

11. Джуварлы Ч.М., Дмитриев Е.В., Курбанов К.Б., Мехтизаде Р.Н., Гасанов М.А. Образование заряженного состояния в силикагелях под воздействием электрических полей и разрядов // Электронная обработка материалов. 1991. № 4. С. 46–47.

Поступила 29.11.05

Summary

In article researches of process of water treating from the fluorine at effect of the electric discharge barrier type are resulted. Processes of electrization of solid porous adsorbents are investigated. By the thermostimulated relaxations method it is revealed that accumulation of superficial and volumetric charge takes place in the specified materials. It is shown that electric discharge effect considerably increases the efficiency of adsorption treating of water. It is shown also that the roentgen-phase analysis method allows researching the processes occurring in the adsorbent structure.

С.А. Баранов^{*, **}, Г.В. Каримова^{*}, Г.В. Ломаев^{*}

ДВИЖЕНИЕ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ЛИТОМ АМОРФНОМ МИКРОПРОВОДЕ

^{*}Ижевский государственный технический университет,
ул. Студенческая, 7, г. Ижевск, 426069, Россия

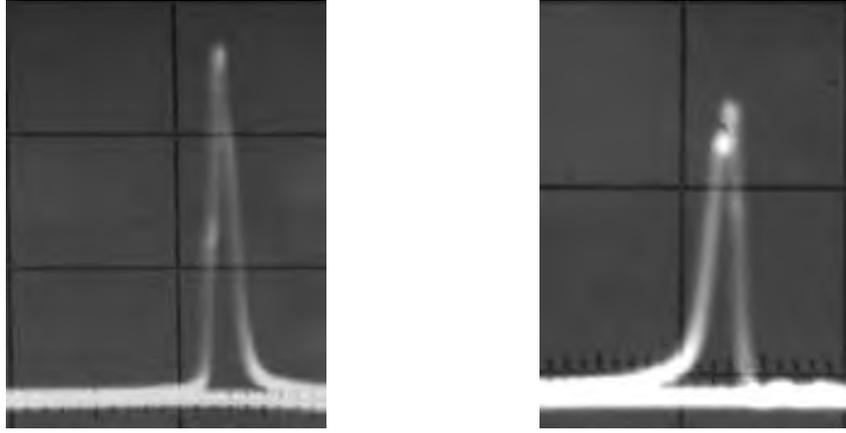
^{**}Институт прикладной физики, АН РМ,
ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова

Введение

Магнитные свойства литого в стеклянной изоляции аморфного микропровода (ЛАМСО) [1], полученного по технологии Улитовского–Тейлора, существенно отличаются от свойств микропроводов, полученных по технологии фирмы «Унитика» (подробнее о проводе по технологии фирмы «Унитика» см., например, [2] и ссылки в этой работе). Так, литой микропровод с положительной магнитострикцией (на основе Fe) обладает прямоугольной петлей гистерезиса, то есть он перемагничивается одним большим скачком Баркгаузена (БСБ).

В ходе экспериментальных исследований механизмов переключения в ЛАМСО обнаружено наличие двух механизмов: релаксационного и акселеративного. Ранее подобные механизмы были обнаружены в викаллое, подвергнутом пластической деформации скручиванием [3]. Импульсы ЭДС 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 (рис. 1). Установлено, что релаксационный механизм менее стабилен (флуктуации параметров релаксационного импульса могут достигать 5%, акселеративного – до 2%), хотя величина поля старта H_s меньше, чем в случае акселеративного механизма переключения. Исследование особенностей проявления этих механизмов и основных характеристик импульсов ЭДС (H_s , амплитуда, флуктуации H_s , длительность) позволило выявить факторы, влияющие на процесс переключения ЛАМСО. В качестве основных регистрируемых параметров были выбраны поле старта и его флуктуации. Было изучено влияние режимов перемагничивания и состояния стеклянного покрытия микропровода. Обнаружено, что полное снятие стеклянной оболочки с торца образца из ЛАМСО путем травливания плавиковой кислотой приводит к уменьшению H_s и его флуктуаций в 2–3 раза [4].

Эти результаты согласуются с теорией зарождения и движения доменной стенки в ЛАМСО, в основе которой лежит расчет остаточных напряжений для модели микропровода, предложенной в [5]. Рассмотрим эту теорию.



a

б

Рис. 1. Импульсы ЭДС от БСБ в ЛАМСО. *a* – релаксационный; *б* – акселеративный

Представим жилу микропровода из трех цилиндрических областей.

