

УДК 537.62

ИЗМЕНЕНИЕ МЕХАНИЗМА ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ТОРСИОННО НАПРЯЖЕННОГО АМОРФНОГО МИКРОПРОВОДА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Попов В.В.^{1}, Гомонай Е.В.², Бержанский В.Н.¹, Бойко В.А.¹*

¹ *Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского, Симферополь, Украина*

² *Национальный технический университет Украины «КПИ», Киев, Украина*

* *E-mail: slavapop@gmail.com*

Экспериментально исследовано влияние постоянного тока на эффект гигантского магнитного импеданса в аморфных микропроводах в диапазоне сверхвысоких частот. Показано, что в проводах с наведенным геликоидальным типом анизотропии в зависимости от величины постоянного тока возможны два различных механизма перемагничивания. При малых токах перемагничивание сопровождается необратимыми процессами смещения и магнитным гистерезисом. При величине тока, превышающей некоторое пороговое значение, перемагничивание происходит только за счет процессов вращения.

Ключевые слова: аморфные микропровода, гигантский магнитный импеданс, геликоидальная анизотропия.

ВВЕДЕНИЕ

Аморфные магнитные провода, получаемые методом Улитковского-Тейлора, представляют собой металлическую жилу диаметром от одного до нескольких десятков микрометров, покрытую стеклянной оболочкой [1]. Аморфные микропровода обладают рядом уникальных свойств, которые делают их перспективными для широкого круга практических приложений. В частности, в микропроводах наблюдается эффект гигантского магнитного импеданса (GMI), который заключается в сильной зависимости высокочастотного сопротивления от постоянного магнитного поля [2]. Экспериментально эффект GMI наблюдается в широком диапазоне частот от десятков килогерц до 40 ГГц [3], причем в зависимости от частоты физические механизмы, отвечающие за эффект GMI, могут быть различными [4].

Статические магнитные свойства провода определяются магнитоупругими взаимодействиями. Механические напряжения в проводе появляются на этапе производства, вследствие разной скорости застывания металлической жилы и стеклянной оболочки. Распределение компонент тензора остаточных упругих напряжений по радиусу провода имеет сложный характер. В случае проводов на основе сплавов с отрицательным знаком константы магнитострикции реализуется следующее равновесное распределение намагниченности. В приповерхностной области провода намагниченность направлена по касательной к поверхности цилиндра перпендикулярно к его оси, в центральной области металлической жилы – направление намагниченности совпадает с осью провода, т.е. аксиальное. Внешние

механические напряжения изменяют равновесное распределение намагниченности и магнитные свойства провода [5], что, в свою очередь, изменяет GMI-отклик провода.

Наряду с механическими напряжениями существенное влияние на эффект GMI оказывает постоянный электрический ток [6-10], который создает дополнительное циркулярное магнитное поле и приводит к несимметричному эффекту GMI. В работах [7, 8] несимметричный характер кривых GMI при приложении тока объясняется на примере модели, полученной в предположении одноосного характера эффективного поля магнитоупругой анизотропии. К сожалению, указанная модель имеет ограниченное применение и не в состоянии описать магнитный гистерезис и скачки намагниченности вблизи нулевого магнитного поля.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование влияния постоянного тока на эффект GMI в торсионно напряженном аморфном микропроводе. Анализ полученных зависимостей позволяет предложить модель, качественно описывающую процесс перемагничивания провода.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТА GMI ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ ПОСТОЯННОГО ТОКА

В диапазоне сверхвысоких частот измерения проводились с помощью волноводной методики, аналогичной [11]. Метод основан на измерении зависящего от импеданса коэффициента отражения от микропровода. Для измерения влияния на эффект GMI механических напряжений и постоянного тока была изготовлена ячейка, схематически изображенная на рис. 1. Держатель провода представляет собой волноводный фланец длиной около одного сантиметра, за которым следует металлический короткозамыкатель.

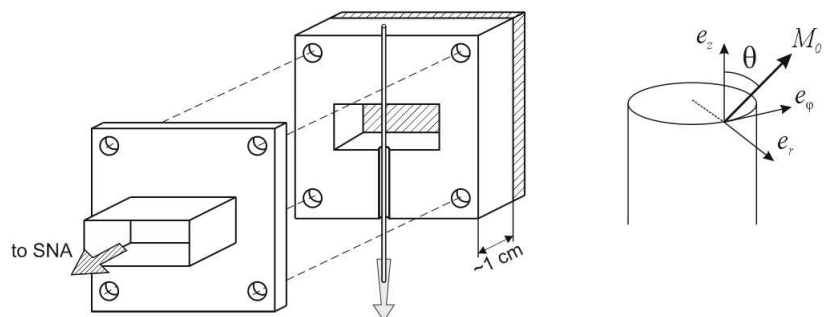


Рис. 1. Волноводная измерительная ячейка и выбор осей цилиндрической системы координат.

