

DOI: 10.17725/rensit.2023.15.003

Магнитоимпеданс в планарной магнитоэлектрической гетероструктуре аморфный ферромагнетик-пьезоэлектрик: модуляция электрическим полем

¹Бурдин Д.А., ¹Чашин Д.В., ¹Экономов Н.А., ²Zhou P., ²Qi Y., ²Zhang T., ³Панина Л.В., ¹Фетисов Ю.К.

¹МИРЭА-Российский технологический университет, <http://www.mirea.ru/>

Москва 119454, Российская Федерация

²Hubei University, <https://eng.hubu.edu.cn/>

Wuhan 430062, PR China

³Университет науки и технологий МИСиС, <https://misis.ru/>

Москва 119049, Российская Федерация

E-mail: burdin@mirea.ru; chashin@mirea.ru; ekonomov@list.ru; p_zhou@outlook.com; yajun_qi@hotmail.com; zhangtj@hubu.edu.cn; drlpanina@gmail.com; fetisov@mirea.ru

Поступила 04.01.2023, рецензирована 06.01.2023, принята 09.01.2023

Аннотация: Исследованы эффект гигантского магнитоимпеданса и обратный магнитоэлектрический эффект в планарной гетероструктуре, содержащей механически связанные слои аморфного ферромагнетика FeBSiC и пьезоэлектрического цирконата-титаната свинца. Магнитоимпеданс наблюдали в диапазоне частот 0.1-40 МГц и полях подмагничивания 0-300 Э, максимальная величина эффекта на частоте 10 МГц достигала 12%. Обратный магнитоэлектрический эффект наблюдали в магнитных полях 0-50 Э, максимальная величина эффекта на частоте акустического резонанса структуры 40 кГц составляла 1.45 Гс/(В/см). Обнаружена амплитудная модуляция магнитоимпеданса электрическим полем с частотой резонанса структуры с коэффициентом $\sim 1 \cdot 10^{-2}$. Модуляция возникает в результате комбинации пьезоэффекта и магнитострикции слоев структуры, приводящей к изменению поперечной магнитной проницаемости и толщины скин-слоя ферромагнетика.

Ключевые слова: магнитоимпеданс, композитная гетероструктура, ферромагнетик, пьезоэлектрик, магнитоэлектрический эффект

УДК 537.86

Благодарности: Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, гранты № 20-07-00811 (эксперимент) и № 20-31-70001 (теоретический анализ). Часть измерений выполнена на оборудовании Объединенного центра коллективного пользования РТУ МИРЭА.

Для цитирования: Бурдин Д.А., Чашин Д.В., Экономов Н.А., Zhou P., Qi Y., Zhang T., Панина Л.В., Фетисов Ю.К. Магнитоимпеданс в планарной магнитоэлектрической гетероструктуре аморфный ферромагнетик-пьезоэлектрик: модуляция электрическим полем. РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии, 2023, 15(1):3-12. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.003.

Magnetoimpedance in a Planar Magnetoelectric Heterostructure Amorphous Ferromagnet–Piezoelectric: Electric Field Modulation

Dmitri A. Burdin, Dmitri V. Chashin, Nikolai A. Ekonomov, Yuri K. Fetisov

MIREA–Russian Technological University, <http://www.mirea.ru/>

Moscow 119454, Russian Federation

E-mail: burdin@mirea.ru; chashin@mirea.ru; ekonomov@list.ru; fetisov@mirea.ru

Peng Zhou, Yajun Qi, Tianjin Zhang

Hubei University, <https://eng.hubu.edu.cn/>

Wuhan 430062, PR China

E-mail: p_zhou@outlook.com, yajun_qi@hotmail.com, zhangtj@hubu.edu.cn

Larissa V. Panina

University of Science and Technologies MISIS, <https://misis.ru/>

Moscow 119049, Russian Federation

E-mail: drlpanina@gmail.com

Received January 04, 2023, peer-reviewed January 06, 2023, accepted January 09, 2023

Abstract: The magnetoimpedance effect and the converse magnetoelectric effect in a planar heterostructure consisting of mechanically bonded layers of amorphous ferromagnet FeBSiC and piezoelectric lead zirconate titanate are studied. Magnetoimpedance was observed in the frequency range of 0.1-40 MHz and bias dc magnetic field of 0-300 Oe; the maximum magnitude of the effect at a frequency of 10 MHz reached 12%. The converse magnetoelectric effect was observed in magnetic fields of 0-50 Oe; the maximum value of the effect at the structure acoustic resonance frequency of 40 kHz was 1.45 G/(V/cm). Amplitude modulation of the magnetoimpedance by an electric field at the resonance frequency of the structure with a coefficient of $\sim 1 \cdot 10^{-2}$ is found. Modulation occurs as a result of a combination of the piezoelectricity and magnetostriction of the layers, which leads to a change in the transverse magnetic permeability and the thickness of the skin-layer of the ferromagnet.

Keywords: magnetoimpedance, composite heterostructure, ferromagnet, piezoelectric, magnetoelectric effect

UDC 537.86

Acknowledgments: The work was supported by Russian Fund for Fundamental Research, grants 20-07-00811 (experiment) and 20-31-70001 (theoretical analysis). Some measurements were carried out on the equipment of the Joint Center for Common Use of RTU MIREA.

