

05

Влияние упругих напряжений на сверхвысокочастотный магнитный импеданс аморфных магнитных микропроводов

© В.В. Попов, Е.В. Гомонай, В.Н. Бержанский

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского,
Симферополь, Украина
Национальный технический университет Украины „КПИ“, Киев, Украина
Институт теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, Киев, Украина
E-mail: slavapop@gmail.com

Поступило в Редакцию 11 апреля 2012 г.

Экспериментально показано, что в магнитных микропроводах с отрицательным знаком константы магнитострикции приложение аксиального напряжения приводит к увеличению эффективного поля циркулярной анизотропии. Вращательные напряжения формируют геликоидальную магнитную структуру, которая приводит к гистерезису и необратимым скачкам на кривых гигантского магнитного импеданса. Поле, при котором теряется устойчивость магнитной системы, зависит от величины аксиальных и вращательных напряжений.

Эффект гигантского магнитного импеданса (GMI) заключается в сильной зависимости высокочастотного сопротивления аморфного магнитного микропровода от внешнего магнитного поля [1,2]. В ряде работ [3–5] экспериментально обнаружено, что в малых полях в зависимостях GMI наблюдается магнитный гистерезис, который сопровождается необратимыми скачками, однако условия, при которых реализуется указанный гистерезис, изучены недостаточно. Целью данной работы стало экспериментальное исследование влияния аксиальных и вращательных механических напряжений на эффект GMI. Анализ полученных зависимостей позволяет предложить относительно простую модель, качественно описывающую возможные магнитные состояния провода и наблюдаемые особенности GMI.

В диапазоне сверхвысоких частот измерения проводились с помощью волноводной методики, аналогичной [6]. Непосредственно из-

меряемой величиной является зависящий от импеданса коэффициент отражения от микропровода, помещенного в середине широкой стенки прямоугольного волновода параллельно его узкой стенке. За проводом располагается металлический короткозамыкатель, расстояние до которого выбирается таким образом, чтобы на заданной частоте измерений микропровод находился в пучности электрического поля. Держатель провода представляет собой волноводный фланец, с одной стороны которого сделан узкий пропил. Провод закрепляется на одной из сторон фланца, а с другой стороны выходит за пределы волновода. Аксиальные напряжения создаются с помощью грузов, подвешиваемых к свободному концу провода, напряжения вращения — путем закручивания провода на целое число оборотов n . Поскольку задачей работы является построение качественной картины зависимости свойств микропровода от аксиальных и вращательных напряжений, то для удобства восприятия указанные величины будут употребляться в терминах граммов и оборотов.

Ниже представлены наиболее характерные результаты, полученные для образца микропровода на основе кобальта, имеющего следующие параметры: диаметр металлической жилы $17\ \mu\text{m}$, общий диаметр провода вместе со стеклянной изоляцией $20\ \mu\text{m}$, длина образца 11 см, константа магнитострикции $\lambda_s \sim -10^{-7}$. Измерения выполнялись на частоте 10 GHz, внешнее магнитное поле, изменяющееся в пределах от -50 до $+50$ Oe, прикладывалось вдоль оси провода.

В случае аксиального растяжения (кривые с пустыми маркерами, рис. 1) зависимость нормированного импеданса провода от магнитного поля имеет вид симметричного гладкого пика. Поле насыщения, при котором прекращается изменение импеданса, линейно зависит от прикладываемого напряжения, что соответствует увеличению магнитожесткости образца. Магнитный гистерезис и существенное изменение разности между максимальным и минимальным значениями GMI на экспериментальных кривых не наблюдаются.