Провод припаивается к одной из сторон фланца для обеспечения механического и электрического контакта. Для минимизации краевых эффектов [12] точка закрепления провода выбирается на краю фланца на максимальном удалении от раскрытия окна волновода. С другой стороны фланца сделан пропил, через который провод выходит за пределы волновода. К свободному концу провода могут

быть приложены аксиальные и вращательные механические напряжения. Также через провод может пропускаться постоянный ток от внешнего источника питания. Держатель вместе с проводом помещались во внешнее магнитное поле, изменяющееся с частотой около 20 Гц и амплитудой до 50 Ое.

Измерения проводились на образце микропровода (#4918), имеющем номинальный состав $Co_{67}Fe_{3.9}Ni_{1.4}B_{11.5}Si_{14.5}Mo_{1.7}$. Диаметр металлической жилы провода составляет 25 мкм, общий диаметр – 30 мкм, длина образцов микропровода, использовавшихся для измерений составляла около 10 см. Провод, согласно паспорту производителя, имеет отрицательную константу магнитострикции, $\lambda_s \sim -10^{-7}$.

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости GMI в проводе с геликоидальным типом анизотропии для двух значений постоянного тока. Геликоидальная анизотропия возникает в проводе за счет дополнительных аксиальных и торсионных напряжений, обеспечиваемых грузом массой 20 грамм и закручиванием провода на 18 оборотов. Кривым со сплошными маркерами соответствует изменение внешнего магнитного поля от -50 Ое до +50 Ое, кривым с пустыми маркерами – изменение поля в обратном направлении.

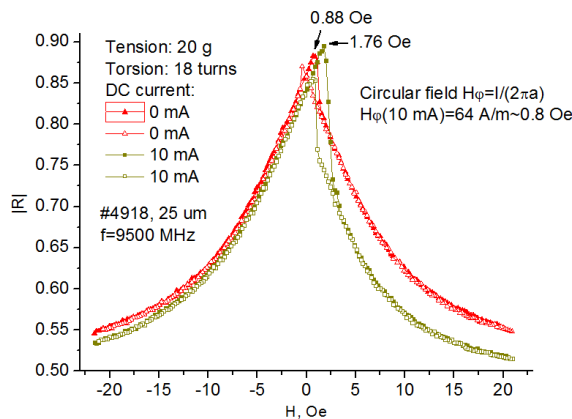


Рис. 2. Изменение коэрцитивной силы под действием постоянного тока.

В отсутствие тока кривые GMI являются симметричными с гистерезисом вблизи поля 0 Ое. Из рисунка видно, что симметричные кривые при токе 0 мА переходят в несимметричные зависимости при токе 10 мА. Постоянный ток, протекающий по проводу, создает циркулярное поле, которое вносит свой вклад в процесс перемангничивания. На рисунке также приведены соответствующие значения поля, при котором происходит скачок при намагничивании в положительном направлении: при токе 0 мА критическая величина поля составляет 0.88 Ое, а при токе 10 мА – 1.76 Ое. Разность между этими величинами имеет тот же порядок, что и эффективное поле Эрстеда, создаваемое постоянной составляющей тока на поверхности образца. Так, ток в 10 мА создает на поверхности провода диаметром 25 мкм поле порядка 0.8 Ое.

На рис. 3 собраны экспериментальные кривые, полученные для провода с меньшим значением магнитоупругой анизотропии, наведенной внешними воздействиями. Для этого провод был закручен на 4 оборота, а аксиальное напряжение создавалось грузом с массой 15 грамм. При этом следует ожидать, что легкая ось в приповерхностной области лишь незначительно отклонится от циркулярного направления. На рисунке сплошным кривым соответствует изменение внешнего магнитного поля от -50 Oe до $+50$ Oe, кривым с пустыми маркерами – в обратном направлении.