For citation: Dmitri A. Burdin, Dmitri V. Chashin, Nikolai A. Ekonomov, Peng Zhou, Yajun Qi, Tianjin Zhang, Larissa V. Panina, Yuri K. Fetisov. Magnetoimpedance in a Planar Magnetoelectric Heterostructure Amorphous Ferromagnet–Piezoelectric: Electric Field Modulation. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies*, 2023, 15(1):3-12e. DOI: 1027725/rensit.2023.15.003.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (4)
2. ГЕТЕРОСТРУКТУРА И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ (5)
3. МАГНИТОИМПЕДАНС В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ (6)
4. ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУРЫ (7)
 - 4.1. ОБРАТНЫЙ МЭ ЭФФЕКТ (7)
 - 4.2. МОДУЛЯЦИЯ ИМПЕДАНСА (8)
5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ (9)
6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (11)

ЛИТЕРАТУРА (11)

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффект магнитоимпеданса (МИ) в магнитных проводниках интенсивно изучают в последние десятилетия в связи с перспективами его использования для создания датчиков магнитных полей [1].

Эффект проявляется в изменении импеданса образца под действием постоянного магнитного поля и возникает из-за изменения магнитной проницаемости и толщины скин-слоя в проводнике [2,3]. В аморфных ферромагнетиках на основе железа и кобальта изменение импеданса в магнитном поле достигает сотен процентов, сильно зависит от состава и геометрии образцов и внешних воздействий [4]. В магнитострикционных материалах к изменению импеданса приводит также деформация образца (stress-impedance effect) [5], вызывающая изменение намагниченности M и магнитной проницаемости μ материала [6].

Представляет интерес исследовать возможность управления МИ с помощью динамических деформаций. Для этого можно использовать композитные гетероструктуры,

содержащие механически связанные ферромагнитные (ФМ) и пьезоэлектрические (ПЭ) слои. В таких гетероструктурах наблюдаются магнитоэлектрические (МЭ) эффекты, возникающие в результате комбинации пьезоэлектричества в ПЭ слое и магнитострикции ФМ слоя, приводящие к изменению намагниченности M или электрической поляризации P структуры под действием магнитного H и электрического E полей [7,8].

К настоящему времени опубликовано несколько статей, посвященных исследованию МИ в композитных гетероструктурах. В кольцевом резонаторе со слоями из керамики цирконата-титаната свинца (PZT) и Терфенола на частоте акустического резонанса 70 кГц наблюдали изменение емкостной составляющей импеданса на 225% под действием магнитного поля 800 мТл [9]. В структуре аморфный ферромагнетик Metglas-PZT на частоте резонанса 60 кГц обнаружено изменение индуктивной и емкостной составляющих импеданса до 450% в магнитном поле 100 Э [10]. В [11] исследован МИ в структурах Metglas-PZT и Терфенол-PZT и показано, что величина МИ существенно зависит от магнитной и диэлектрической проницаемостей, магнитострикции и модулей Юнга слоев структур. В структуре Metglas-PZT зарегистрировали изменение импеданса в 600%, что на порядок больше, чем в структуре Терфенол-PZT.

В данной работе мы исследовали магнитоимпеданс в планарной гетероструктуре Metglas-PZT и впервые продемонстрировали возможность управления магнитоимпедансом с помощью электрического поля, приложенного к пьезослою структуры

Первая часть статьи содержит описание исследуемой структуры и методик измерений.

Во второй части приведены измеренные характеристики МИ в структуре. Третья часть посвящена исследованию влиянию электрического поля на характеристики структуры. В последней части обсуждаются полученные результаты. В заключении суммированы основные выводы работы.

2. ГЕТЕРОСТРУКТУРА И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Исследуемая гетероструктура и блок-схема измерительной установки схематически изображены на **Рис. 1**. Структура содержала ферромагнитный (ФМ) и пьезоэлектрический (ПЭ) слои. ФМ слой изготовлен из ленты аморфного ферромагнетика FeBSiC (Metglas 2605SA1, Metglas Inc., USA), имел размеры 23×1.7 мм, толщину 25 $\mu\text{м}$, намагниченность насыщения $M_s = 1.56$ Тл, начальную магнитную проницаемость $\mu \sim 10^5$, магнитострикцию насыщения $\lambda_s = 25 \cdot 10^{-6}$ и удельную проводимость $\sigma \approx 8.3 \cdot 10^3 \Omega^{-1}\text{см}^{-1}$. ПЭ слой изготовлен из пьезокерамики цирконата-титаната свинца состава $\text{Pb}_x\text{Zr}_{1-x}\text{TiO}_3$ (PZT-43) (АО «НИИ Элапа», Москва, Россия), имел размеры $81.3 \times 12 \times 3$ мм, пьезомодули $d_{33} = 280$ пм/В и $d_{31} = -125$ пм/В и диэлектрическую

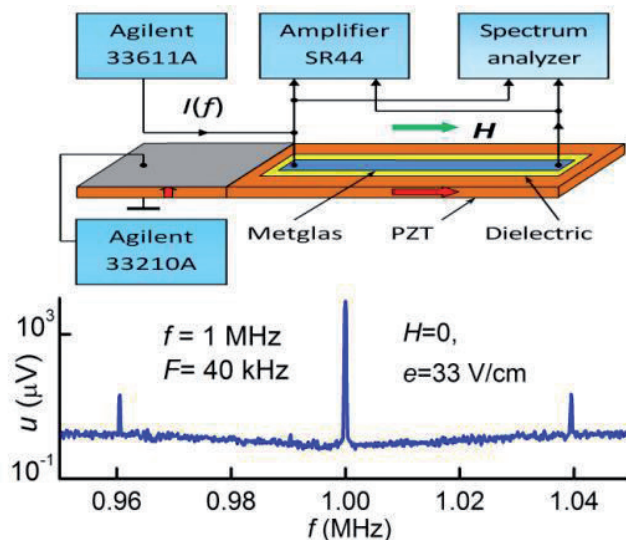


Рис. 1. Гетероструктура Metglas-PZT и блок-схема измерительной установки. Стрелки указывают направление электрического и магнитного полей.

