

Зависимость магнитных свойств микро- и нанопроводов от тензо- и термомагнитной обработки

С. А. Баранов^{a,b,c}

^aИнститут прикладной физики АН Молдовы,
ул. Академическая, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова, e-mail: baranov@phys.asm.md

^bПриднестровский госуниверситет им. Т.Г. Шевченко,
ул. 25 Октября, 128, г. Тирасполь, e-mail: sabaranov07@mail.ru

^cDépartement de Génie Physique, École Polytechnique de Montréal,
C.P. 6079, succ. Centre-ville, Montréal H3C 3A7, (Québec) Canada

Изучена возможность использования тензо- и термомагнитной обработки с целью изменения магнитных характеристик литых микро- и нанопроводов с положительной магнитострикцией. Петли гистерезиса исследованных проводов трансформировались от прямоугольной до наклонной. Представленная теория описывает данную трансформацию.

Ключевые слова: коэрцитивная сила, доменная структура, остаточные напряжения, тензо-термомагнитная обработка.

УДК 621.318:538

ВВЕДЕНИЕ

Явление бистабильности при перемагничивании (БП) литого (и полученного по другим технологиям) аморфного микро- и нанопровода в стеклянной оболочке (ЛАМНСО) с положительной (реже с нулевой и отрицательной) магнитострикцией для широкого диапазона радиусов жилы микро- и нанопровода (от 100 до 0,1 мкм) в настоящее время интенсивно исследуется [1–20]. Бистабильность ЛАМНСО может иметь объяснение в теориях расчета остаточных напряжений (см., например, [21–38]), а также в теории и практике микромагнетизма (см., например, [39–50]). В то же время интерес к БП связан с тем, что позволяет использовать ЛАМНСО как элемент датчика для измерения магнитного поля. Точность измерения последнего зависит как от величины коэрцитивной силы (H_c), так и от прямоугольности петли гистерезиса (конкретно для ЛАМНСО с положительной магнитострикцией). Поэтому для использования ЛАМНСО в подобных датчиках желательной тенденцией будет уменьшение H_c при неизменной прямоугольности петли. Но часто для решения практических задач важна не столько прямоугольность петли гистерезиса, сколько скорость переключения БП, хотя второе также вытекает из первого. Возможность уменьшения H_c приводит и к более широкой вариации для кодирования информации отрезками нанопровода с разными характеристиками петли гистерезиса перемагничивания.

Как уже отмечалось [1–20], величина H_c в ЛАМНСО определяется остаточными напряжениями. Теория расчета остаточных напряжений не завершена. Но необходимость нахождения остаточных напряжений актуальна и для других,

более сложных, чем ЛАМНСО, композитов. В связи с этим работа имеет и дискуссионную направленность на развитие теории остаточных напряжений в любом микропроводе, в частности, превращенном в композит. Было установлено, что бистабильность ЛАМНСО полностью коррелирует с явлением естественного ферромагнитного резонанса (ЕФМР), причем чем меньше коэрцитивная сила, тем ниже частота ЕФМР [4–6, 39]. Фактически ЛАМНСО с низкой частотой ЕФМР можно использовать как датчики магнитного поля на основе так называемого несимметричного ГМИ эффекта. Мы предполагаем, что несимметричный ГМИ эффект эквивалентен ЕФМР с достаточно маленькой частотой собственного ферромагнитного резонанса. Переключение в этих проводах также имеет свойство БП.

Уменьшения H_c в аморфных магнитных материалах можно достичь термической обработкой (ТО) [1–3, 16–20]. Но уменьшение H_c с помощью ТО достигается обычно не более чем на (20÷40)% [10, 16, 17]. Это связано с тем, что главным механизмом, обеспечивающим уменьшение H_c в данном случае, является термическая релаксация аморфной структуры. Этот механизм в принципе аналогичен для всех аморфных материалов, и указанное численное ограничение уменьшения H_c определено границами термодинамики структурной релаксации аморфных материалов [16–20], а также механизмом влияния данной структурной релаксации на процесс перемагничивания [3, 10]. Однако, как известно [1, 2, 7–9], возможны и другие методы изменения (в частности, и уменьшения) H_c . Одним из них может быть тензо- и термомагнитная обработка (ТТМО) [1, 7].

Из-за преобладания в расчете остаточных напряжений в ЛАМНСО механизмов, связанных с разностью коэффициентов термического расширения (КТР) аморфного металла жилы микропровода и покрывающего его силикатного стекла [3–6, 8, 10–12], можно, управляя этими параметрами (механизмы управления рассмотрим ниже), достичь большего эффекта уменьшения H_c . Использование подобных механизмов было осуществлено, например, в [1, 7], где показано, что при определенных условиях происходит ориентационный магнитный фазовый переход (ОМФП), связанный с доменной перестройкой в ЛАМНСО. Аналогичные ОМФП наблюдались и в [2, 8, 9]. Однако, в отличие от [2, 8], ОМФП в [1, 7, 9] – необратимый процесс. Результаты [1, 7] получены при температурных режимах, когда возможны процессы кристаллизации [18–20], усложняющие описание явления доменной перестройки. Выделяемые при этом фазы в металлической жиле микропровода имеют уже не аморфную, а нанокристаллическую структуру. Отметим также, что механизмы процессов, которые использованы в [1, 7] и [9] для получения экспериментального результата, теоретически в этих работах не проанализированы. Эти исследования не могут дать прогноз для получения и использования данных эффектов. Все вышеизложенное предполагает актуальность теоретической задачи описания данных явлений с целью уменьшения H_c или трансформации петли гистерезиса.

Цель данной работы – создать теорию остаточных напряжений, которая сможет объяснить явления, происходящие в процессах ТТМО. Основы расчетов заложены в фундаментальных исследованиях по теории остаточных напряжений (см., например, [21–33]). Развитие теории позволит сделать рекомендации для уменьшения величин H_c . Но для практического применения ЛАМНСО в измерительной технике важным моментом является вопрос: сохраняется ли прямоугольность петли гистерезиса или же она трансформируется из прямоугольной петли в наклонную и безгистерезисную. Практическое применение ЛАМНСО уже относится к разным областям использования, что не подлежит обсуждению.

До сих пор нет единого мнения о магнитной структуре ЛАМНСО. Например, модели магнитной структуры в [3–6, 10–12, 16] отличаются от тех, которые предложены в [1, 2, 9, 13–15, 18–20, 34–40]. Поэтому надо признать, что существуют теоретические проблемы и даже разногласия, связанные с обоснованием модели магнитных доменов в ЛАМНСО. С нашей точки зрения, изменение доменной структуры (то есть ОМФП)

как раз предполагает возможность трансформации петли гистерезиса при ТТМО. Так как теория доменной структуры ЛАМНСО построена в основном на расчетах остаточных напряжений, развитых в [3–6, 10–12, 16, 17], можно надеяться, что применение данной теории расчета остаточных напряжений к явлению ТТМО и ОМФП позволит ее лучше верифицировать.