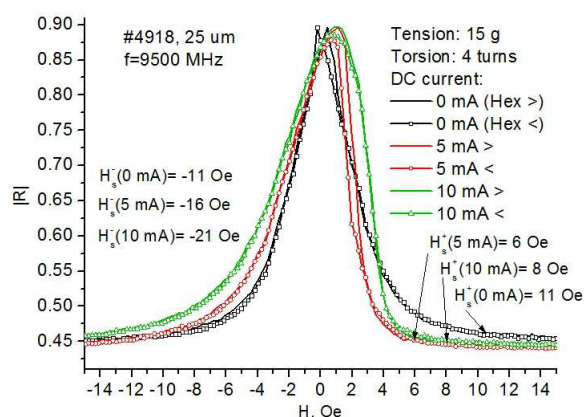


Рис. 3. Изменение механизма перемагничивания, вызванное постоянным током.

В этом случае наблюдаются два возможных типа ГМИ зависимостей.

В первом случае, сравнивая кривые для токов 0 мА и 5 мА, можно видеть, что аналогично представленным на рис. 2 кривым, наблюдается изменение коэрцитивной силы, т.е. поля, при котором происходит необратимый скачок. При этом по-разному изменяется поле насыщения при намагничивании положительным и отрицательным полем. По сравнению с полем насыщения при токе 0 мА, поле насыщения для кривой 5 мА при намагничивании положительным полем уменьшается приблизительно на 5 Oe, тогда как при перемагничивании в противоположную сторону поле насыщения увеличивается, т.е. провод становится более магнито жесткости.

Во втором случае, с увеличением тока до 10 мА кривые ГМИ остаются несимметричными, но магнитный гистерезис и необратимые скачки на экспериментальных зависимостях не наблюдаются. При этом дальнейшее увеличение тока приводит к увеличению поля насыщения при перемагничивании и в одном, и в другом направлениях.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Импеданс магнитного микропровода в диапазоне сверхвысоких частот.

Выражение для зависимости импеданса провода на сверхвысоких частотах получается [4, 14] на основе решения системы уравнений Максвелла и уравнения

Ландау-Лившица для динамики намагниченности и имеет следующий вид:

$$Z = \frac{c\rho(1-j)}{4\pi\delta_0} (\sqrt{\mu} \cos^2 \theta + \sin^2 \theta), \quad (1)$$

где ρ – удельное сопротивление, δ_0 – немагнитный скин-слой, $j = \sqrt{-1}$, μ – эффективная динамическая магнитная проницаемость, связанная с прецессией намагниченности вокруг ее равновесного положения, θ – угол между равновесным положением вектора намагниченности в приповерхностной области и осью провода, (см. рис. 1).

В области сверхвысоких частот, когда не выполняются условия для ферромагнитного резонанса, зависимость динамической магнитной проницаемости от поля несущественна. Тогда для наблюдения эффекта GMI необходимо только выполнение условия $|\mu| \gg 1$, а сам импеданс является функцией только угла θ :

$$Z \sim \text{const} \cdot \cos^2 \theta + \sin^2 \theta. \quad (2)$$

Таким образом, в диапазоне сверхвысоких частот для описания наблюдаемых зависимостей необходима модель, корректно описывающая процесс перемагничивания.

Механизм перемагничивания провода с наведенной геликоидальной анизотропией. Как отмечалось выше, в рассматриваемом аморфном материале равновесная магнитная структура определяется главным образом анизотропией, созданной внешними механическими напряжениями. В исследуемых образцах можно выделить три типа напряжений, которые, в силу относительной малости соответствующих эффектов, можно рассматривать независимо¹.

1. Внутренние напряжения, возникшие в процессе изготовления провода, $\sigma^{(in)}$. Эти напряжения, как правило, неоднородны по сечению образца и зависят от радиальной координаты r (см., например, [5]). За счет слабой, но ненулевой магнитоупругой связи напряжения создают в образце локально двухосную магнитную анизотропию, оси которой, как мы предполагаем, направлены вдоль радиальной (\mathbf{e}_r), тангенциальной (\mathbf{e}_φ), и аксиальной (\mathbf{e}_z) осей цилиндрической системы координат (см. рис. 1). В приповерхностной области (shell) легкая (совпадающая с равновесной ориентацией вектора намагниченности \mathbf{M} в отсутствие внешних полей) ось совпадает с \mathbf{e}_φ , а в середине образца (core) – с \mathbf{e}_z . Соответствующий вклад в свободную энергию провода имеет вид:

$$F^{(in)} = \frac{1}{2} \int K(\sigma^{in}, r) M_\varphi^2 dV, \quad (3)$$

где зависящая от $\sigma^{(in)}$ эффективная константа анизотропии $K > 0$ в сердцевине провода и $K < 0$ в оболочке. Предполагается, что величина намагниченности M постоянна по объему образца V .