проницаемость $\epsilon = 1400$. Часть PZT-пластины длиной 40 мм с Ag-электродами на поверхности была поляризована по нормали к плоскости, а свободная часть – в плоскости пластины. Полоска Metglas наклеена на свободную часть PZT-пластины с помощью цианоакрилатного клея. Слой клея толщиной ~ 10 $\mu\text{м}$ эффективно передавал деформации через границу раздела и обеспечивал электрическую изоляцию проводящей полоски Metglas от PZT-пластины. Структуру помещали между полюсами электромагнита в постоянное магнитное поле $H = 0-400$ Э, приложенное вдоль ее длинной оси. Магнитное поле измеряли гауссметром LakeShore модель 421 с точностью 0.1 Э.

При исследовании магнитоимпеданса через полоску Metglas пропускали переменный ток $I\cos(2\pi ft)$ с амплитудой $I = 20-200$ мА и частотой в диапазоне $f = 0.1-40$ МГц от генератора сигналов произвольной формы Agilent 33210A. С помощью синхронного детектора SR850 измеряли падение напряжения u между концами ФМ-полоски. По измеренным значениям напряжения u и тока I определяли импеданс полоски Metglas $Z = u/I$, затем рассчитывали величину магнитоимпеданса MI при поле H как

$$MI(H) = \frac{Z(H) - Z(H_s)}{Z(H_s)} 100\%, \quad (1)$$

где $Z(H)$ – импеданс ФМ полоски при поле H , $Z(H_s)$ – импеданс в поле насыщения H_s . Спектр частот напряжения на полоске Metglas измеряли с помощью анализатора спектра Siglent SSA3021X.

При исследовании влияния электрического поля на характеристики структуры к электродам PZT слоя от второго генератора Agilent 33210A прикладывали переменное напряжение $U\cos(2\pi Ft)$ с амплитудой до $U = 10$ В и частотой $F = 10$ Гц-100 кГц. Это напряжение создавало в пьезоэлектрике переменное поле с

амплитудой до $e = 33$ В/см. Изменение намагниченности структуры измеряли с помощью намотанной на структуру катушки диаметром 30 мм, содержащей $N = 270$ витков провода. Все измерения проводили при комнатной температуре.

3. МАГНИТОИМПЕДАНС В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ

На первом этапе были исследованы характеристики МИ в структуре без электрического поля. В отсутствие магнитного поля $H = 0$ при токе через ФМ полосок $I = 20$ мА с частотой $f = 10$ МГц падение напряжения на полоске составляло $u = 137$ мВ и величина импеданса $Z(0) = 0.683$ Ω , а при поле насыщения $H_s \approx 400$ Э импеданс равнялся $Z(H_s) = 0.61$ Ω .

На Рис. 2 приведены измеренные зависимости магнитоимпеданса MI полоски Metglas от магнитного поля H при разных частотах тока f с амплитудой $I = 20$ мА. Видно, что ширина области магнитных полей магнитоимпеданса сильно зависит от частоты тока. При поле насыщения $H_s \approx 350$ Э, величина импеданса равнялась $Z(H_s) \approx 0.61$ Ω и магнитоимпеданс достигал максимального значения $\sim 12\%$. При частотах тока ниже 20 МГц на графике виден центральный пик при $H = 0$. При более высоких частотах близи нулевого поля появляется провал, который

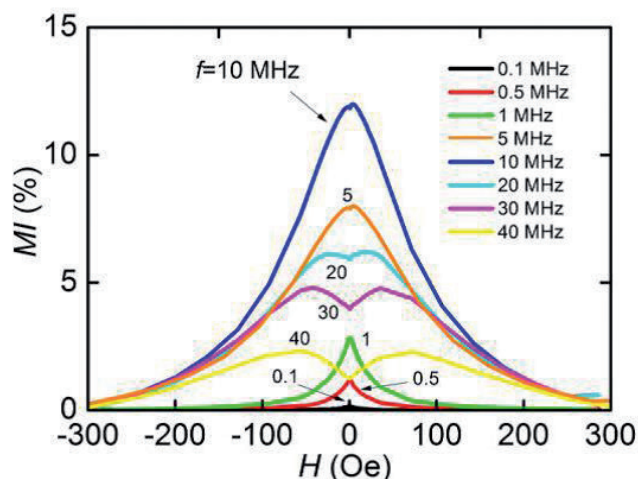


Рис. 2. Зависимость величины MI в структуре Metglas-PZT от магнитного поля H на различных частотах f .