В первой части работы приведены основные экспериментальные результаты, которые были получены, в частности, в [1, 7]. Подтверждаются результаты работ [1, 7] для ЛАМНСО с другим составом. Далее построен вариант теории изменения остаточных напряжений при тензо- и термообработке. При этом использовались общие положения теории согласно [3–6, 8, 10–12]. Объяснен эффект ОМФП, возникающий при ТТМО. В заключение сделаны выводы и рекомендации, позволяющие использовать данный метод обработки для практического решения задачи уменьшения коэрцитивной силы при неизменной прямоугольности петли гистерезиса. В приложениях критически анализируются другие подходы в расчетах остаточных напряжений в микропроводах, а также магнитной структуры разных видов микропроводов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ВЛИЯНИЯ ТЕНЗО- И ТЕРМОМАГНИТНОЙ ОБРАБОТКИ НА КОЭРЦИТИВНУЮ СИЛУ И ФОРМУ ПЕТЛИ ГИСТЕРЕЗИСА

Ранее Жуковым, Лариным и др. [1, 7] был открыт ОМФП в ЛАМНСО. В [7] исследовались образцы ЛАМНСО с составом $Fe_{74}V_{13}Si_{11}C_2$. Нами приведены исследования образцов ЛАМНСО состава $(Fe_{10}Co_{90})_{75}V_{15}Si_{10}$ с аморфной металлической жилой (МЖ) диаметрами $(5 \div 15)$ мкм и длиной 5 см. Как известно [5, 10], с помощью добавок кобальта можно уменьшать магнитострикцию, что позволяет уменьшить и H_c . Аморфная структура МЖ для данного состава термически стабильна, что достигается достаточным количеством добавок металлоидов-аморфизаторов – В, Si [16–20]. Температура кристаллизации МЖ исследуемых ЛАМНСО, по нашим данным и данным других авторов, составляет $T_x \sim (530 \div 550)^\circ C$ [16–20]. Так как в МЖ существуют остаточные напряжения, которые наиболее существенны на поверхности жилы, возможны образования нанокристаллических выделений и при более низких температурах [18–20]. Сам тонкий промежуточный слой (ПС) между стеклянной оболочкой и жилой микропровода вполне может представлять нанокристаллическую структуру. Об этом свидетельствуют магнитооптические измерения [18–20], которые визуализируют именно намагничен-

ность ПС. Отметим, что различие нашей доменной структуры в ЛАМНСО [3–6, 10–12], состоящей из продольных доменов, от доменной структуры ПС, измеренной магнитооптическим методом [18–20], которая, вероятней всего, имеет радиальное направление, является в настоящее время наиболее дискуссионной проблемой.

Благодаря малой положительной магнито-стрикции выбранного сплава коэрцитивная сила может существенно уменьшиться при уменьшении остаточных напряжений в металлической жиле. Чтобы четко зафиксировать этот эффект, выбирались образцы ЛАМНСО с достаточно толстой стеклянной оболочкой ~ 5 мкм, которая наводит в металлической жиле большие остаточные напряжения. Эти напряжения возникают главным образом из-за большого различия коэффициентов термического расширения силикатного стекла, покрывающего металлическую жилу, и самой жилы [3–6, 10–12]. Предполагается, что именно вязкопластическая деформация стеклянной оболочки (после ее разогрева) должна изменить соотношение остаточных напряжений в МЖ. Методически процесс ТТМО не отличался от описания, представленного в [7].

Опишем ТТМО на качественном уровне. Так как ЛАМНСО – это композит, состоящий из компонентов, застывающих при определенной температуре, то, разогревая его до этой температуры и механически растягивая, можно изменить наведенные остаточные напряжения. Внешние растягивающие напряжения, которыми обычно воздействуют на образцы ЛАМНСО в процессе термообработки, должны быть в интервале ($10^2 \div 10^3$) МПа. Такие напряжения соизмеримы с остаточными напряжениями, существующими в жиле ЛАМНСО [3–6, 10–12].

Измерения магнитных петель образца 1 проводились стандартным индукционным методом (рис. 1). Измерительная 2 и компенсирующая 3 катушки располагались симметрично в намагничивающей катушке 4 (подключенной к блоку питания с линейной разверткой 5), в которой создавалось магнитное поле от нуля до 10 Э с частотой ($10 \div 60$) Гц. Аналоговый дифференциальный сигнал с измерительной катушки (после компенсации в коммутационном блоке 6) оцифровывался и интегрировался в блоке 7 до вида интегральной кривой гистерезиса. Правильность процесса интегрирования проверялась на известных эталонах.

Типичное преобразование процесса перемагничивания, происходящее при ТТМО образца ЛАМНСО от прямоугольной петли гистерезиса к наклонной практически безгистерезисной петле, проходит через стадии, которые схематически отмечены на рис. 2, что соответствует результатам [1, 7].

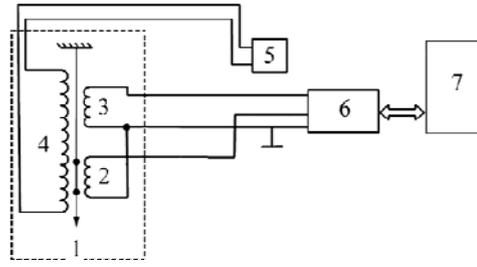


Рис. 1. Принципиальная схема установки для измерения петли гистерезиса (все обозначения см. в тексте).

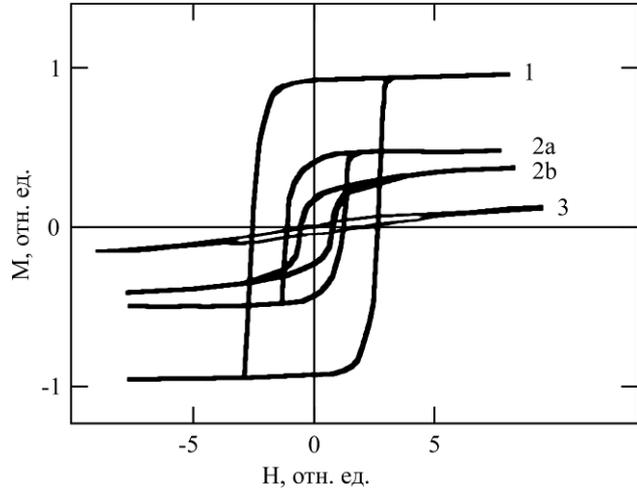


Рис. 2. Схема эволюции петли гистерезиса ЛАМНСО с положительной магнитострикцией при ТТМО: 1 – начальная петля гистерезиса; аналогичные петли, но с меньшим значением коэрцитивной силы, имеют место после простой термообработки [3, 16]. 2a,b – группа петель гистерезиса с промежуточной ТТМО (см. в тексте статьи подробнее) перед трансформацией их в петлю – 3. 3 – Безгистерезисная наклонная кривая намагничивания, полученная после окончательного процесса ТТМО (см. в тексте статьи подробнее) в случае существования ОМФП [1, 7].

Опишем представленные здесь экспериментальные результаты. В начальный период при ТТМО при незначительных температурах термообработки ($\sim 100^\circ\text{C}$) и внешних напряжениях не более 10^2 МПа H_c изменяется стандартно, как представлено в исследованиях [10, 16, 17]. Начиная с температур $250 \div 300^\circ\text{C}$, когда при термообработке возникает наибольшее уменьшение H_c (согласно [1–3, 10, 16, 17]), происходит добавление внешних растягивающих напряжений более 10^2 МПа. Это приводит к преобразованию петли гистерезиса 1 в петли 2 a,b, у которых уменьшение H_c будет более 40%. Причем кривая гистерезиса 2a возникает в случае ТТМО в продольных магнитных полях порядка более 1 кЭ. Кривая гистерезиса 2b возникает в случае тензо- и термообработки (ТТО), но без магнитного поля.

Различие этих кривых объясняется нами неустойчивостью полученного магнитного состояния, которое продольным внешним полем можно стабилизировать до более близкого к начальному состоянию, соответствующему кривой гистерезиса 1. Это новый результат, отличный от полученных в [1, 7]. Так как в [7] стреми-

лись получить безгистерезисную кривую намагничивания 3, то логически ясно, что магнитное поле в данном случае нужно направлять перпендикулярно к оси микропровода.