2. Однородные напряжения σ_{zz} , создаваемые растяжением вдоль оси провода (с помощью подвешенного груза). Эти напряжения дают дополнительный вклад в

¹ Речь идет о напряжениях, существенно меньших предела текучести/пластичности материала, при которых справедливо приближение линейной теории упругости (закон Гука).

эффективную магнитную анизотропию, равный

$$F^{(\text{ten})} = -\frac{3}{2M_0^2} \int \lambda_s \sigma_{zz} M_z^2 dV = \text{const} + \frac{3}{2M_0^2} \int \lambda_s \sigma_{zz} M_\varphi^2 dV. \quad (4)$$

Как видно, в силу отрицательного значения константы магнитострикции $\lambda_s < 0$, такое воздействие приводит к перенормировке константы анизотропии

$$K \Rightarrow K_{\text{eff}} \equiv K - \frac{3|\lambda_s| \sigma_{zz}}{M_0^2}. \quad (5)$$

При растяжении ($\sigma_{zz} > 0$) увеличивается магнитная жесткость оболочки (область, где $K < 0$) и уменьшается магнитная жесткость сердцевины ($K > 0$), соответственно, уменьшается и область сердцевины². Поскольку, как станет ясно из дальнейшего, коэрцитивность провода определяется преимущественно анизотропией оболочки, растяжение приводит к *увеличению* магнитной жесткости образца.

3. Напряжения и поля анизотропии, созданные кручением провода на заданное число оборотов n . При теоретическом описании более удобной характеристикой является угол кручения $\tau = 2\pi n/L$ (угол поворота, отнесенный к единице длины стержня). При этом в образце возникают однородные сдвиговые напряжения [14] $\sigma_{\varphi z} \sim \tau$, а также относительные повороты поперечных сечений провода, характеризуемые антисимметричной компонентой тензора дисторсии $\omega_{xy} = 2\tau z$. Соответствующий вклад в свободную энергию образца можно представить в следующем виде:

$$F^{(\text{tor})} = -\frac{1}{2M_0^2} \int \left[\lambda \sigma_{z\varphi} M_z M_\varphi + \Lambda C \tau M_z (\nabla \times \mathbf{M})_z \right] dV \quad (6)$$

Здесь $\lambda \sim \lambda_s$, Λ – константы магнитострикции, а C – модуль сдвига. Заметим, что оба вклада в (6) пропорциональны углу кручения τ . Однако, если первое слагаемое очевидным образом отражает магнитострикционный отклик системы, то возникновение второго требует дополнительных пояснений. Обратимся к рис. 4. На нем сплошными линиями изображены направления локальных осей анизотропии, созданные внутренними напряжениями $\sigma^{(\text{in})}$, а пунктирными – те же оси при наличии кручения. Для наглядности на рисунке изображены радиальные оси, однако такие же повороты испытывают и тангенциальные, определяющие равновесную ориентацию намагниченности.

Видно, что в отсутствие кручения ориентация осей анизотропии (и, соответственно, равновесная ориентация намагниченности) однородна вдоль оси z , кручение же приводит к неоднородному распределению осей анизотропии. Соответственно, равновесная ориентация намагниченности в таком случае должна определяться балансом обменной энергии (минимум которой соответствует однородному упорядочению вдоль оси провода) и энергии магнитной анизотропии (способствующей ориентации намагниченности вдоль локальной легкой оси).

² Приблизительно положение границы раздела между оболочкой и сердцевиной можно определить из условия $K_{\text{eff}} \approx 0$.

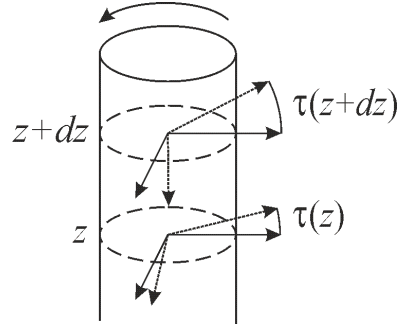


Рис. 4. Смещение локальных осей анизотропии в закрученном проводе.