В первой области, на границе со стеклом, имеют место следующие формулы для аксиальной, радиальной и тангенциальной компонент тензора упругих напряжений в цилиндрических координатах:

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

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

E_i – модули Юнга (если провести оценки $\sigma_z \sim (2-3)P$, а максимум величины $P \rightarrow 0,5\sigma_m \sim 10^9$ Па).

До внутреннего радиуса b (расположенного внутри жилы микропровода) расположена вторая цилиндрическая область, где происходит упругая релаксация напряжений, приводящая к следующим уравнениям, если $b < r < R$, то

$$\begin{aligned}\sigma_{r(1)} = P \left(1 - \frac{b^2}{r^2}\right) + \sigma_{r(1)}^0, \\ \sigma_{\varphi(1)} = P \left(1 - \frac{b^2}{r^2}\right) + \sigma_{\varphi(1)}^0, \\ \sigma_{z(1)} \approx \nu(\sigma_{r(1)} + \sigma_{\varphi(1)}) + \sigma_{z(1)}^0 \sim P + \sigma_{z(1)}^0,\end{aligned}\quad (2)$$

где параметр P определен в (1), ν – коэффициент Пуассона (0,3–0,5). Из физических соображений добавлены функции σ_i^0 , характеризующие остаточные напряжения, обусловленные, например, спецификой процесса закалки, но с более слабой аналитической зависимостью от координаты r . Далее будем считать эти напряжения постоянными. Все остаточные напряжения положительные (то есть растягивающие), так как нет механизма, который это может изменить.

Напряжения, которые возникают в третьей области $r < b$, будем считать “пластическими”, так как при быстрой закалке аморфных материалов возможно возникновение пластической релаксации. В рамках теории пластических напряжений эти напряжения можно представить в виде

$$\begin{aligned}\sigma_{r(2)} &= 2K \times \ln\left(\frac{r}{b}\right) + \sigma_{r(2)}^0, \\ \sigma_{\varphi(2)} &= 2K \times \left[1 + \ln\left(\frac{r}{b}\right)\right] + \sigma_{\varphi(2)}^0, \\ \sigma_{z(2)} &\approx \nu \times (\sigma_{r(2)} + \sigma_{\varphi(2)}) \approx 2K \times \left[1 + 2\ln\left(\frac{r}{b}\right)\right] + \sigma_{z(2)}^0,\end{aligned}\quad (3)$$

(считаем, что $\nu \sim 0,5$), K – феноменологическая константа, которая определяет напряжения при учете пластических деформаций. Из физических соображений применимость уравнений (3) ограничена снизу величиной R_{cr} (которую оценим как $R_{cr} < 1$ мкм). Оценки параметров K и b приведены в [1]. Важный результат, следующий из приведенных соотношений,

$$\sigma_r \leq \sigma_\varphi \leq \sigma_z. \quad (4a)$$

Отметим, что приведенные формулы удовлетворяют известному соотношению

$$r \left(\frac{d\sigma_r}{dr} \right) = \sigma_\varphi - \sigma_r, \quad (4б)$$

из которого, в частности, следует универсальность соотношения (4a).

Ниже рассмотрим образование и движение доменной стенки по каждой из областей.

1. Зарождение доменной стенки в литом микропроводе с положительной магнитострикцией

В простейшей модели микропровод состоит из двух доменов, намагниченных вдоль оси цилиндра в разную сторону и разделенных 180° доменной стенкой цилиндрической формы. Доменной стенке энергетически выгодно зарождаться в области $r < b$, где энергия анизотропии меньше.