Обсудим экспериментальные результаты с точки зрения получения возможного практического применения. Из эксперимента следует, что при температурах менее 250°C, далеких от процессов релаксации аморфной структуры, как увидим ниже, релаксация остаточных напряжений, ТТМО не приводит к существенным положительным результатам уменьшения H_c . Эффективность начинает возрастать в области температур 250 ÷ 300°C, близких к процессам образования нано- и микрокристаллов (которая в данном случае обозначится как $T_{Ncr} > 300^\circ\text{C}$). Тогда внешние напряжения могут ускорить, с одной стороны, процессы релаксации остаточных напряжений, а с другой – процессы образования нано- и микрокристаллов. Последние обстоятельства, несомненно, являются для наших целей нежелательными явлениями. Кроме того, приложенные внешние напряжения должны достигать по порядку величин не менее 500 МПа, когда, вероятнее всего, процессы нанокристаллизации могут инициироваться (по крайней мере, на поверхности жилы микропровода) внешними растягивающими напряжениями.

Если цель работы [1, 7] – получение магнитной структуры с безгистерезисной кривой, то цель нашего исследования – и получение прямоугольной петли (типа 2а) с меньшим значением H_c . Как отмечено, такая возможность существует и предполагает использование в процессе ТТМО продольного магнитного поля. Ниже предложим качественную теорию, позволяющую объяснить данный эффект ТТМО с точки зрения теории расчета остаточных напряжений, развитой в работах [3–6, 10–12, 16].

ТЕОРИЯ РЕЛАКСАЦИИ ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ ПРИ ТЕНЗО- И ТЕРМООБРАБОТКЕ

Основные результаты теории остаточных напряжений в случае ЛАМНСО, определенные разностью коэффициентов термического расширения (КТР) аморфного металла жилы и силикатного стекла, рассмотрены ранее [3–6, 10–12, 16].

Используя различные методы обработки, воздействующие на параметры, входящие в данную теорию, можно достичь эффекта уменьшения H_c . Как известно, МЖ в ЛАМНСО находится в растянутом напряженном состоянии [3–6, 10–12, 16–20]. Так как нахождение остаточных напряжений неоднократно рассматривалось [10–12],

возьмем ранее используемые модели. Но при этом обратимся к уточнениям учитывающим особенности данной задачи. Это позволит понять границы применимости ранее предложенной модели начального приближения (ее часто называют моделью Порицкого, Хэлла и Бергера (ПХБ) [10–12, 28]). В модели ПХБ представим микропровод как цилиндр бесконечной длины с соосными цилиндрическими поверхностями с радиусами $R_i (i = 1 \dots n)$. Пусть эти поверхности совпадают с поверхностями соответственно для МЖ с $R_m (i = 1)$, силикатного стекла (СС с толщиной $\Delta (i = 2)$) и ПС (тонкого переходного слоя с толщиной $\Delta_{ПС} (i = 3)$, см. рис. 3). Предполагается, что эти поверхности сцепляются между собой после охлаждения, начиная с T^* ($T^* \approx 500 \div 800^\circ\text{C}$).

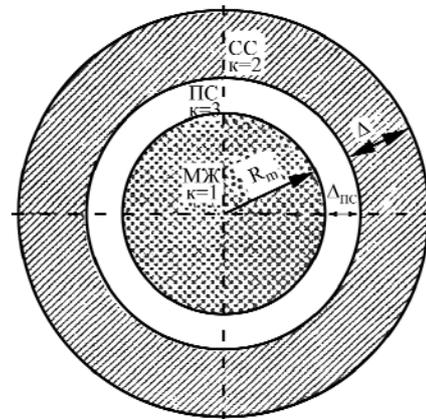


Рис. 3. Схема поперечного сечения ЛАМНСО с учетом поверхностного слоя (ПС) между силикатным стеклом (СС) и металлической жилой (МЖ) (все обозначения см. в тексте).

Вводятся поля упругих смещений, которые обозначим как функции U_r и U_z (r – координата по радиусу цилиндра; z – по оси цилиндра). В представленном виде задачу можно решить только численно.

Воспользуемся условиями симметрии и в рамках модели ПХБ примем следующие поля упругих смещений для МЖ [10–12, 28–31]:

$$U_r^{(1)} = a_1 \cdot r, \quad (1)$$

$$U_z^{(1)} = b_1 \cdot z. \quad (2)$$

А для наружных слоев СС ($\kappa = 2$) и ПС ($\kappa = 3$) эти функции необходимо усложнить (хотя бы из-за числа граничных условий):

$$U_r^{(k)} = a_k r + \frac{c_k}{r}, \quad (3)$$

$$U_z^{(k)} = b_k z. \quad (4)$$

Функция типа c_1/r для внутреннего цилиндра МЖ исключается, так как она приводит к бесконечным упругим смещениям в центре МЖ (если $r \rightarrow 0$).

Как известно, в приближении «цилиндр-оболочка» относительные деформации МЖ (в модели бесконечного внутреннего цилиндра) не зависят от r [10–12]. Чтобы найти искомую зависимость от r , использовалось усложнение модели ПХБ, которое рассмотрим ниже (в работе [10] это задача Ламе). Согласно [10–12], учитывается возможность пластической релаксации, начиная с некоторого радиуса внутри МЖ. Здесь усложнением модели не воспользуемся.

Возвращаясь к расчету в рамках модели ПХБ, запишем закон Гука в следующем виде:

1). Для внутреннего цилиндра МЖ:

$$\sigma_{r(\varphi)}^{(1)} = \lambda_1 (a_1 + \nu_1 b_1), \quad (5)$$

$$\sigma_z^{(1)} = 2\lambda_1 \nu_1 (a_1 + \nu_1 b_1) + E_1 b_1. \quad (6)$$

2). Для СС и ПС оболочек ($\kappa = 2, 3$):

$$\sigma_r^{(k)} = \lambda_k (a_k + \nu_k b_k) - \lambda_k \frac{c_k}{r^2} (1 - 2\nu_k), \quad (7)$$

$$\sigma_\varphi^{(k)} = \lambda_k (a_k + \nu_k b_k) + \lambda_k \frac{c_k}{r^2} (1 - 2\nu_k), \quad (8)$$

$$\sigma_z^{(k)} = 2\lambda_k \nu_k (a_k + \nu_k b_k) + E_k b_k, \quad (9)$$

$$\lambda_i = \frac{E_i}{(1 + \nu_i)(1 - 2\nu_i)}, \quad (10)$$

где E_i – модуль Юнга; ν_i – коэффициент Пуассона.

Граничные условия для напряжений в первую очередь должны соответствовать условиям равновесия сил, действующих на три подсистемы (МЖ, ПС, СС) [10–12]. На внешней поверхности СС эти условия могут иметь вид:

$$(\sigma_{r,\varphi\dots})_{r=R_i} = P_i, \quad (11)$$

где P_i – внешние давления. Если внешних давлений нет:

$$(\sigma_{r,\varphi\dots})_{r=R_i+0} = 0. \quad (11a)$$

В спаях цилиндров можно задать граничные условия:

$$1). |\sigma_r|_{r=R_i-0} = |\sigma_r|_{r=R_i+0}, \quad (12)$$

где R_i – границы между системами МЖ-ПС и ПС-СС, а также:

$$2). f_i |\sigma_z|_{r=R_i-0} = f_k |\sigma_z|_{r=R_i+0}, \quad (13)$$

где f_i, f_k – площади поперечного сечения систем МЖ, ПС и СС. Все граничные условия записаны для пар МЖ-ПС и ПС-СС. Если к ЛАМНСО приложено дополнительное напряжение σ , то данные условия должны меняться.