Второе слагаемое в (6) как раз и отражает вклад такого рода обменных взаимодействий. Из сказанного также следует, что константа магнитострикции Λ имеет обменное происхождение и потому ее величина может быть существенно больше, чем $\lambda \sim \lambda_s$. В дальнейшем мы будем считать слагаемое с Λ доминирующим и пренебрегать первым слагаемым в (6), учет которого может привести к количественным, но не качественным уточнениям.

Перейдем к анализу равновесного состояния намагниченности образца при наличии механических напряжений, кручения и внешнего магнитного поля. Для этого необходимо найти минимум потенциала свободной энергии проволоки

$$F = F^{(\text{in})} + F^{(\text{ten})} + F^{(\text{tor})} + F^{(\text{ex})} - \int (M_z H_z + M_\varphi H_\varphi) dV \quad (7)$$

где $F^{(\text{ex})}$ – энергия обменных взаимодействий, а последние два слагаемые описывают Зеемановскую энергию во внешнем магнитном поле H_z и в создаваемым постоянным током циркулярном поле Эрстеда H_φ .

Конкретное распределение намагниченности зависит от явного вида функций K и может быть получено только численно. Однако, некоторые закономерности, связанные с влиянием поля Эрстеда и внешних напряжений (в том числе, кручения), могут быть получены в рамках содержательной, но весьма упрощенной модели. Предполагая, в соответствии с экспериментом, что основной вклад в процесс перемагничивания вносит взаимодействие оболочки с внешним магнитным полем, будем рассматривать только слой, в котором в отсутствие внешних полей намагниченность ориентирована преимущественно перпендикулярно к оси провода. Сильное обменное взаимодействие, обеспечивающее корреляцию между оболочкой и сердцевинной, будем учитывать как некоторое эффективное поле, направленное вдоль оси z [15]. Будем также пренебрегать пространственной зависимостью K и M_z (и, соответственно, угла θ) в оболочке и считать, что радиальная компонента $M_r=0$. Тогда выражение для свободной энергии оболочки можно представить в следующем виде:

$$F = V \left[\frac{1}{2} K_{\text{eff}} \sin^2 \theta - M_0 H_z \cos \theta - M_0 H_\varphi Q \sin \theta - \frac{1}{2} \Lambda C \tau Q \xi \sin \theta \cos \theta \right] \quad (8)$$

Тут ξ – геометрический фактор порядка обратного радиуса провода. Введенная в (8) величина Q может принимать значения ± 1 и может рассматриваться как

топологический заряд, соответствующий направлению обхода вектором намагниченности окружности, соосной оси провода³ (по или против часовой стрелки). Подчеркнем, что топологический заряд Q играет существенную роль в двух слагаемых – во вкладе, обусловленном кручением (знак τ выделяет направление обхода), и во вкладе, связанном с полем тока (направление обхода соотносится с линиями магнитного поля).

Для распределения намагниченности, близкого к циркулярному ($\cos\theta \ll 1$) аксиальная компонента M_z , соответствующая минимуму (8), определяется выражением:

$$M_z = M_0 \frac{H_z M_0 + \tau Q \Lambda C \xi / 2}{K_{\text{eff}} + Q H_\phi M_0}. \quad (9)$$

Анализ выражения (9) показывает, что кручение приводит к возникновению в образце эффективного поля подмагничивания $-\tau Q \Lambda \xi / 2 M_0$. Направление этого поля зависит от ориентации циркулярной компоненты намагниченности (заряд Q) по отношению к направлению закручивания. Существенно, что знак создаваемой этим полем аксиальной компоненты намагниченности M_z коррелирован со знаком топологического заряда. Благодаря сильной обменной связи между ориентацией намагниченности оболочки и сердцевины, направление последней также связано со знаком Q .

Таким образом, равновесное распределение намагниченности во всем объеме проволоки можно охарактеризовать двумя числами, соответствующими знакам проекции намагниченности M_z и топологического заряда Q : ($\text{sign} M_z$, $\text{sign} Q$). Четыре комбинации ++, --, +- и -+ соответствуют разным состояниям, которые, однако, в отсутствие внешних полей, имеют одинаковую энергию,

$$F_{++} = F_{--} = F_{+-} = F_{-+}, \quad \tau = 0, \quad H_\phi = 0, \quad (10)$$

и, следовательно, являются эквивалентными.

Кручение снимает вырождение состояний с противоположными знаками M_z и Q :

$$F_{++}(\tau) = F_{--}(\tau) < F_{+-}(\tau) = F_{-+}(\tau), \quad H_\phi = 0. \quad (11)$$

Мы выбрали конкретный знак неравенства для ясности дальнейших рассуждений, в общем случае этот знак зависит от знака τ .