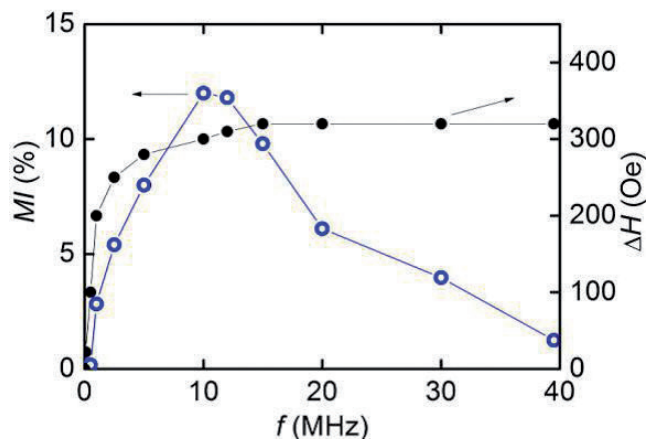


Рис. 3. Зависимость величины MI при $H = 0$ и ширины ΔH области магнитных полей магнитоимпеданса в структуре *Metglas-PZT* от частоты тока f с амплитудой 20 мА.

увеличивается с ростом частоты. При всех частотах гистерезис на полевых зависимостях импеданса отсутствовал.

На **Рис. 3** приведены зависимости величины магнитоимпеданса MI при $H = 0$ и ширины области магнитных полей существования магнитоимпеданса ΔH от частоты тока f , построенные с использованием данных Рис. 2. В области низких частот MI мал из-за слабого скин-эффекта, также малы поле насыщения и ΔH . Для частот выше 1 МГц, ΔH увеличивается от 100 до ~ 330 Э с ростом f . Для частот выше 10 МГц величина MI при нулевом поле падает из-за изменения вида полевой зависимости MI . Формы зависимостей $MI(H)$ и $MI(f)$, показанные на Рис. 2 и 3, и максимальная величина $MI \approx 12\%$ в полоске Метгласа согласуются с данными других исследований магнитоимпеданса в аморфных ферромагнетиках [1,12].

4. ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУРЫ

На втором этапе исследовали влияние переменного электрического поля $e \cos(2\pi Ft)$, приложенного к PZT слою, на характеристики структуры. Электрическое поле приводит к модуляции намагниченности структуры

(обратный МЭ эффект) [12], и к модуляции магнитоимпеданса структуры.

4.1. ОБРАТНЫЙ МЭ ЭФФЕКТ

На **Рис. 4** показана зависимость напряжения v с катушки от частоты F электрического поля с амплитудой $e = 33$ В/см. Пик напряжения вблизи частоты $F_0 = 40.15$ кГц с амплитудой $v_1 = 13.8$ мВ и добротностью $Q \approx 48$ соответствует, как будет показано ниже, возбуждению продольных акустических колебаний структуры.

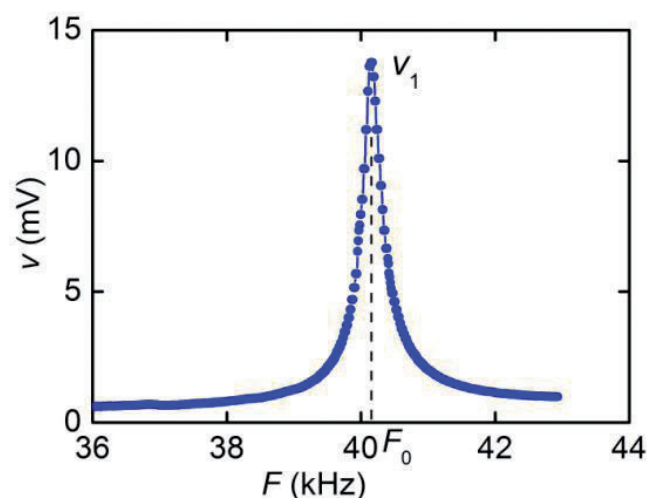


Рис. 4. Зависимость напряжения с катушки v от частоты электрического поля F при обратном МЭ эффекте в *Metglas-PZT* структуре при $H \approx 4.2$ Э и $e = 33$ В/см.

На **Рис. 5** показана зависимость напряжения v_1 с катушки от магнитного поля H . Видно, что с ростом H напряжение

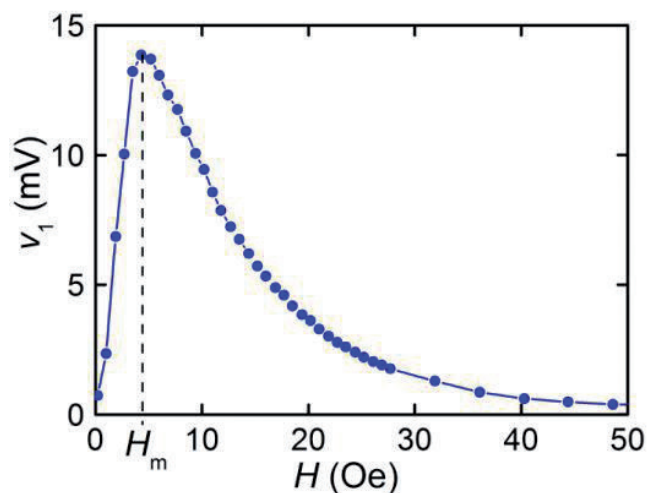


Рис. 5. Зависимость напряжения с катушки v_1 от магнитного поля H при обратном МЭ эффекте в *Metglas-PZT* структуре при $e = 33$ В/см.