Закручивание провода приводит к изменению формы кривых. На рис. 1 это проиллюстрировано (кривые со сплошными маркерами) на примере провода, последовательно закрученного на 10 и 20 оборотов при фиксированном аксиальном растяжении, которое создается грузом 10 g. Плавная квадратичная зависимость GMI вблизи нулевого поля, характерная для аксиального растяжения, изменяется на линейную зависимость, наклон которой увеличивается с ростом числа

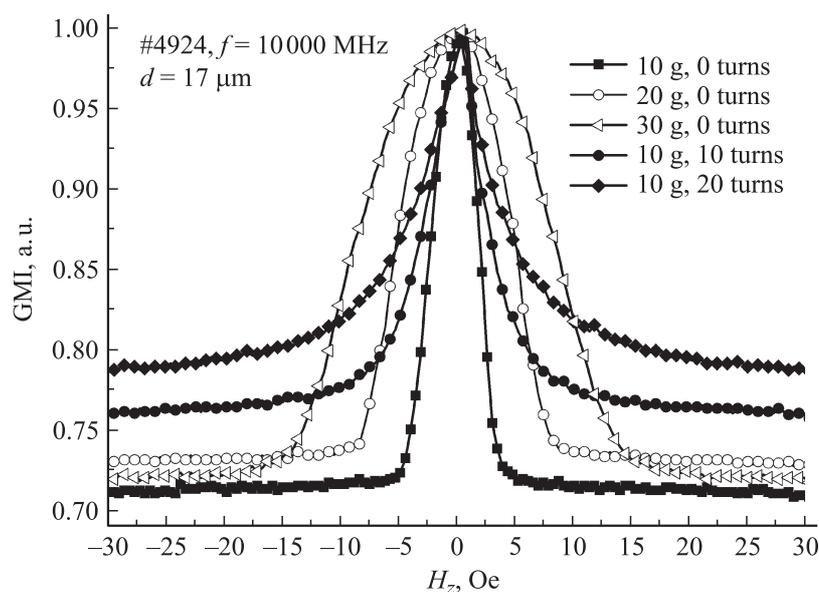


Рис. 1. Изменение формы кривых GMI под действием аксиальных и вращательных напряжений.

оборотов n . При этом уменьшается разность между максимальным и минимальным значениями GMI. Кривые GMI смещаются относительно поля $H_z = 0$ Oe, и вблизи этого поля имеет место скачок. При перемагничивании провода в противоположном направлении критическое поле, при котором происходит скачок, также изменяет знак, т.е. наблюдается гистерезис.

На рис. 2 представлены фрагменты кривых GMI вблизи поля $H_z = 0$ Oe для провода, закрученного на 12 оборотов, к которому последовательно прикладывалось аксиальное напряжение с помощью грузов 10, 20 и 30 g. Увеличение аксиальной нагрузки приводит к возрастанию поля, при котором происходит необратимый скачок. Поле скачка составляет 0.88 Oe для груза 10 g, 1.54 Oe для груза 20 g и 2.42 Oe для груза 30 g. Появление скачка связано с резким изменением направления намагниченности в приповерхностной области провода,

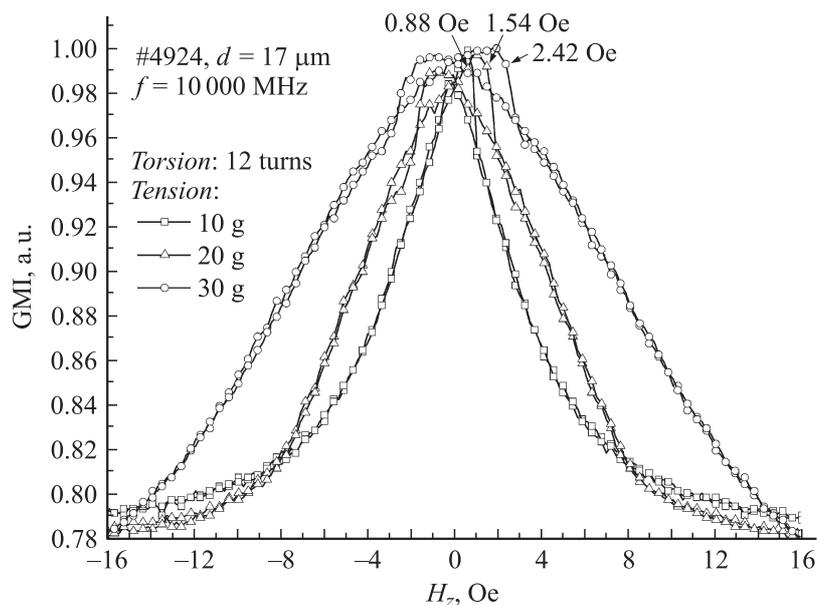


Рис. 2. Экспериментальные зависимости GMI для провода с наведенной геликоидальной анизотропией при нескольких значениях аксиальной нагрузки.