Условия относительных смещений, приводящих к остаточным напряжениям за счет несогласованности спаев между цилиндрами, имеют вид [10–12]:

$$(b_i)_{r=R_i-0} - (b_k)_{r=R_i+0} = \varepsilon_{ik}, \quad (14)$$

$$(a_i)_{r=R_i-0} - (a_k)_{r=R_i+0} = \varepsilon_{ik}. \quad (15)$$

Параметр ε_{ik} определяет разницу в термических деформациях материалов:

$$\varepsilon_{ik} = \int_{T_k}^{T^*} [\alpha_i(t) - \alpha_k(t)] dt, \quad (16)$$

где $\alpha_i(t)$ – зависящие от температуры коэффициенты растяжения для всех трех элементов спая: СС, ПС, МЖ. Интервал интегрирования: от температуры, при которой исследуется композит T_k , до температуры застывания композита T^* . Ниже используем простейшую оценку этого параметра, то есть линейную зависимость ε_{ik} от температуры в виде:

$$\varepsilon_{ik} \approx (\alpha_i - \alpha_k)(T^* - T_k). \quad (17)$$

Как уже отмечалось в [10, 11], решение задачи в общем виде возможно лишь численно. Для получения аналитических формул для остаточных напряжений в МЖ приведем приближенные значения осевых удлинений в МЖ согласно [11]:

$$b_1 = b_1^0 + b_1', \quad (18)$$

$$b_1^0 = \varepsilon_{12} \frac{kx}{kx+1}, \quad (19)$$

$$b_1' \cong \varepsilon_{13} k_1 x_1, \quad (20)$$

где

$$k = \frac{E_2}{E_1}; \quad x = \frac{f_2}{f_1}; \quad k_1 = \frac{E_3}{E_1}; \quad x_1 = \frac{f_3}{f_1}. \quad (21)$$

Свойства ПС малоизвестны, но есть основания считать, что $x_1 \ll 1$, $\varepsilon_{13} < \varepsilon_{12}$. Поэтому очевидно, $b_1' < b_1^0$, что подтверждает принятое далее приближение (b_1' составляет не более 20% от b_1^0). С достаточной точностью получим:

$$b_1 \approx \varepsilon_{12} \frac{kx}{kx+1}. \quad (22)$$

Эти оценки позволяют рассматривать следующую модель, которую назовем: «цилиндр-оболочка». В ней оболочкой выступает СС+ПС, а для затравочных параметров используются в нулевом приближении параметры СС. Потом эти параметры можно «перенормировать», подгоняя под экспериментальные данные. Если $x > x_1$ (если толщина СС больше толщины ПС), то для остаточных напряжений в МЖ можно не учиты-

вать предложенную выше перенормировку параметров СС [10–12].

Еще одним приближением примем все коэффициенты Пуассона ν_i одинаковыми [28] (расчеты показывают, что это приближение может привести к погрешностям не более 5%). Тогда в рамках модели «цилиндр–оболочка» получим формулу для напряжений в МЖ сначала без ТТМО (далее сравним его с результатом для напряжений в МЖ после ТТМО):

$$\sigma_r = \sigma_\varphi \equiv P_\nu, \quad (23)$$

$$\text{где } P_\nu = \varepsilon E_1 \frac{kx}{[k(1-2\nu)+1]x+2(1-\nu)}.$$

Рассмотрим случай, когда коэффициенты Пуассона $\nu = 1/3$ [3–6, 10–12], и получим:

$$P = \varepsilon E_1 \frac{kx}{(k/3+1)x+4/3}. \quad (24)$$

Формулы (23) и (24) являются точными в случае, если рассматривать модель МЖ, покрытой гипотетической оболочкой с параметрами, не сильно отличающимися от параметров СС (отличие возникает из-за учета ПС). В случае $x > x_1$ отличие будет только в параметрах: $\varepsilon = \varepsilon_{12}$, k , ν . Первый нелинейным образом зависит от температуры (см. (16)), что вообще не учитывается в теории ПХБ. Поэтому проведенные нами расчеты в [3–6, 10–12], как показывает сравнение с экспериментом, будут в рамках точности данной теории (погрешность $\sim 20\%$).

Формула для продольного напряжения имеет вид:

$$\sigma_z = P_\nu F(k, \nu, x). \quad (25)$$

В представленном приближении для образца без ТТМО получим:

$$\sigma_z = P \frac{(k+1)x+2}{kx+1}. \quad (25a)$$

Здесь использовано предельное значение для величины $F(k, \nu, x)$:

$$F(k, \nu, x) = \frac{(k+1)x+2}{kx+1}. \quad (25b)$$

Важным результатом является и то, что все полученные здесь величины напряжений – растягивающие (то есть имеют положительный знак).

Оценки по формулам (23) – (25a,б) выполнялись в [3–6, 10–12]. Для полноты изложения представим их.

Обычно используют значения: $\varepsilon = \varepsilon_{12} \sim (5 \div 6) \cdot 10^{-3}$, $k \sim 0,3 \div 0,5$, $E_1 \sim (1,5 \div 2) \cdot 10^{11}$ Па, из которых следует:

1). Если $x \gg 1$, то для напряжений, возникающих в МЖ:

$$\sigma_z \sim 3\sigma_{r(\varphi)} \sim 10^9 \text{ Па}. \quad (26)$$

2). Если $x \sim 1$, то для напряжений, возникающих в МЖ:

$$\sigma_z \sim 2\sigma_{r(\varphi)} \sim 10^8 \text{ Па}. \quad (27)$$

В [3–6, 10–12] было показано, что полученные напряжения в ЛАМНСО преваляют над другими видами напряжений, возникающими в процессе литья аморфного микропровода. Это подтверждается и экспериментальными исследованиями (см., например, [3–6, 8, 10–12, 16, 17]). Отметим, что численные соотношения в (26) и (27) (численные коэффициенты 3 или 2), получаемые в модели ПХБ, можно получить и в рамках других моделей [21–33], используя граничные условия (14), (15).

Важным выводом является то, что в рамках приближения ПХБ после термических релаксаций основных параметров радиальные и тангенциальные напряжения остаются равны друг другу и могут определяться введенной выше величиной, которую можно представить следующей обобщенной полуэмпирической формулой:

$$P_{ab} \approx \varepsilon' E_1 \frac{k'x}{(k'/b_{sv}+1)x+a_{sv}}, \quad (28)$$

которая соответствует (23) и (24). При этом a_{sv} стремится к $4/3$, а b_{sv} – к 3. Но эти величины могут также определяться из экспериментальных данных и этим уточнять результат теории. Величины k' , ε' релаксируют по сравнению с начальными значениями в соответствии с законами релаксации в процессе ТТМО.

Сформулируем главный результат. В процессе ТТМО предполагается, что за счет нагрева и одновременной продольной деформации происходит процесс удлинения стеклянной оболочки, который снимает продольные и частично поперечные деформации МЖ. Но при этом:

$$\sigma_r = \sigma_\varphi = P_1 \rightarrow P_{ab}, \quad (29)$$

где параметр $P_1 < P$ за счет термомеханической релаксации, происходящей в ПС и СС и соответственно в МЖ. Важно, что вид аналитической зависимости от параметра x , согласно (28), остается в данном приближении неизменным (изменяются только коэффициенты при параметре x). Таким образом, сам параметр x остается удобной характеристикой, связанной с оценкой остаточных напряжений в ЛАМНСО.

Второй главный результат относится к величине продольной релаксации остаточного напряжения σ_z . После ТТМО качественно изме-

няется формула (25а) из-за невыполнения уже условия (14), вместо которого можно учесть предельное условие:

$$(b_i)_{r=R_i-0} - (b_k)_{r=R_i+0} \rightarrow 0. \quad (29а)$$

Данное условие математически отражает предельный случай воздействия ТТМО. Тогда для продольного напряжения будет справедлива формула, отличная от (25а) и соответственно равная [21–27]:

$$\sigma_z \approx 2\nu P_1 \approx (2/3)P_1. \quad (30)$$

Таким образом, эволюция введенной в (25) величины в процессе ТТМО имеет вид:

$$3 \leq F(k, \nu, x) \leq 2/3. \quad (30а)$$

Предполагаемая оценка не учитывает все процессы, происходящие при ТТМО. Ниже покажем, что учет термопластической релаксации в жиле (в рамках задачи Ламе) приводит к нарушению (29).