Рассчитаем размеры доменной стенки Δ из минимизации двух конкурирующих энергий: энергии обменного взаимодействия $W_0 \sim \frac{A}{\Delta_1}$ и энергии анизотропии, которая в третьей области

$W_a \sim \frac{4}{3} \lambda K \times \ln\left(\frac{\Delta_1}{b}\right) + \frac{2}{3} \lambda \sigma_z^\circ$. Стандартная процедура минимизации суммы этих энергий

$$\frac{\partial}{\partial \Delta_1} \left(\frac{A}{\Delta_1} + \frac{4}{3} \lambda K \times \ln\left(\frac{\Delta_1}{b}\right) + \frac{2}{3} \lambda \sigma_z^\circ \right) = 0 \quad (5)$$

приводит к следующей формуле:

$$-\frac{A}{\Delta_1^2} + \frac{4}{3} \lambda K b \left(\frac{1}{\Delta_1} \right) = 0. \quad (6)$$

Для толщины зарождающейся доменной стенки получим значение Δ_1 :

$$\Delta_1 = \frac{3}{4} \frac{A}{\lambda K b}. \quad (7)$$

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

$$\Delta_1 \sim 10^{-7} \text{ м}. \quad (8)$$

Для энергии доменной стенки получим следующую оценку:

$$W_1(\Delta_1) \sim \Delta \cdot \lambda \cdot \sigma \sim \frac{A}{b} \ln\left(\frac{r}{b}\right) \sim 10^{-5} \text{ Дж/м}^2. \quad (9)$$

Известно, что функциональная зависимость H_c от основных магнитных (и технологических) параметров такая же, как у энергии доменной стенки. Далее покажем, что доменная стенка трансформируется при движении вдоль радиуса микропровода. Из выражения (9) следует, что H_{c1} не зависит от магнитострикции и остаточных напряжений, а определяется только удельной обменной энер-

гией $\frac{A}{b}$ (плотность которой характерна для доменных стенок). Можно считать, что H_{c1} – поле, соответствующее зарождению новой магнитной фазы в процессе перемагничивания микропровода.

Во второй области, которая описывается формулами (2), нельзя получить устойчивую доменную стенку, и эта область должна перемагничиваться скачком. Это связано с тем, что зависимость анизотропии от координаты r более крутая, чем у обменного взаимодействия.

В области, которая описывается формулами (1), остаточные напряжения постоянны. Доменная стенка является цилиндрической поверхностью. Для нее удовлетворителен расчет, представленный в [2]. Используя этот результат, получим

$$\Delta_2 = \left(\frac{AR}{\lambda P} \right)^{1/3} \sim 10^{-8} \text{ м}, \quad (10)$$

$$W_2(\Delta_2) = \left(\frac{A^2 \lambda P}{R} \right)^{1/3} \sim 10^{-4} \text{ Дж/м}^2. \quad (11)$$

Если оценивать зависимость H_{c2} от радиуса жилы микропровода, то с учетом зависимости P от R данная величина будет обратно пропорциональна радиусу жилы микропровода, если стеклянная оболочка тонкая. Для толстой стеклянной оболочки эта зависимость от R станет более слабой (из-за ослабления зависимости P от R). Зависимость от магнитострикции $\lambda^{1/3}$ и от напряжений $\sim P^{1/3}$ плохо соответствует экспериментальным данным.

2. Движение доменной стенки в литом микропроводе с положительной магнитострикцией

Опишем на качественном уровне перемещение доменной стенки от центральной жилы до поверхности микропровода.

В третьей области, где малы остаточные напряжения, перемагничивание происходит за счет движения доменной стенки, которая 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.

По динамике процесса намагничивания эта область может быть охарактеризована как область, перемагничивающаяся акселеративным способом. Для описания этого способа можно записать уравнение Деринга.

Во второй области размеры доменной стенки нельзя вычислить из принципа минимума суммы обменной энергии и энергии анизотропии. Поэтому перемагничивание этой области должно происходить не по механизму движения доменной стенки. Качественными рассуждениями покажем, что доменная стенка существует в этой области виртуально.

Для этого участка можно записать уравнение Брауна с вынужденной 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, перемагничивание этой области осуществляется скачком (то есть практически так же, как осуществляется перемагничивание в очень маленьких бездоменных частичках), с последующими релаксационными колебаниями. Это может быть связано с тем, что релаксация процесса перемагничивания здесь должна быть гораздо медленнее, чем при реальном движении доменной стенки.

Экспериментальная проверка предложенной теории может быть осуществлена путем создания зародыша намагничивания, который подавит первую фазу движения доменной стенки. Это можно осуществить, например, стравливанием стеклянной изоляции с краев микропровода.