Магнитное поле тока, H_ϕ , приводит к дальнейшему снятию вырождения между состояниями с различным знаком Q , например такому:

$$F_{++}(\tau, H_\phi) < F_{--}(\tau, H_\phi), \quad F_{+-}(\tau, H_\phi) < F_{-+}(\tau, H_\phi). \quad (12)$$

Соотношение между $F_{--}(\tau, H_\phi)$ и $F_{-+}(\tau, H_\phi)$ зависит от величин τ и H_ϕ и в общем случае может быть любым.

При приложении к образцу аксиального поля H_z (при фиксированных τ и H_ϕ) величина M_z в приповерхностной области изменяется (как видно из формулы (9)). При этом изменение распределения намагниченности во всем образце может происходить по нескольким сценариям, которые мы сейчас и рассмотрим.

1. В отсутствие кручения и тока ($\tau = 0$, $H_\phi = 0$) аксиальное поле H_z приводит к тому, что магнитные моменты кора и оболочки выстраиваются вдоль направления

³ Попросту говоря, знак циркуляции намагниченности.

этого поля. Уменьшение поля приводит к движению 90-градусной квазидоменной стенки по направлению от поверхности к центру [5]. Это соответствует повороту вектора намагниченности в приповерхностной области по направлению к легкой оси ($M_z \rightarrow 0$ при $H_z \rightarrow 0$). При дальнейшем уменьшении поля ($H_z < 0$) магнитные моменты оболочки поворачиваются в сторону поля и тянут за собой намагниченность ядра. Поскольку в этом случае энергия образца не зависит от знака Q , то при таком перемагничивании касательная составляющая намагниченности не меняет направления и состояние ++ непрерывно переходит в состояние -+. Такой процесс перемагничивания проявляет себя в плавных (без скачка) и симметричных по H_z зависимостях.

2. При наличии кручения, но в отсутствие тока ($H_\phi = 0$) возможен другой сценарий, который реализуется в случае, если разность энергий [$F_{-+}(\tau) - F_{++}(\tau)$] достаточно велика. Действительно, при приближении $H_z \rightarrow 0$ со стороны положительных значений M_z оболочки стремится к ненулевому положительному значению, зависящему от угла кручения. Дальнейшее уменьшение M_z в область отрицательных значений при сохранении направления касательных компонент намагниченности (знака Q) означало бы переход в энергетически невыгодное состояние -+. Переход же к эквивалентному (в нулевом поле) состоянию -- может осуществляться скачком (этот момент изображен на рис. 5 обоюдоострой стрелкой у верхнего основания цилиндра), причем значения поля, при котором происходит скачок пропорционально⁴ углу кручения τ .

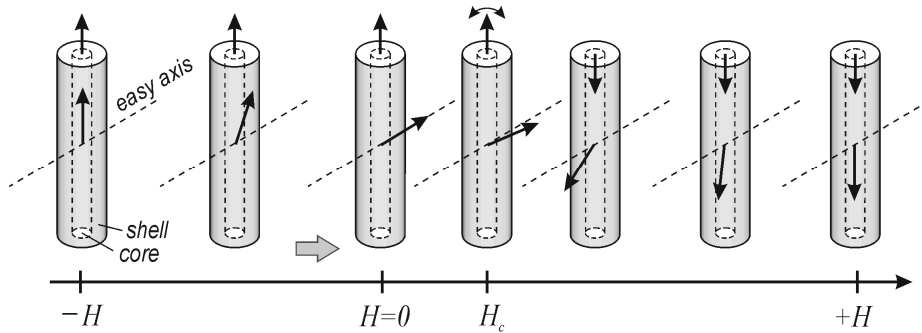


Рис. 5 Перемагничивание закрученной проволоки ($\tau \neq 0$) в отсутствие тока ($H_\phi = 0$).

Такой процесс перемагничивания характеризуется а) скачком намагниченности и, соответственно, скачком на кривых GMI; б) смещением поля скачка по отношению к $H_z=0$; в) симметричной кривой перемагничивания, т.к. состояния ++ и -- эквивалентны. Пример такой кривой изображен на рис. 2 и 3 (ток 0 мА).

3. При наличии и кручения, и тока перемагничивание может происходить по сценарию 2, однако при этом состояния ++ и -- неэквивалентны (уравнение (12)).

⁴ Более строгое соотношение требует вычисления распределения намагниченности во всем образце, что выходит за рамки данной работы.