Представленная модифицированная теория ПХБ позволяет получить как старый результат [3–6, 10–12], для которого следует:

$$\sigma_r = \sigma_\varphi, \quad (31)$$

так и новые важные соотношения:

$$\sigma_r, \sigma_\varphi > \sigma_z. \quad (31а)$$

Эти формулы могут только частично объяснить экспериментальные результаты, например уменьшение H_c , соответствующее кривым 2 на рис. 2. Они также могут объяснить явление перехода от доменной структуры, которое характеризуется прямоугольной петлей гистерезиса, к неопределенной новой доменной структуре, у которой прямоугольность петли будет нарушаться. При этом не очевидно, что полученная доменная структура будет иметь (в идеале) наклонную безгистерезисную кривую перемагничивания (то есть произойдет тот самый ОМФП, соответствующий эксперименту).

Далее найдем и обсудим условия, предъявляемые к ТТМО, необходимые для ОМФП, соответствующие эксперименту предыдущего параграфа.

ОРИЕНТАЦИОННЫЙ МАГНИТНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД, ИНИЦИИРОВАННЫЙ ТЕНЗО- И ТЕРМООБРАБОТКОЙ

Для объяснения доменных структур в ЛАМНСО после ТТМО, приводящих к кривым перемагничивания 3 на рис. 2, примем модель остаточных напряжений в МЖ, предложенную в [10]. Учтем изменения, которые вносят условия

(29а)–(31а). Представим, что для случая ТТМО с ОМФП выполняется неравенство (31а). Найдем уточнение соотношения между величинами σ_r , σ_φ , что позволит определить тенденцию в образовании доменной структуры ЛАМНСО после ТТМО.

Радиальная деформация в МЖ (далее $U_r \equiv u$) удовлетворяет, как известно [10], уравнению:

$$u'' + \frac{1}{r}u' - \frac{1}{r^2}u = cf(r). \quad (32)$$

Оно позволяет вычислить остаточные напряжения в МЖ (без учета области пластической релаксации [10], которая находится вблизи центра МЖ и для данной задачи не принципиальна). Рассмотрим случай, когда $f(r) = 0$.

Общее решение для остаточных напряжений в цилиндрической оболочке с радиусами r_1 (с приложенным давлением P_1) и r_2 (с давлением P_2) можно представить в виде (см. подробнее в [10, 21–33]):

$$\sigma_r = P'_1 - \frac{c_1}{r^2}, \quad (33)$$

$$\sigma_\varphi = P'_1 + \frac{c_1}{r^2},$$

где P' и c_1 определяются граничными значениями P_i , r_i (где $i = 1, 2$). Абсолютные величины параметров P' и c_1 формально определяются из соотношений:

$$|P'_1| = \left| \frac{P_1 r_1^2 - P_2 r_2^2}{r_2^2 - r_1^2} \right|, \quad (34)$$

$$|c_1| = \left| \frac{P_1 - P_2}{r_2^2 - r_1^2} \right| r_2^2 r_1^2.$$

Их знаки при подстановке из (34) в (33) выбираются из физических условий (см. примеры в [10, 21–33]).

Как видно, анализ задачи из общего вида (33), (34) труднообозримый, поэтому ниже рассмотрим только два важных случая.

1. Для примера получим результаты [10], которые соответствуют начальному варианту, когда еще не произошел ОМФП. Пусть МЖ представляет собой следующую модель, а именно бесконечную трубку с внешним радиусом R_m и внутренним $-b_1 \ll R_m$. Внутренний радиус определяется релаксационными процессами, возникающими при литье ЛАМНСО [10]. Известно, что на цилиндрические поверхности данной фигуры действуют растягивающее давление P_1 (на R_m) и давление P_{b_1} (на b_1). При этом $P_1 > |P_{b_1}|$ (это случай, рассмотренный в [10, 12]). Из формул (33), (34) получим следующие соотношения:

$$\sigma_r \approx P_1' \left(1 - \frac{b_1^2}{r^2} \right), \quad (35)$$

$$\sigma_\varphi \approx P_1' \left(1 + \frac{b_1^2}{r^2} \right),$$

где

$$P_1' \approx \frac{P_1}{1 - (b_1/R_m)^2} \approx P_1 \approx P.$$

Величина P соответствует величинам (23), (24) или (28). Проанализируем полученный результат.

В первом приближении можно считать:

$$(\sigma_r)_{r=R_{m-0}} \approx (\sigma_\varphi)_{r=R_{m-0}} \quad (35a)$$

(сравните (35a) с (23) и (29)). Следующее приближение, то есть учет величин

$$\left(1 - \frac{b_1^2}{r^2} \right) \text{ и } \left(1 + \frac{b_1^2}{r^2} \right)$$

дает важный результат, полученный, в частности, в [3, 10–12]:

$$\sigma_r \leq \sigma_\varphi. \quad (35b)$$

Этот результат использовался в [10] для нахождения доменной структуры ЛАМНСО в случае $\lambda s < 0$. Для ЛАМНСО с $\lambda s > 0$ доменная структура определяется соотношениями (26) и (27) [10], и все эти доменные структуры представлены на рис. 4а,б.

Для ЛАМНСО с $\lambda s < 0$ получается результат, противоречащий доменной структуре, предложенной, например, в [1, 2, 13–15, 18–20] (а также рядом других авторов), то есть так называемой магнитной доменной структуре типа «Бамбук». (Подробнее возможность обоснования структуры «Бамбук», в частности в микропроводах, сделанных по технологии «Унитика», рассмотрим ниже в приложениях.) Предлагаемая на рис. 4б доменная структура названа «стопка монет» (рис. 4б).

2. Рассмотрим другой предельный случай, который мог бы объяснить ОМФП с получением безгистерезисной кривой 3 на рис. 2. Считаем, что релаксация поверхностных напряжений (после ТМО) привела к следующей ситуации. Внешнее напряжение P_1 становится меньше, чем внутреннее (сравниваем по абсолютной величине) $|P_b|$. Нам не известен знак P_b , поэтому знаки у рассматриваемых компонент остаточных напряжений могут быть и разные. Ниже используем абсолютные значения остаточных напряжений, рассчитанные на поверхности МЖ. Получим выражения:

$$|\sigma_r / \sigma_0| \approx \frac{R_m^2}{r^2} - 1, \quad (36)$$

$$\sigma_\varphi / \sigma_0 \approx \frac{R_m^2}{r^2} + 1, \quad (37)$$

где

$$\sigma_0 \approx \frac{|P_b|}{(R_m/b_1)^2 - 1}.$$

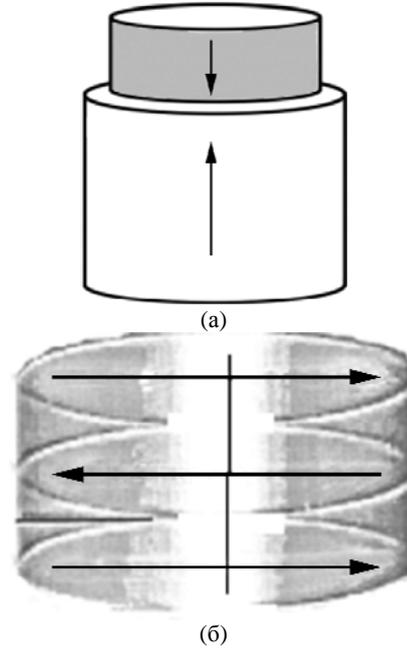


Рис. 4. Магнитные доменные структуры ЛАМНСО до ТМО: (а) – продольная магнитная доменная структура для ЛАМНСО с положительной магнитострикцией ($\lambda s > 0$) – согласно [10]; (б) – магнитная доменная структура ЛАМНСО с отрицательной магнитострикцией ($\lambda s < 0$) согласно [10] с основными доменами, ориентированными вдоль радиуса МЖ («стопка монет»). По поверхности ЛАМНСО должны быть замыкающие домены, а в центре ЛАМНСО стенки основных доменов размыты и образуется стержень с продольной намагниченностью M_s , размерами $a \sim A^{1/2}/M_s \sim (0,1 \div 0,01)$ мкм (A – константа обмена).