которое происходит при определенном значении внешнего магнитного поля.

На рис. 3 представлены значения критического поля для различных значений аксиальных и вращательных напряжений. При заданном числе оборотов приложение аксиальной нагрузки приводит к увеличению поля, при котором происходит скачок GMI. Напротив, при заданном аксиальном напряжении закручивание провода приводит к уменьшению критического поля до некоторого предельного ненулевого значения. С точностью до погрешности эксперимента указанные зависимости являются линейными.

Перейдем к анализу полученных зависимостей.

Эффект GMI в области сверхвысоких частот связан с перемагничиванием провода в пределах эффективного поля анизотропии, которое определяется магнитоупругими взаимодействиями [2]. Неоднородные

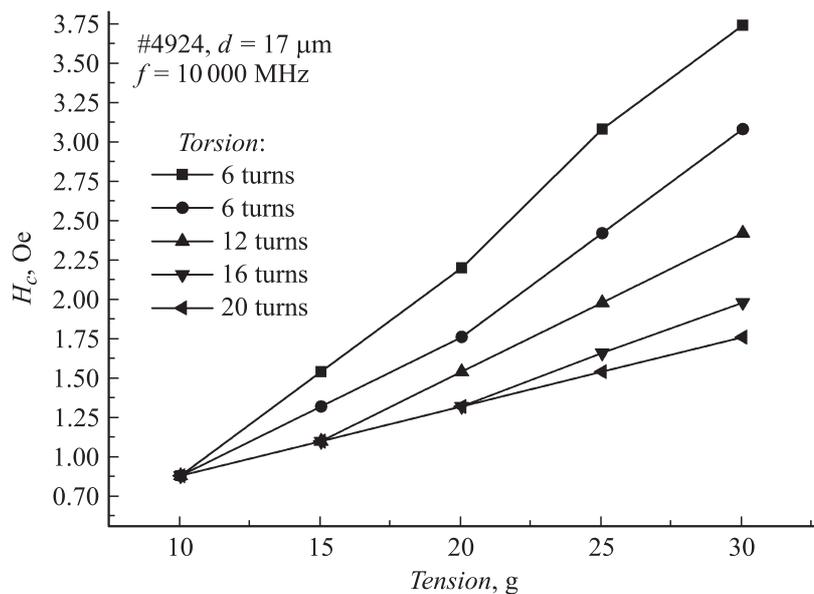


Рис. 3. Зависимость критического поля от аксиальных и вращательных механических напряжений.

остаточные напряжения, возникшие в процессе изготовления провода, за счет слабой, но ненулевой, магнитоупругой связи создают локально двухосную магнитную анизотропию. В приповерхностной области (shell) легкая ось совпадает с тангенциальной осью цилиндрической системы координат, а в середине образца (core) — с аксиальной [7].

Однородные аксиальные напряжения σ_{zz} дают дополнительный вклад в эффективную магнитную анизотропию. В силу отрицательного значения константы магнитострикции $\lambda_s < 0$ это приводит к перенормировке константы анизотропии [8]:

$$K_{eff} = K - \frac{3|\lambda_s|\sigma_{zz}}{M_0^2}, \quad (1)$$

где M_0 — намагниченность насыщения, а зависящая от остаточных напряжений константа анизотропии принимает значения $K > 0$ в

сердцевине провода и $K < 0$ в оболочке. При растяжении ($\sigma_{zz} > 0$) увеличивается магнитная жесткость оболочки (область, где $K < 0$), что приводит к увеличению магнитной жесткости образца (рис. 1).