вначале линейно растет, достигает максимума при поле $H_m \approx 4.2$ Э, а затем спадает до нуля по мере насыщения ФМ-слоя структуры. Поле H_m соответствует полю, при котором имеет место максимум пьезомагнитного коэффициента $\lambda^{(1)}(H) = \partial\lambda/\partial H|_{IP}$, где $\lambda(H)$ – зависимость магнострикции слоя Metglas от магнитного поля H . Как видно из Рис. 5, обратный МЭ эффект в описанной структуре наблюдается в области магнитных полей шириной ~ 50 Э.

4.2 Модуляция импеданса

Модуляцию магнитоимпеданса структуры под действием переменного электрического поля регистрировали по спектрам частот напряжения на полоске Metglas. В качестве примера на Рис. 6 приведены спектры напряжения при частоте тока $f = 1$ МГц, амплитуде тока 20 мА и $H = 0$. Видно, что в отсутствие электрического поля ($e = 0$), спектр напряжения содержит только одну составляющую с частотой 1 МГц, равной частоте тока. Гармоническое поле с амплитудой $e = 33$ В/см и частотой $F = 39.5$ кГц вызывает появление в спектре напряжения боковых составляющих амплитудой u_s с комбинационными частотами $f \pm F$. Амплитуды боковых составляющих на ~ 10 дБ превышают уровень шума.

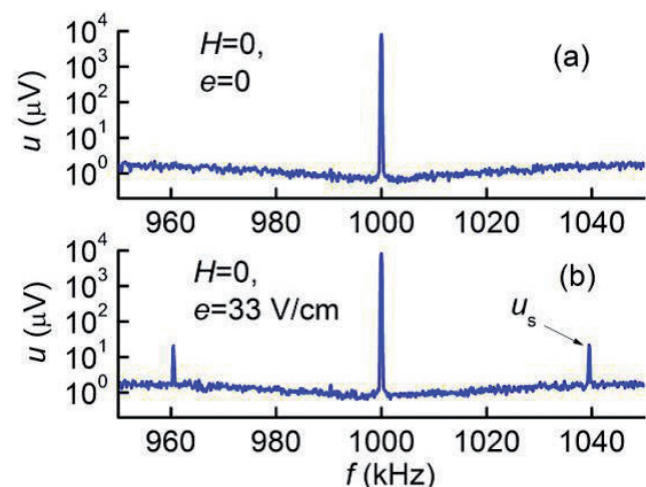


Рис. 6. Спектр частот МЭ напряжения: (а) в отсутствие электрического поля, (б) при приложении к PZT-слою поля $e = 33$ В/см с частотой $F = 39.5$ кГц.

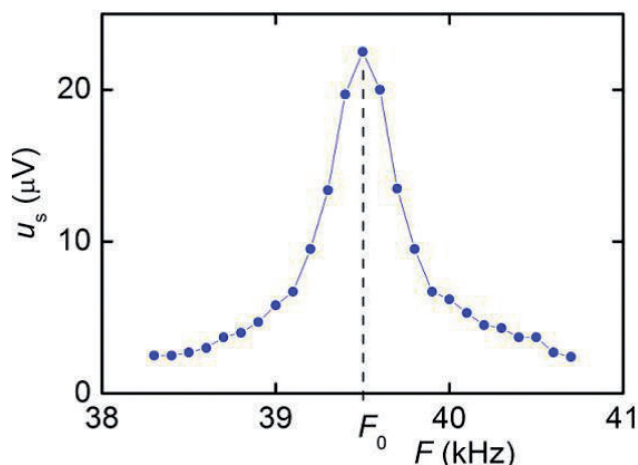


Рис. 7. Зависимость амплитуды боковой составляющей u_s спектра МЭ напряжения от частоты электрического поля F при $e = 33$ М/см и $H = 0$.

На Рис. 7 показана зависимость амплитуды боковых составляющих u_s от частоты F электрического поля. Амплитуда достигает максимума $u_s \approx 22$ мВ на частоте резонанса структуры F_0 , линия имеет добротность $Q \approx 116$. Амплитуда боковых составляющих u_s линейно росла с увеличением амплитуды поля e и монотонно падала с ростом H .

На Рис. 8 в логарифмическом масштабе показана зависимость амплитуды u_s боковых составляющих от поля H на частоте резонанса при $f = 1$ МГц, $I = 20$ мА и $e = 33$ В/см. Для сравнения на том же графике приведена полевая зависимость магнитоимпеданса $MI(H)$. Видно, что кривые

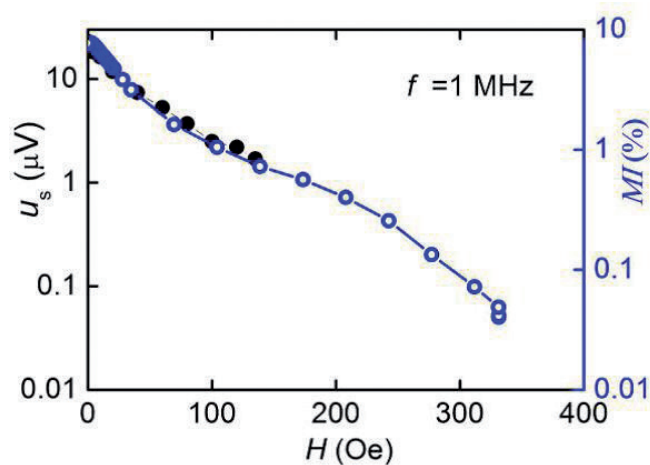


Рис. 8. Зависимость амплитуды u_s боковой составляющей спектра МЭ напряжения и величины магнитоимпеданса MI от поля H на частоте резонанса F_0 .