Отсюда следуют неравенство

$$\sigma_\varphi > |\sigma_r| \quad (38)$$

и предельное соотношение

$$|\sigma_r|_{r=R_{m-0}} \rightarrow 0. \quad (39)$$

Полученное (при выполнении (31a)) приводит к возможности структуры типа «Бамбук» для ЛАМНСО с положительной магнитострикцией после ОМФП.

Отметим, что провода «Унитика» (если $\lambda s < 0$) с доменной структурой «Бамбук» характеризуются также наклонной кривой намагничивания.

Условие для существования ОМФП (в рамках принятой математической модели) в случае ЛАМНСО с $\lambda s > 0$ сводится к выполнению неравенства

$$|P_b| > |P_1|, \quad (40)$$

и ему должны соответствовать граничные условия внутри МЖ после ТТМО. Предложенная теория остаточных напряжений может объяснять ОМФП, который возникает после ТТМО в ЛАМНСО.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Возможность осуществления магнитных моделей (с определенными доменными структурами) в данной статье обосновывается только соответствием их рассчитанным остаточным напряжениям. Полагаем, что внутреннее поле за счет магнитострикции играет преобладающую роль в создании доменной структуры. Не учитываются ни длина отрезков ЛАМНСО, ни ряд других моментов, связанных со стабильностью той или иной магнитной структуры (см., например, [40]). Поэтому можно допустить, что в рамках модели расчета остаточных напряжений найдены только некоторые необходимые условия для перехода от продольной магнитной структуры после ТТМО к возможной структуре типа «Бамбук».

Так как не проводились микромагнитные расчеты, корректно утверждать, что полученные остаточные напряжения благоприятствуют образованию структуры типа «Бамбук» в рассматриваемом эксперименте. К тому же представленные расчеты остаточных напряжений справедливы только в рамках рассмотренной здесь модели, которая нуждается во всесторонних уточнениях.

ВЫВОДЫ

1. Установлено, что переход от прямоугольной петли гистерезиса к наклонной практически безгистерезисной петле проходит последовательно через стадии, которые схематически отмечены на рис. 2. Этот результат впервые был получен Жуковым с сотрудниками [1, 7]. Нами использовался материал с составом, отличающимся от состава, исследованного в [1, 7]. Результаты исследования качественно аналогичны результатам, полученным в [1, 7], поэтому можно предположить, что процессы ТТМО одинаковы для большого класса ЛАМНСО, и они могут быть описаны в рамках одинаковых теоретических моделей.

2. Для объяснения экспериментальных данных применена модернизированная теория остаточных напряжений, предложенная нами ранее в серии работ [3–6, 10–12]. В них получены условия для существования продольной магнитной структуры в ЛАМНСО с положительной магнитострикцией. Здесь в рамках развития той же теории остаточных напряжений объясняются преобразования продольной магнитной структу-

ры вследствие ТТМО. Теоретически предполагается, что в своем конечном результате эти магнитные структуры могут быть аналогичны микропроводам с магнитной структурой типа «Бамбук».

3. Экспериментально показано и теоретически подтверждено, что с помощью ТТМО возможно управление магнитной доменной структурой, а также сокращение остаточных напряжений, что приводит к существенному уменьшению коэрцитивной силы и получению более стабильных и нужных для практического использования магнитных характеристик.

Эта работа поддержана проектом Академии наук Молдовы (15.817.02.05.A).

Выражаю благодарность А. Елону (A. Yelon), Д. Менарду (D. Menard), М. Васкесу (M. Vazquez) А.И. Дикусару, Г.В. Ломаеву, Г.В. Каримовой, Н.А. Бузникову, А.П. Жукову за возможность проведения измерений, ценные советы и обсуждение результатов.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Общие вопросы теории расчетов остаточных напряжений в аморфных материалах уже достаточно изучены на основе теорий, представленных в известных монографиях [21–33]. Но конкретные расчеты для аморфных микропроводов до сих пор требуют уточнений. Ранее нами уже обсуждались различия в расчетах остаточных напряжений в микропроводах по технологии «Унитика» (МТУ) и ЛАМНСО [10]. Ниже обсудим также и применимость других моделей расчетов, которые могут претендовать на объяснение результатов ТТМО. Уточним вопрос, связанный с освещением создания общеизвестных для МТУ магнитных структур из расчета остаточных напряжений.

В работах [13–15] рассмотрена модель, которую можно назвать квадратичной моделью остаточных напряжений в микропроводах (КМОНМ). Удобства данной модели известны [23, 33] и заключаются в том, что она позволяет использовать универсальную зависимость относительной величины остаточных напряжений от приведенного радиуса цилиндрической координаты в МЖ, то есть величины $(r/R_m)^2$ (r – радиальная координата в цилиндре, а R_m – радиус МЖ). Критерии применимости модели КМОНМ определяются термическими условиями получения микропровода [23]. Упрощенно они сводятся к тому, что при однородном остывании цилиндра температура должна распределяться с возрастанием по тому же квадратичному закону $(r/R_m)^2$, начиная с минимума от поверхности цилиндра к центру цилиндра. Понятно, что в случае небольших расстояний у поверхности цилиндра (меньших радиуса цилиндра) это может выполняться всегда, при условии свободного остывания цилиндра.

Формулы для остаточных напряжений в МТУ [13] (но в удобном для дальнейшего обсуждения виде) записываются:

$$\sigma_r / \sigma_0 \approx \sigma_{0y} - (r / R_m)^2,$$

$$\begin{aligned}\sigma_\varphi / \sigma_0 &\approx \sigma_{0y} - A_\varphi (r/R_m)^2, \\ \sigma_z / \sigma_0 &\sim \nu (\sigma_r / \sigma_0 + \sigma_\varphi / \sigma_0),\end{aligned}\quad (\text{П1})$$

где значение коэффициента Пуассона $\nu = 0,3$.

Неизвестный коэффициент A_φ можно получить из уравнения равновесия:

$$r \left(\frac{d\sigma_r}{dr} \right) = \sigma_\varphi - \sigma_r, \quad (\text{П2})$$

он равен:

$$A_\varphi = 3. \quad (\text{П3})$$

Из граничного условия [13]

$$(\sigma_r)_{r \rightarrow R_m} = 0 \quad (\text{П4})$$

можно получить и константу:

$$\sigma_{0y} = 1. \quad (\text{П5})$$

В поверхностном слое МЖ в МТУ выполняются неравенства (см. рис. 5):

$$|\sigma_\varphi| > |\sigma_z| > \sigma_r, \quad (\text{П6})$$

при условиях

$$\sigma_\varphi < 0, \quad \sigma_z < 0, \quad (\text{П6а})$$

и условия (П4).

