl Electrochem.* 2006, **42**(2), 73–78.
4. Baranov S.A. Estimation of Distribution of Residual Stresses in Core Amorphous Microwires. *Metal Science & Heat Treatment.* 2001, **43**(3–4), 167–168.
5. Baranov S.A. Residual Stresses in the Core of an Amorphous Microwire. *Met Sci Heat Treat.* 2003, **45**(7–8), 280–282.
6. Baranov S.A., Vazquez M., Garcia K.L., Usenco V.P. Magnetic Properties of Amorphous Microwires. *Surf Eng Appl Electrochem.* 2004, **40**(6), 79–86.
7. Baranov S.A., Laroze D., Vargas P., Vazquez M. Domain Structure of Fe-based Microwires. *Physica B.* 2006, **372**, 324–327.
8. Baranov S.A. Residual Stress in Amorphous Microwire. *Surf Eng Appl Electrochem.* 2006, **42**(6), 44–46.
9. Baranov S.A., Keloglu O.Yu. Temperature Effect on Reversible Phase Transitions by the Example of Studying Magnetic Properties of Cast Amorphous Microwire. *Surf Eng Appl Electrochem.* 2007, **43**(2), 107–109.

10. Varga R., Garcia K.L., Luna C., Zhukov A., Vojtanik P., Vazquez M. Distribution and Temperature Dependence of Switching Field in Biteable Magnetic Amorphous Microwires. *Non-Crystalline Solids*. 2003, **3**, 85–91.
11. Varga R., Garcia K.L., Zhukov A., Vazquez M., Ipatov M., Gonzalez J., Zhukova V., Vojtanik P. Magnetization Process in thin Magnetic Wires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2006, **300**, e305–e310.
12. Orlova N.N., Aronin A.S., Bozhko S.I., Kabanov Yu.P., Gornakov V.S. Magnetic Structure and Magnetization Process of the Glass-coated Fe-based Amorphous Microwire. *J Appl Phys*. 2012, **111**, 073906 (1–7).
13. Баранов С.А., Бержанский В.Н., Зотов С.К., Ларин В.С., Торкунов А.В. Ферромагнитный резонанс в аморфных магнитных проводах. *Физика металлов и металловедение*. 1989, **67**(1), 73–78.
14. 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.
15. Бальмаков М.Д., Блинов Л.Н., Почепцова Н.С. Энтропия стеклования и полиморфизм. *Письма в ЖТФ*. 1998, **24**(3), 12–17.
16. Рыбин Д.С., Ладьянов В.И., Шудегов В.Е. Моделирование структурной релаксации магнитных свойств аморфных сплавов. *ЖТФ*. 1995, **65**(9), 12–17.
17. Chiriac H., Ovari T.-A., Pop Gr. Internal Stress Distribution in Glass-covered Amorphous Magnetic Wires. *Phys. Rev. B*. 1995, **52**(14), 10104–10114.
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. Перов Н.С. *Исследование магнитных свойств микро- и нанонеоднородных систем*. Автореферат докторской диссертации (физмат науки). Москва, 2009. С. 16.
20. Биргер И.А. *Остаточные напряжения*. М.: Машгиз, 1963. 231 с.
21. Биргер И.А., Мавлютов Р.Р. *Сопротивление материалов*. М.: Наука, 1986. 560 с.
22. Boley B.A., Weiner J.H. *Theory of Thermal Stresses*. P.2 New York & London: John Willej and sons, INS. 1960. P. 490–550.
23. Годфри Д.Е.П. *Теория упругости и пластичности*. Киев: Будивельник, 1969. 312 с.

Поступила 15.01.13

После доработки 15.04.14

#### Summary

Some magnetic temperature characteristics of cast amorphous micro- and nanowires with positive magnetostriction constant are investigated. These wires are characterized by a rectangular hysteresis loop, and they can be used in measuring and identification technologies.

*Keywords: coercive force, domain structure, residual stresses, heat treatment.*