накладываются друг на друга. Гармоники с комбинационными частотами в спектре сигнала с $f = 1$ МГц наблюдали в области полей от нуля до ~ 135 Э, а в спектре сигнала с $f = 10$ МГц – в области полей от нуля до ~ 330 Э.

Описанные выше измерения были проведены также на структуре с ФМ слоем из аморфного ферромагнетика без магнитострикции, $\lambda_s < 1 \cdot 10^{-6}$. В такой структуре наблюдали магнитоимпеданс, но МЭ эффект и модуляция МИ электрическим полем отсутствовали.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим более подробно механизмы возникновения обратного МЭ эффекта и модуляции импеданса электрическим полем в описанной структуре.

Обратный МЭ эффект в структуре возникает благодаря комбинации обратного пьезоэффекта в PZT слое и обратной магнитострикции (эффект Виллари) в полоске Metglas из-за механической связи слоев [7]. Переменное поле e создает переменную деформацию PZT слоя, эта деформация передается полоске Metglas, что приводит к модуляции ее намагниченности M и магнитной проницаемости.

Сначала оценим резонансную частоту структуры (Рис. 4), используя формулу для частот продольных колебаний свободного стержня [14]

$$F_n = \frac{n}{2b} \sqrt{\frac{Y}{\rho}}, \quad (2)$$

где b – длина структуры, Y – модуль Юнга, ρ – плотность, $n = 1, 2, \dots$ – номер моды. Поскольку толщина и масса полоски Metglas и электродов много меньше толщины и массы PZT пластины, то их вклад при оценке не учитываем. Используя известные параметры PZT ($Y = 7.7 \cdot 10^{10}$ Н/м², $\rho = 7.5 \cdot 10^3$ кг/м³), для пластины длиной $b = 81.3$ мм получаем частоту $F_n \approx n \cdot 19.7$ кГц. Таким образом,

частота второй моды ($n = 2$) планарных колебаний структуры 39.4 кГц хорошо совпадает с измеренной частотой резонанса. При этом полоска Metglas расположена в области наибольших деформаций на поверхности PZT пластины.

Теперь оценим МЭ коэффициент для обратного эффекта. Для этого сначала найдем амплитуду изменения индукции поля δB в полоске Metglas на частоте резонанса. Применяя закон электромагнитной индукции Фарадея, получаем

$$\delta B = \frac{\nu}{SN2\pi F_0}, \quad (3)$$

где ν – амплитуда напряжения с катушки, S и N – площадь поперечного сечения и число витков катушки. В качестве S следует брать поперечное сечение полоски Metglas, поскольку из-за большой относительной магнитной проницаемости $\mu \sim 10^3$, поле сконцентрировано в ферромагнетике. Подставляя напряжение $\nu = 13.8$ мВ и параметры структуры, получаем изменение поля $\delta B \approx 48$ Гс. Такое изменение B дает МЭ коэффициент $\alpha_B = \delta B/e \approx 1.45$ Гс/(В/см), который согласуется по порядку величины с коэффициентами для структур FeGa-PZT [15] и Metglas-PZT [16]. Относительную деформацию полоски Metglas на частоте резонанса под действием приложенного к структуре электрического поля $e = 33$ В/см можно оценить как $T \approx Qd_{31}e \approx 2 \cdot 10^{-5}$.

Импеданс ферромагнитной полоски толщиной d зависит от поперечной магнитной проницаемости (по отношению к направлению тока) как [3]

$$Z = R_{ac} \frac{kd}{2} \cot \frac{kd}{2}, \quad k = \frac{(1+j)}{\delta}. \quad (4)$$

В (4) толщина скин-слоя дается выражением

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma \omega \mu_0 \mu_t}}, \quad (5)$$

где σ – проводимость, μ_0 – проницаемость вакуума, μ_t – относительная поперечная магнитная проницаемость ферромагнетика,

которая зависит от поля H и поля анизотропии. Поперечная проницаемость определяет магнитный поток, созданный полем h , которое генерирует ток, протекающий по ФМ полоске. Величина μ_r , входящая в (4), отличается от проницаемости $\mu(H) = \partial V / \partial H|_{HP}$, которая получается дифференцированием кривой намагничивания $V(H)$. Поперечная проницаемость μ_T зависит от поля смещения H , поля анизотропии H_K и размеров ФМ полоски [17,18]. В случае одноосной анизотропии, поперечная проницаемость μ_t на частотах, значительно меньших частоты ферромагнитного резонанса, имеет вид (M_s и H даны в СГС системе) [19]:

$$\mu_t \approx 1 + \frac{4\pi M_s}{H \cos \theta + H_K \cos 2(\alpha - \theta)}, \quad (6)$$

где M_s – намагниченность насыщения, α – угол между осью анизотропии и током, θ – угол между статической намагниченностью и током. Если $\alpha \approx 0$, $\theta \approx 0$, величина μ_t максимальна в нулевом поле и уменьшается как $1/H$. Это объясняет зависимость импеданса от магнитного поля в области низких частот. С уменьшением μ_t скин-эффект становится слабее и изменения импеданса становятся незначительными в области больших полей. Это объясняет сужение графика зависимости $MI(H)$ с падением частоты тока f (см. Рис.3). В области высоких частот, когда вклад скин-эффекта существенен, в импеданс вносят вклад в основном области вблизи поверхности проводника. Ось анизотропии может отклоняться от продольного направления. В этом случае проницаемость имеет минимум вблизи нулевых полей, что и наблюдали в поведении импеданса на частотах выше 20 МГц. В МГц диапазоне величина МИ отношения составляла несколько % при $H \approx 300$ Ое.