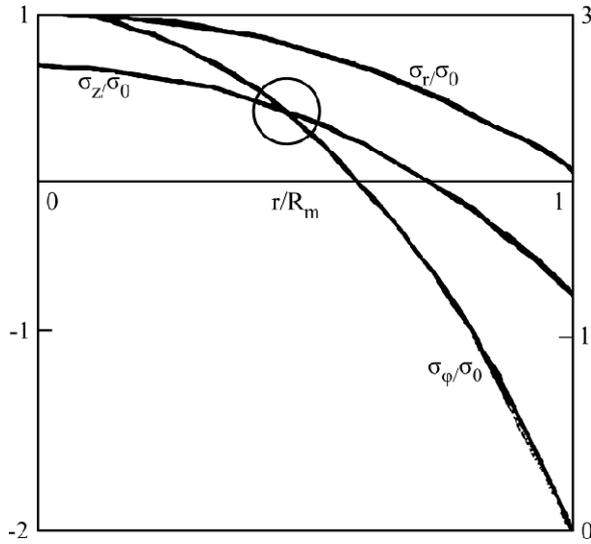


Рис. 5. Схематический вид остаточных напряжений согласно [13], рассчитанных с применением формул (П1) с граничным условием (П4), что соответствует случаю для оси ординат слева. Расчет с использованием условия (П7) соответствует случаю для оси ординат справа.

Для МТУ с отрицательной магнитострикцией в области пересечения σ_z и σ_φ (см. область на рис. 5, выделенную кружком) будет возможен переход от продольных магнитных доменов к вращательным. Подробнее вопрос об обосновании магнитных структур в МТУ (рис. 6) рассмотрим в приложении 2.

Другое условие (о справедливости которого поговорим ниже) вместо (П4) может иметь вид:

$$(\sigma_\varphi)_{r \rightarrow R_m} \geq 0 \quad (\text{П7})$$

и приводит при $(\sigma_\varphi)_{r \rightarrow R_m} = 0$ к:

$$\sigma_{0y} = 3, \quad (\text{П8})$$

(см. рис. 5 с осью ординат справа), а также к неравенствам:

$$\sigma_r > \sigma_z > \sigma_\varphi. \quad (\text{П9})$$

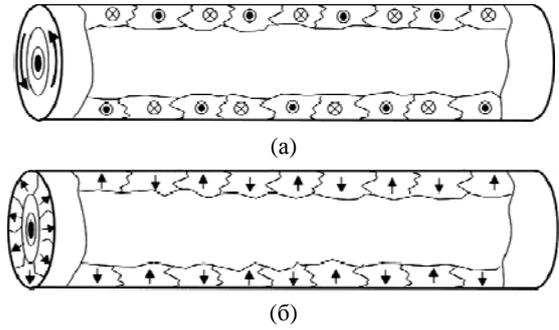


Рис. 6. Магнитные доменные структуры в МТУ: (а) – структура «Бамбук» ($\lambda_s < 0$) – для МТУ на основе Со; (б) – магнитная структура для МТУ на основе Fe ($\lambda_s > 0$).

Данное неравенство будет выполняться, естественно, и при условии:

$$(\sigma_\varphi)_{r \rightarrow R_m} > 0. \quad (\text{П10})$$

Для применения данной теории к ЛАМНСО в [15] фактически использовано условие (П10). Оно подразумевает возможность существования напряженного поверхностного слоя в МЖ (например, за счет разности коэффициентов термического расширения СС и МЖ), переводящего все напряжения в положительную область. В этом случае переход от продольно намагниченного домена в центре к доменам с вращательной намагниченностью (если $\lambda_s < 0$) или к радиальным доменам (если $\lambda_s > 0$) просто обосновывается неравенством (П9).

Однако модель КМОНМ для ЛАМНСО не верна (см. подробнее в [10]) из-за несоответствия технологических условий получения ЛАМНСО с физическими условиями для обоснования модели КМОНМ.

Кроме вышеотмеченного, в [15] использовалось выражение, аналогичное (П1), но с принципиальным отличием: положительные константы σ_{0y} были увеличены на два порядка более, чем численный порядок величин (в максимуме), стоящих при переменной $(r/R_m)^2$. При этом теряется физический смысл введения этих членов, пропорциональных $(r/R_m)^2$, так как они меньше флуктуаций величин основных остаточных напряжений (то есть σ_{0y}), естественно возникающих из-за технологических процессов при получении МЖ. Практически можно считать, что:

$$\sigma_r \approx \sigma_\varphi = \text{const}. \quad (\text{П11})$$

Для продольных напряжений в [15] использована оценка:

$$\sigma_z \approx 2\sigma_{r(\varphi)} \approx 10^8 \text{ Па}. \quad (\text{П12})$$

Но эта оценка верна только для тонкого слоя стеклянной оболочки (сравни (26) и (27)). Приведенные результаты не учитывают случай оболочки из толстого стекла и не анализируют вид функции $F(k, \nu, x)$.

Но главная принципиальная ошибка – это полученные тенденции убывания напряжений в МЖ от центра к поверхности, которая противоречит модели [10–12].

Например, для модели ПХБ остаточные напряжения сразу же (как только металл покрывается стеклом) формируются благодаря существованию большой разницы коэффициентов термического растяжения металла и стекла. Но в центре МЖ может существовать область релаксации напряжений, возникающая при формировании композита в виде ЛАМНСО. Поэтому напряжения в центре должны быть меньше напряжений на поверхности ЛАМНСО.

Сдвиг ФМР спектров (см., например, [4–6]) позволяет оценить зависимость остаточных напряжений от отношения толщины СС к диаметру МЖ. Изучение ФМР спектров позволяет качественно оценить возрастание напряжений на поверхности [6]. Это экспериментально подтверждает теорию ПХБ и ее обобщение в [10]. Частично к данному выводу с помощью измерений спектров ФМР и индукционных измерений петли гистерезиса в случае тонкого покрытия СС пришли и в [39] (без ссылок на [4–6]).

В рамках модели КМОНМ, в том виде, как она была предложена в [13–15], объяснить ОМФП, который должен возникнуть при ТТМО, по нашему мнению, не представляется возможным.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Намагничивание основных доменов при растяжении аморфного микропровода (основные деформации положительны) определяется следующим образом: если магнитострикция положительна, то магнитный момент направлен вдоль наибольшего значения тензора напряжений, а если магнитострикция отрицательна, то магнитный момент направлен перпендикулярно к наибольшему значению тензора напряжений. При сжатии (основные деформации отрицательны), если магнитострикция положительна, то магнитный момент направлен перпендикулярно к наибольшему (по абсолютной величине) значению тензора напряжений, а если магнитострикция отрицательна, то магнитный момент направлен параллельно к наибольшему (по абсолютной величине), но отрицательному значению тензора напряжений.

Правило можно найти для ферритов в [41, 42] (но формулировка там не такая четкая, как здесь). Эффекты магнитострикции для ферритов обычно на порядок меньше, чем магнитокристаллическая анизотропия. Магнитострикция только перенормирует константу кристаллической анизотропии (кроме специальных случаев), а магнитная структура определяется все-таки кристаллической анизотропией. Дело усложняется еще и тем, что в разных направлениях по осям кристалла магнитострикция может менять знак [43–48].

В ЛАМНСО и МТУ приведенное выше правило формирует доменную структуру. Используя схематический вид остаточных напряжений для МТУ (рис. 5 с осью ординат слева), несложно (рассуждая по представленному выше правилу) получить структуры, представленные на рис. 6.

Обосновать приведенное правило можно следующим образом. Добавка к энергии за счет магнитострикции имеет вид:

$$E_m = \lambda \sigma_{\max}. \quad (\text{П13})$$

Уравнение должно быть инвариантно относительно изменения знака σ_{\max} (происходящее при изменении знака деформации), что будет логично только при условии, если воспользоваться приведенным выше правилом.