Это выражается, в частности, в различии эффективных констант анизотропии $K_{\text{eff}} + QH_{\phi}M_0$ (см. (9)), которые определяют точку потери устойчивости состояния. При уменьшении H_z (переход от ++ к --) скачок происходит при потере устойчивости состояния ++, а при увеличении (переход от -- к ++) – состояния -- (рис. 6, левая панель).

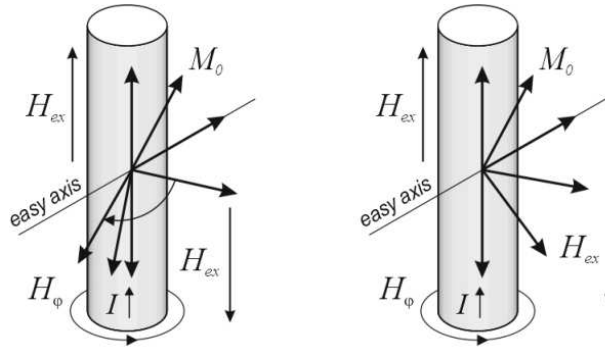


Рис. 6 Возможные механизмы перемагничивания микропровода при наличии поля тока (область *core* не показана).

Характерные значения поля, при котором происходит скачок, будут, соответственно, отличаться на величину $2H_{\phi}$, что проявляется в виде гистерезиса. Такого рода экспериментальная кривая изображена на рис. 2 (ток 10 мА). Созданная как током, так и кручением неэквивалентность состояний ++ и -- отражается также и в наблюдаемой в эксперименте несимметричности кривых GMI по отношению к точке $H_z=0$.

4. Наконец, рассмотрим ситуацию, когда $H_{\phi} \neq 0$, а эффекты кручения достаточно малы. В этом случае, возможен плавный переход между состояниями ++ и -- с одинаковой циркулярной компонентой намагниченности, как и в п. 1, с той лишь разницей, что теперь, в присутствии тока, эти состояния неэквивалентны (см. (12) и рис. 6, правая панель). Плавный переход означает отсутствие скачков намагниченности и гистерезиса. Однако, за счет кручения максимум кривой GMI (точка, в которой $M_z=0$) сдвинут по отношению к точке $H_z=0$ на величину поля подмагничивания $-\tau QSA\xi/2M_0$. Примером такой зависимости служит кривая 10 мА на рис. 3.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты экспериментальных измерений влияния постоянного электрического тока на эффект гигантского магнитного импеданса в торсионно напряженных аморфных микропроводах. Предложена качественная модель, учитывающая наличие эффективного взаимодействия между намагниченной вдоль оси центральной области и приповерхностной областью с геликоидальным типом анизотропии.

Механическое воздействие (кручение) и наличие циркулярного магнитного поля постоянного тока приводят к изменению механизма перемагничивания образца и соответствующему изменению кривой GMI. Комбинируя величины τ и H_ϕ можно добиться как плавного, так и скачкообразного перемагничивания, а также смещения кривой намагничивания в область как положительных, так и отрицательных H_z (в зависимости от знака τ). Это открывает новые возможности для управления магнитными свойствами аморфных проволок.

Результаты работы расширяют представления о физических процессах, происходящих при перемагничивании микропроводов, и могут быть использованы при разработке датчиков магнитного поля на основе эффекта GMI [1] и функциональных композиционных материалов на основе аморфных микропроводов [16].