Приложение переменного поля e к PZT слою приводит к модуляции магнитоимпеданса. Причина возникновения модуляции магнитоимпеданса напряжением

следующая. Как показано в [20], деформация ФМ слоя гетероструктуры ведет к появлению дополнительного поля анизотропии H_{mc} магнитострикционной природы, направленного поперек полоски и перпендикулярно полю H . Предполагая, что изменение поперечной проницаемости из-за поля анизотропии H_{mc} малы, полную проницаемость можно записать в виде (при $\alpha \approx 0$, $\theta \approx 0$)

$$\tilde{\mu}_t = \mu_t \left(1 + \frac{H_{mc}}{H + H_K} \right). \quad (7)$$

Таким образом, поле H_{mc} изменяет переменную компоненту намагниченности (и магнитной индукции) в поперечном направлении.

Приложение переменного поля e к PZT слою приводит к модуляции магнитоимпеданса. Показанный на Рис. 6 спектр частот имеет вид, типичный для сигнала с амплитудной модуляцией

$$u(t) = u_s [(1 + m \cos(2\pi Ft)) \cdot \cos(2\pi ft)]. \quad (8)$$

Здесь m – коэффициент модуляции, который связан с амплитудой центральной и боковой составляющих спектра как $m = 2u_1/u_0$. Используя данные Рис. 6b и 7, получаем $m \approx 1 \cdot 10^{-2}$. Одинаковый вид полевых зависимостей амплитуды комбинационной гармоники спектра частот MI напряжения u_s и магнитоимпеданса $MI(H)$ на Рис.6 подтверждает такое объяснение эффекта.

Следует отметить различие в полевых зависимостях обратного МЭ эффекта и МИ эффекта. МЭ-эффект в рассматриваемой структуре наблюдался в диапазоне магнитных полей $\sim 0-50$ Э. В полях выше 50 Э намагниченность и магнитострикция Метгласа выходят на насыщение, а магнитная проницаемость по отношению к этому полю стремится к нулю. С другой стороны, МИ-эффект наблюдался в более широком диапазоне полей $\sim 0-330$ Э, поскольку импеданс зависит от поперечной магнитной

проницаемости (по току), которая описывает изменение намагниченности за счет поля h , создаваемого током. Приложение магнитного поля H , перпендикулярного h , увеличивает магнитную жесткость, поэтому поперечная магнитная проницаемость изменяется как $1/H$.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе исследован магнитоимпеданс в планарной гетероструктуре, содержащей механически связанные слои аморфного ферромагнетика FeBSiC и пьезоэлектрического PZT. Магнитоимпеданс наблюдали в диапазоне частот 0.1-40 МГц и полях подмагничивания 0-300 Э, максимальная величина эффекта на частоте 10 МГц достигала 12%. Показано, что приложенное к пьезослою переменное электрическое поле с частотой, равной частоте акустического резонанса структуры, приводит к модуляции магнитной индукции в ферромагнетике (обратный МЭ эффект) и модуляции магнитоимпеданса. Коэффициент преобразования полей составлял 1.45 Гс/(В/см), коэффициент модуляции импеданса достигал $1 \cdot 10^{-2}$. Модуляция возникает в результате комбинации пьезоэффекта и магнитострикции слоев структуры, приводящей к изменению магнитной проницаемости и толщины скин-слоя ферромагнетика. Обнаруженный эффект может быть использован для управления параметрами датчиков магнитных полей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Knobel M, Pirota KR. Giant magnetoimpedance: concepts and recent progress. *J. Mag. Magn. Mater.*, 2002, 242-245 (part I):33-40, doi:10.1016/s0304-8853(01)01180-5.
2. Panina LV, Mohri K. Magneto-impedance effect in amorphous wires. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, 65:1189-1191, doi: 10.1063/1.112104.
3. Panina LV, Mohri K, Uchiyama T, Noda M. Giant magneto-impedance in Co-rich amorphous wires and films. *IEEE Trans Magn.*, 1995, 31:1249-1260, doi: 10.1109/20.364815.
4. PhanMH, PengHX. Giant magnetoimpedance materials: fundamentals and applications, *Progress in Materials Science*, 2008, 53:323-420, doi: 10.1016/j.pmatsci.2007.05.003.
5. Shen LP, Uchiyama T, Mohri K, Kita E, Bushida K. Sensitive Stress-Impedance Micro Sensor Using Amorphous Magnetostrictive Wire. *IEEE Trans. Magn.*, 1997, 33:3355-3357, doi: 10.1109/20.617942.
6. Gazda P, Nowicki M, Szewczyk R. Comparison of stress-impedance effect in amorphous ribbons with positive and negative magnetostriction. *Materials*, 2019, 12:275, doi: 10.3390/ma12020275.
7. Nan CW, Bichurin MI, Dong S, Viehland D, Srinivasan G. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status and future directions. *J. Appl. Phys.*, 2008, 103:031101, doi: 10.1063/1.2836410.
8. Chashin DV, Fetisov YK, Tafintseva EV, Srinivasan G. Magnetolectric effects in layered samples of lead zirconium titanate and nickel films. *Solid State Com.*, 2008, 148:55, doi: 10.1016/j.ssc.2008.07.015.
9. Wang W, Wang Z, Luo X, Tao J, Zhang N, Xu X, Zhou L. Capacitive type magnetoimpedance effect in piezoelectric-magnetostrictive composite resonator. *Appl. Phys. Lett.*, 2015, 107:172904, doi: 10.1063/1.4934821.
10. Leung CM, Zhuang X, Xu J, Li J, Zhang J, Srinivasan G, Viehland D. Enhanced tunability of magneto-impedance and magneto-capacitance in annealed Metglas/PZT magnetoelectric composites. *AIP Advances*, 2018, 8:055803, doi: 10.1063/1.5006203.
11. Chen L, Wang Y, Luo T, Zou Y, Wan Z. The Study of Magnetoimpedance Effect for Magnetolectric Laminate Composites with Different Magnetostrictive Layers. *Materials*, 2021, 14:6397, doi: 10.3390/ma14216397.
12. Amalou F, Gijs MAM. Giant magnetoimpedance in trilayer structures of patterned magnetic amorphous ribbons.