Интересно рассмотреть и другое обоснование. Конкретно для ЛАМНСО и МТУ добавка к гамма-энергии за счет магнитострикции, как известно, пропорциональна $\cos^2 \varphi$ (или $\sin^2 \varphi$ в зависимости от удобства и выбора отсчета энергии). Воспользуемся данным фактом и формулой для определения прямого эффекта магнитострикции [43–50], из которого следует, что:

$$\Delta l/l \sim \lambda \cos^2(\varphi). \quad (\text{П14})$$

Становится ясно, что изменение знака Δl (соответственно и знака σ_{\max} в законе Гука) должно привести автоматически к изменению знака при константе λ , что соответствует правилу, приведенному в начале приложения 2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zhukov A.P., Zhukova V., Larin V.S., Blanco J.M., et al. *Physica B*. 2006, **384**, 1–4.
2. Vazquez M., Zhukov A., Pirota K.R., Varga R., et al. *J Non-Cryst Solids*. 2003, **329**, 123–130.
3. Baranov S.A., Laroze D., Vargas P., Vazquez M. *Physica B*. 2006, **372**, 324–327.
4. Баранов С.А., Зотов С.К., Ларин В.С., Торкунов А.В. *Физика металлов и металловедение*. 1991, **69**(12), 172–174.
5. Antonenko A.N., Baranov S.A., Larin V.S., Torcunuv A.V. *Mat Sci Eng A. Supplement*. 1997, 248–250.
6. Baranov S.A. *Metal Science and Heat Treatment*. 2001, **43**(3–4), 167–168.
7. Zhukova V., Larin V.S., Zhukov A.P. *J Appl Phys*. 2003, **94**(2), 1115–1118.
8. Baranov S. A. *Surf Eng Appl Electrochem*. 2012, **48**(4), 392–393.
9. Vazquez M., Pirota K.R., Torrejon J., Badini G., Torcunuv A.V. *JMMM*. 2006, **304**, 197–202.
10. Baranov S.A. *Surf Eng Appl Electrochem*. 2011, **47**(4), 316–330.
11. Baranov S.A. *Surf Eng Appl Electrochem*. 2010, **46**(3), 271–275.
12. Baranov S.A., Karimova G.V., Lomaev G.V. *Surf Eng Appl Electrochem*. 2006, **42**(2), 73–78.
13. Antonov A.S., Borisov V.T., Borisov O.V., Pozdnyakov V.A., et al. *J Phys D Appl Phys*. 1999, **32**, 1788–1794.
14. Antonov A.S., Dykhne A.M., Lagar'kov A.N., et al. *Physica A*. 1997, **241**, 425–448.
15. Antonov A.S., Borisov V.T., Borisov O.V., Prokoshin A.F., et al. *J Phys D Appl Phys*. 2000, **33**, 1161–1168.
16. Baranov S.A., Keloglu O.Yu. *Surf Eng Appl Electrochem*. 2007, **43**(2), 107–109.

17. Lomaev G.V., Khodyrev A.V. *Phys Met Metallogr.* 2006, **101**(1), S56–S158.
18. Orlova N.N., Aronin A.S., Bozhko S.I., Kabanov Yu.P., et al. *J Appl Phys.* 2012, **111**, 073906-1–073906-7.
19. Abrosimova G.E., Aronin A.S., Kholstinina (Orlova) N.N. *Phys Stat Solidy* . 2010, **52**(3), 445–451.
20. Abrosimova G. E., Aronin A. S., Holstinina (Orlova) N.N. *Phys Met Metallogr.* 2010, **110**(1), 36–41.
21. Boley B.A., Weiner J.H. *Theory of Thermal Stresses.* New York & London, John Willey and Sons, INS, 1960. 470–490 p.
22. Аннин Б.Д., Быгев В.О., Сенашов С.И. *Групповые свойства уравнений упругости и пластичности.* Новосибирск: Наука, 1985. 138 с.
23. Kovalenko A.D. *Thermoelasticity: Basis Theory and Application.* Walters–Noordhoff Groningen. The Netherlands, 1969. 200.
24. Landau L.D., Lifshitz E.M. *Theory of Elasticity.* Vol. 7. 3rd ed. Butterworth-Heinemann, 1986. 210 p.
25. Timoshenko S., Goodier I.N. *Theory of Elasticity.* New York: Mc-Graw-Hill Book Company, 1951. 506 p.
26. Timoshenko S.P. *Strength of Materials.* (P. 2) Ed. D. New Jersey, Toronto, London, New York: Van Nostrand company, Ins. Princeton, 1960. 195 p.
27. Green A.E., Adkins J.E. *Large Elastic Deformations and Non-Linear Continuum Mechanics.* Oxford, 1960. 450 p.
28. Любимов М.Л. *Нау металла со стеклом.* М.: Энергия, 1968. 131–142 с.
29. Амензаде Ю.А. *Теория упругости.* М.: Высшая школа, 1976. 272 с.
30. Godfrey D.E.R. *Theoretical Elasticity and Plasticity Engineers.* Tamers & Hudson: London, 1961. 311 p.
31. Биргер И.А. *Остаточные напряжения.* М.: Машгиз, 1963. 232 с.
32. Goodier J.N., Hodge P.G. Jr. *Surveys in Applied Mathematics: Elasticity and plasticity.* New York – John Wiley and Sons, Ins. London – Chapman and Hall, Limited, 1958. 200 p.
33. Gatewood B.E. *Thermal Stresses.* New York, Toronto, London: McGraw-Hill book company, INC, 1957. 350 p.
34. Velazquez J., Vazquez M., Zhukov A.P. *J Mater Res.* 1996, **11**(10), 2499–2505.
35. Chen D-X., Pasqual L., Castano F., Vazquez M., et al. *IEEE Transactions on Magnetics.* 2001, **37**, 994–1002.
36. Chiriac H., Ovari T.-A., Pop Gr. *Phys Rev B.* 1995, **52**(14), 10104–10114.
37. Chiriac H., Ovari T.-A., Corodeanu S., Ababei G. *Phys Rev B.* 2007, **76**, 214433-1–214433-8.
38. Chiriac H., Ovari T.-A. *JMMM.* 2002, **241**, 141–145.
39. Zuberek R., Szymczak H., Gutowski M., Zhukov A., et al. *JMMM.* 2007, 316, e890–e892.
40. Zhukova V., Usov N.A., Zhukov A., Gonzalez J. *Phys Rev B.* 2002, **65**, 134407-1–134407-7.
41. Боровик Е.С., Мильнер А.С., Еременко В. В. *Лекции по магнетизму.* Харьков, 1972. 248 с.
42. Рабкин Л.И., Соскин С.А., Эпштейн Б.Ш. *Ферриты.* Л.: Энергия, 1988. 384 с.
43. Кринчик Г.С. *Физика магнитных явлений.* М.: Изд. Московского университета. 1985. 164–166 с.
44. Акулов Н.С. *Ферромагнетизм.* М.-Л: ГИТТЛ, 1939. 188 с.
45. Hubert A. *Theorie der Domänenwände in geordneten Medien (Theory of domain walls in ordered media).* Berlin-Heidelberg-New York: Springer-Verlag, 1974. 386 p.
46. Вонсовский С.В. *Магнетизм.* М.: Наука, 1971. 1032 с.
47. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теоретическая физика.* Т. 8. *Электродинамика сплошных сред.* М.: Наука, 1982. 289 с.
48. Мишин Д.Д. *Магнитные материалы.* М.: Высшая школа, 1981, 336 с.
49. Кекало И.Б. *Нанокристаллические магнито-мягкие материалы.* М.: МИСиС, 2000. 250 с.
50. Vazquez M. *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials.* Eds. H. Kronmuller and S. Parkin. New York: John Wiley and Sons, 2007, **4**, 2193–2226.

Поступила 17.06.15
После доработки 07.08.15

Summary

Under investigation was a possibility of usage of micro- and nanowire with positive magnetostriction aimed at changes of stress due to mechanical and thermal treatment. Hysteresis loops of the investigated wires were transformed from rectangular into the inclined shape. The theory describes the given transformation.

Keywords: coercive force, domain structure, residual stresses, stress and magnetic heat treatment.