Обоснуем подробнее модель перехода квазиклассической частицы, которой может быть доменная стенка, между двумя квазивырожденными адиабатическими состояниями. Квазивырожденность этих состояний обеспечивает тепловая энергия, которая при температурах выше 100 К будет выше, чем барьер энергии анизотропии. Если условие квазивырожденности термов энергии не будет выполняться, то поле старта будет резко возрастать при понижении температуры (см. подробнее в [5]).

В случае квазивырожденности энергий задачу можно описать на квазиклассическом языке квантовой механики, аналогично проблеме безбарьерного перехода в теории окислительно-восстановительных реакций [7], или в терминах задачи преддиссоциации [8]. Согласно теории преддиссоциации вероятность процесса пропорциональна энергии взаимодействия, которая в нашем случае пропорциональна $\sigma_r(0) = \sigma_\varphi(0) = P$ и обратно пропорциональна разности сил в точке пересечения термов, которая в нашем случае аналогична полю старта H_c . Таким образом, из данных качественных рассуждений можно считать, что $H_c \sim P$. Последнее подтверждено экспериментом. Рис. 2 иллюстрирует уменьшение H_c с уменьшением диаметра стеклянной оболочки путем стравливания, а значит, и P (см. (1)). Стравливание стеклянной оболочки с торца образца производилось в пять этапов: 0 – в начальном состоянии, 5 – стекло полностью удалено. Время выдержки в кислоте на каждом этапе составляло 20 сек.

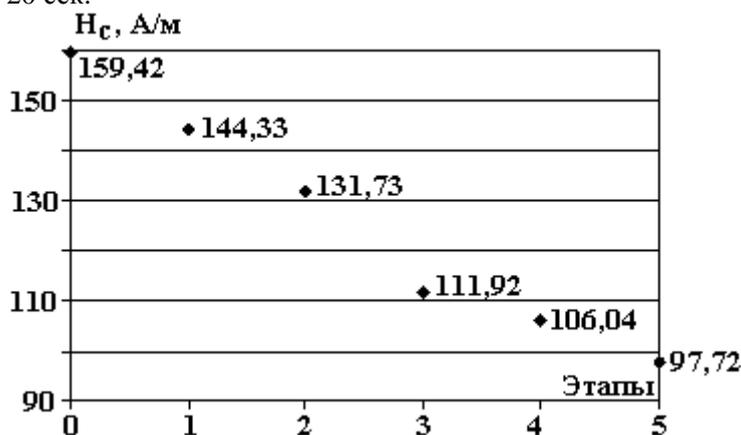


Рис. 2. Влияние стравливания стеклянной оболочки на величину H_c

Выводы

Представлена качественная теория, которая может объяснить причину существования двух процессов движения доменной стенки в литом аморфном микропроводе.

Данная теория подтверждается экспериментальными результатами.

Выражаем благодарность А.И. Дикусару за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Vazquez M. Soft magnetic wires // *Physic B*. 2001. V. 229. P. 302–313.
2. Усов Н.А., Антонов А.С., Дыхне А.М., Лагарьков А.Н. К теории доменной структуры аморфного провода на основе кобальта // *Электричество*. 1998. № 2. С. 55–66.
3. Ломаев Г.В., Ахизина С.П., Водеников С.К. О двух формах импульсов ЭДС от скачка намагниченности в ферромагнетике // *Дефектоскопия*. 1996. № 12. С. 54–59.
4. Lomaev G.V., Karimova G.V. The improving methods of converter of the magnetic field baed on the bi-stable mickrowire // *Proceedings 35nd International Conference “Defectoskopie”*. 2005. Znojmo. Czech Republic. P. 133–135.
5. Баранов С.А., Баскес М., Гарсиа К.Л., Усенко В.П. Магнитные свойства аморфных микропроводов // *Электронная обработка материалов*. 2004. № 6. С. 81–87.
6. Баранов С.А. Остаточные напряжения в жиле аморфного микропровода // *Металловедение и термическая обработка материалов*. 2003. № 7. С. 38–40.
7. Кристаллик Л.И. Электродные реакции. М., 1979.
8. Ландау Л.Д. Собрание трудов. Т. 1. М., 1969. С. 83–85.

Поступила 08.12.05

Summary

Presence of two switching field: relaxation and acceleration it is revealed in the cast amorphous microwire at experimental researches of mechanisms of magnetic reversal. The pulses of these fields differ by the form, amplitude and duration. The qualitative theory of the relaxation mechanism of magnetic reversal is constructed.