- Appl. Phys. Lett.*, 2002, 81:1654, doi: 10.1063/1.1499769.
13. Hayes P, Schell V, Salzer S, Burdin D, Yarar E, Piorra A, Knochel R, Fetisov YK, Quqnda E. Electrically modulated magnetoelectric AlN/FeCoSiB film composites for DC magnetic field sensing. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2018, 51:354002, doi: 10.1088/1361-6463/aad456.
14. Timoshenko S. *Vibration Problems in Engineering*. D.Van Nostrand Company Inc., Toronto, 1955, p. 310.
15. Fetisov YK, Kamentsev KE, Chashin DV, Fetisov LY, Srinivasan G. Converse magnetoelectric effects in a galphenol and lead zirconate titanate bilayer. *J. Appl. Phys.*, 2009, 105:123918, doi: 10.1063/1.3152953.
16. Fetisov LY, Chashin DV, Burdin DA, Saveliev DV, Ekonomov NA, Srinivasan G, Fetisov YK. Nonlinear converse magnetoelectric effects in a ferromagnetic-piezoelectric bilayer. *Appl. Phys. Lett.*, 2018, 113(21):212903, doi: 10.1063/1.5054584.
17. Coisson M, Tiberto P, Vinai F, Tyagi PV, Modak SS, Kane SN. Penetration depth and magnetic permeability calculations on GMI effect and comparison with measurements on CoFeB alloys. *J. Magn. Mag. Mater.*, 2008, 320: 510-514, doi: 10.1016/j.jmmm.2007.07.010.
18. Franco CS, Ribas GP, Bruno AC. Influence of the anisotropy axis direction and ribbon geometry on the giant magnetoimpedance of Metglas®2705M. *Sensors and Actuators A Physical*, 2006, 132(1):85-89, doi: 10.1016/j.sna.2006.04.047.
19. Makhnovskiy DP, Panina LV, Mapps DJ. Field-dependent surface impedance tensor in amorphous wires with two types of magnetic anisotropy: helical and circumferential. *Phys. Rev.*, 2001, B.63:144424.
20. Yan Y, Geng LD, Zhang L, Gollapudi S, Song HC, Dong S, Sanghadasa M, Ngo K, Priya S. Correlation between tunability and anisotropy in magnetoelectric voltage tunable inductor (VTI). *Scientific Reports*, 2017, 7(1):16008.
- Бурдин Дмитрий Алексеевич**
к.ф.-м.н.
МИРЭА-Российский технологический университет
Москва 119454, Россия
E-mail: burdin@mirea.ru
- Чашин Дмитрий Владимирович**
к.т.н.
МИРЭА-Российский технологический университет
Москва 119454, Россия
E-mail: chashin@mirea.ru
- Экономов Николай Андреевич**
к.ф.-м.н.
МИРЭА-Российский технологический университет
Москва 119454, Россия
E-mail: ekonomov@list.ru
- Zhou P.**
PhD, prof.
Hubei University
Wuhan 430062, PR China
E-mail: p_zhou@outlook.com
- Qi Y.**
PhD, prof.
Hubei University
Wuhan 430062, PR China
E-mail: yajun_qi@hotmail.com
- Zhang T.**
PhD, prof.
Hubei University
Wuhan 430062, PR China
E-mail: zhangtj@hubu.edu.cn
- Панина Лариса Владимировна**
д.ф.-м.н., проф.
Университет науки и технологий МИСиС
Москва 119049, Россия
E-mail: drlpanina@gmail.com
- Фетисов Юрий Константинович**
д.ф.-м.н., проф.
МИРЭА-Российский технологический университет
Москва 119454, Россия
E-mail: fetisov@mirea.ru.