Для распределения намагниченности в области оболочки аксиальная компонента M_z определяется выражением [8]:

$$M_z = M_0 \frac{H_z M_0 + \tau Q \Lambda C \xi / 2}{K_{eff}}, \quad (2)$$

где $\tau = 2\pi n/L$ — угол кручения (угол поворота, отнесенный к длине образца L), ξ — геометрический фактор порядка обратного радиуса провода, величина Q принимает значения ± 1 и может рассматриваться как топологический заряд, соответствующий направлению обхода вектором намагниченности окружности, соосной оси провода (по или против часовой стрелки), C — модуль сдвига, Λ — константа магнитострикции, появление которой связано с неоднородным распределением осей анизотропии при вращении провода. Из (2) следует, что кручение приводит к возникновению в образце эффективного поля подмагничивания — $\tau Q C \Lambda \xi / 2 M_0$.

В отсутствие кручения ($n = 0$) перемагничивание происходит следующим образом. С уменьшением внешнего поля от поля насыщения вектор намагниченности в оболочке поворачивается по направлению к легкой оси ($M_z \rightarrow 0$ при $H_z \rightarrow 0$). При изменении направления подмагничивания ($H_z < 0$) магнитные моменты оболочки поворачиваются без изменения знака касательной составляющей намагниченности. Такой процесс перемагничивания проявляет себя в плавных (без скачка) и симметричных по H_z зависимостях (кривые с пустыми маркерами на рис. 1).

При наличии кручения реализуется другой сценарий. При приближении $H_z \rightarrow 0$ со стороны положительных значений M_z оболочки стремится к ненулевому положительному значению, зависящему от угла кручения (см. формулу (2)). 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, которое имеет противоположное направление касательной составляющей намагниченности, осуществляется скачком. Значение критического поля, при котором происходит скачок, зависит от угла кручения τ (рис. 3). Такой процесс перемагничивания

характеризуется: а) скачком намагниченности и соответственно скачком на кривых ГМИ; б) симметричным гистерезисом. Примером таких кривых являются зависимости, изображенные на рис. 2.

Таким образом, действие аксиальных и вращательных (торсионных) упругих напряжений на ГМИ магнитных микропроводов в диапазоне СВЧ носит противоположный характер. Вращательные напряжения, в отличие от аксиальных, формируют геликоидальную магнитную структуру, которая приводит к гистерезису и необратимым скачкам гигантского магнитного импеданса. Критическое поле, при котором теряется устойчивость магнитной системы, зависит от величины как аксиальных, так и вращательных напряжений. Прикладывая к проводам различные комбинации напряжений, можно, с одной стороны, управлять полевой характеристикой ГМИ, а с другой — использовать этот эффект для создания различных сенсорных элементов [9].

Список литературы

- [1] *Phan M.-H., Peng H.-X.* // Progress in Materials Science. 2008. V. 53. N 2. P. 323–420.
- [2] *Курляндская Г.В., Бебенин Н.Г., Васьковский В.О.* // ФММ. 2011. Т. 111. № 2. С. 136–158.
- [3] *Chizhik A., Zablotskii V., Stupakiewicz A., Gomez-Polo C., Maziewski A., Zhukov A., Gonzalez J., Blanco J.M.* // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. N 21. P. 212401.
- [4] *Vazquez M., Adenot-Engelvin A.-L.* // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. N 14. P. 2066–2073.
- [5] *Ipatov M., Zhukova V., Zhukov A., Gonzalez J., Zvezdin A.* // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. N 13. P. 134421.
- [6] *Бержанский В.Н., Пономаренко В.И., Попов В.В., Торкунов А.В.* // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 22. С. 24–28.
- [7] *Antonov A.S., Borisov V.T., Borisov O.V., Prokoshin A.F., Usov N.A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2000. V. 33. N 10. P. 1161–1168.
- [8] *Попов В.В., Гомонай Е.В., Бержанский В.Н., Бойко В.А.* // Учен. зап. Таврического национального университета им. В.И. Вернадского. Сер. Физико-математические науки. 2011. Т. 24(63). № 2. С. 141–152.
- [9] *Qin F.X., Peng H.X., Popov V.V., Panina L.V., Ipatov M., Zhukova V., Zhukov A., Gonzalez J.* // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. N 7. P. 07A310.