Список литературы

1. Zhukov A. Magnetic properties and application of ferromagnetic microwires with amorphous and nanocrystalline Structure / Zhukov A., Zhukova V. – New York: Nova Science Publisher, 2009. – 162 p.
2. On the state-of-the-art in magnetic microwires and expected trends for scientific and technological studies / Vazquez M., Chiriac H., Zhukov A., et al. // *Physica Status Solidi (a)*. – 2011. – Volume 208, Issue 3. – P. 493–501.
3. Studies of giant magnetoimpedance effect of Co-rich microwires in wide frequency range / Popov V., Zhukova V., Ipatov M., et al. // *Physica Status Solidi A*. – 2009. – Volume 206, Issue 4. P. 671-673.
4. Kraus L. GMI modeling and material optimization / Kraus L. // *Sensors and Actuators A*. – 2003. – Volume 106, Issues 1-3. – P. 187-194.
5. Stress dependence of the hysteresis loops of Co-rich amorphous wire / Usov N., Antonov A., Dykhne A., Lagarkov A. // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 1998. – Volume 10, Issue 11. – P. 2453-2463.
6. Origin of asymmetrical magnetoimpedance in a Co-based amorphous microwire due to dc bias current / Phan M.-H., Yu S.-Ch., Kim Ch.G., Vazquez M. // *Applied Physics Letters*. – 2003. – Volume 83, Issue 14. – P. 2871-2873.
7. Panina L. Asymmetrical giant magneto-impedance (AGMI) in amorphous wires / Panina L. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2002. – Volume 249, Issue 1-2. – P. 278–287.
8. Panina L.V. Mechanism of asymmetrical magnetoimpedance in amorphous wires / Panina L.V., Mohri K., Makhnovskiy D.P. // *Journal of Applied Physics*. – 1999. – Volume 85, Issue 8. – P. 5444-5446.
9. Effect of dc current on magneto-impedance in CoSiB twisted wires / Furmanova T.A., Antonov A.S., Morozov I.N., Panina L.V. // *Sensors and Actuators A: Physical*. – 2000. – Volume 81, Issues 1-3. – P. 95-97.
10. Bias-current effect on giant magnetoimpedance in Co-based amorphous microwire / Byon K.S., Yu S.-Ch., Kim Ch.G., Vazquez M. // *Journal of Non-Crystalline Solids*. – 2001. – Volume 287, Issues 1-3. – P. 339-343.
11. Измерение импеданса микропроводов в прямоугольном волноводе / Бержанский В.Н., Пономаренко В.И., Попов В.В., Торкунов А.В. // *Письма в Журнал Технической Физики*. – 2005. – Том 31, № 22. – С. 24-28.
12. Length effect in a Co-rich amorphous wire / Zhukova V., Usov N.A., Zhukov A., Gonzalez J. // *Physical Review B*. – 2002. – Volume 65, Issue 13. – P. 134407 (7 pages).
13. Makhnovskiy D.P. Field-dependent surface impedance tensor in amorphous wires with two types of magnetic anisotropy: Helical and circumferential / Makhnovskiy D.P., Panina L.V., Mapps D.J. // *Physical Review B*. – 2001. – Volume 63, Issue 14. – P. 144424 (17 pages).
14. Ландау Л.Д. Теоретическая физика в 10-ти томах / Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. – Т.7. – Теория упругости. М.: Наука. 1987. – 248 с.

15. Exchange biasing in ferromagnetic amorphous wires: A controllable micromagnetic configuration / Freijo J.J., Hernando A., Vazquez M., Mendez A., Ramanan V.R. // Applied Physics Letters. – 1999. – Volume 74, Issue 9. – P. 1305-1307.
16. Stress tunable properties of ferromagnetic microwires and their multifunctional composites / Qin F.X., Peng H.X., Popov V.V., et al. // Journal of Applied Physics. – 2011. – Volume 109, Issue 7. – P. 07A310 (3 pages).

Попов В.В. Зміна механізму перемагнічування торсійно навантаженого аморфного мікродроту під впливом постійного струму / Попов В.В., Гомонай О.В., Бержанський В.Н., Бойко В.А. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 141-152.

Експериментально досліджено вплив постійного струму на ефект гігантського магнітного імпедансу у аморфних мікродротах і діапазоні надвисоких частот. Продемонстровано, що у дротах із наведеним гелікоїдальним типом анізотропії у залежності від величини постійного струму можливі два відмінних механізми перемагнічування. При невеликих токах перемагнічування відбувається із необоротними процесами зміщення та магнітним гістерезисом. При перевищенні величини току порогового значення, перемагнічування відбувається лише за рахунок процесів обертання.

Ключові слова: аморфні мікродроти, гігантський магнітний імпеданс, гелікоїдальна анізотропія.

Popov V.V. Changing the magnetization mechanism of the torsionally stressed amorphous microwire on direct current / Popov V.V., Gomonaj E.V., Berzhansky V.N., Boyko V.A. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2. – P. 141-152.

We investigated experimentally the dc current effect on GMI effect in amorphous microwires at microwaves. We have found that in microwires with the induced helical anisotropy two possible mechanisms of the magnetization reversal may exist depending on the value of the current. For small currents magnetization is followed by domain-wall displacement and magnetic hysteresis. For stronger currents only magnetization rotation processes are involved.

Keywords: amorphous microwires, giant magnetic impedance, helical anisotropy.

Поступила в редакцію 16.09.2011 г.